MINISTERUL EDUCATIEI SI INVATAMINTULUI
INSTITUTUL POLITEHNIC "TRAIAN VUIA"
TIMISOARA
Facultatea de mecanică
Catedra de maşini hidraulice şi pneumatice

Ing. MIRCEA A. BĂRGLĂZAN

IDENTIFICAREA DINAMICA A POMPELOR CENTRIFUGE FUNCTIONIND IN REGIMURI NESTATIONARE ENERGO-CAVITATIONALE

Teză pentru obţinerea titlului de

DOCTOR - INGINER

Conducător ştiinţific :
Acad. Prof. Dr. Doc. Ing.
IOAN ANTON

- 1980 -

Memoriei tatălui meu

P R E F A T A

Prezenta lucrare a fost elaborată de subsemnatul în calitate de şef de lucrări la Catedra de maşini hidraulice a facultăţii de Mecanică din cadrul Institutului Politehnic "Traian Vuia" Timişoara. In perioada pregătirii doctoratului am beneficiat de condiţii deosebite pentru formarea mea şi ridicarea nivelului meu profesional. Concomitent cu această muncă am depus o susţinută activitate didactico-educativă cu studenţii, am rezolvat o serie de probleme de cercetare ştiinţifică pe bază de contracte de colaborare cu unităţile productive şi am continuat preocupările pe linie social-politică şi obştească. Pentru toate acestea doresc să-mi exprim întreaga recunoştinţă partidului, statului, guvernului şi întregului popor, care au creiat minunate condiţii cercetării ştiinţifice în România socialistă.

Almei mater - institutului, facultăţii şi catedrei din care fac parte - îi port cele mai vii mulţumiri pentru ambianţa realizată în aprofundarea cunoştinţelor ştiinţifico-tehnice de specialitate şi în ceea ce priveşte posibilităţile de aplicare a lor în practică.

Intreaga mea activitate a fost călăuzită şi îndrumată cu multă afecţiune şi răbdare de conducătorul meu ştiinţific Acad. Ioan Anton căruia îi datorez totul. Mulţumirile, gratitudinea şi recunoştinţa mea pentru posibilităţile oferite exprimă palid bogăţia sentimentelor ce le port Domniei sale.

Deosebite mulţumiri şi sentimente se adresează dascălilor mei, colegilor şi personalului tehnic al catedrei şi tuturor prietenilor care m-au învăţat, ajutat şi înţeles în legătură cu teza de doctorat.

Timişoara 1.04.1980

Mircea Bărglăzan

N O T A Ţ I I

Mărimi fizice :

a – poziţia organului principal de reglare a debitului
A – arie ; constantă
b – poziţia organului secundar de reglare a debitului
B – factorul liniar al amplificării debitului masic ; constantă
c – pasul paletelor (la periferie)
C – complezanţa
c_p – căldura specifică la presiune constantă
C_p – coeficient de presiune
d – diametru
D – notaţie
e = 2,713...
E – notaţie ; energie ; cantitate de căldură
f – frecvenţă ⟨Hz⟩ ; coeficient de frecare
F – forţa
f – forţă masică specifică
g – acceleraţia gravitaţională
G – constantă
h – lăţimea paletelor rotorului
H – înălţime de pompare, energie specifică totală
$i = \sqrt{-1}$ – unitatea imaginară în timp
I – coeficient ; intensitate
$j = \sqrt{-1}$ – unitatea imaginară în spaţiu ; $ij \neq -1$
J – moment de inerţie
k – constantă
K – constantă ; funcţie de auto- şi inter-corelaţie ; notaţii
l – lungime
L – lungime echivalentă
m – debit masic adimensional
M – moment mecanic
n – turaţie, viteză unghiulară ⟨rad/s⟩
N – factor de turaţie în matricea de transfer ; densitate numerică
o – constantă
O – funcţie
p – presiune statică
P – presiune totală ; putere
q – complex adimensional
Q – debit volumic

r - rază
R - rezistenţă
Re - criteriul Reynolds
s - coeficient de obstrucţie al paletelor rotorului
S - funcţia de densitate interspectrală şi spectrală ; lungime tensiune superficială
t - timpul
T - constantă de timp ; temperatură
u - viteza tangenţială
U - funcţie, tensiune
v - viteza absolută
V - volum
w - viteza relativă în rotor
W - ; W... - funcţii de transfer
ν - viteza în planul complex
We - criteriul Weber
x - deplasarea ; lungimea
X - axă
y - axă ; funcţia pondere
z - cotă
Z - numărul paletelor
α - variaţia relativă a deschiderii organului principal de reglare a debitului
$\hat{\alpha}$ - unghiul între $\vec{u}$ şi $\vec{v}$ în triunghiul vitezelor
β - variaţia relativă a deschiderii organului secundar de reglare a debitului
$\hat{\beta}$ - unghiul între $-\vec{u}$ şi $\vec{w}$ în triunghiul vitezelor
γ - conţinutul volumic de aer/vapori în apă
δ - defazaj unghiular
Δ - variaţie
ε - complex adimensional
ζ - variaţia relativă a înălţimii de pompare
η - randamentul
η - axă ; coordonată
θ - notaţie
θ - variaţia adimensională a temperaturii
$\chi = \dfrac{\omega \, c}{u_M}$ - pulsaţie adimensională
λ - unghi
Λ - inertanţă
μ - moment mecanic adimensional

ν - variaţia relativă a turaţiei ; vîscozitate cinematică
ξ - axă ; coordonată
$\pi = 3,14...$
ρ - densitate
σ - coeficient de cavitaţie
Σ - funcţie
τ - variabilă adimensională ; dur[redacted]ată
φ - unghi caracteristic
ϕ - potenţial de viteze
ψ - presiune totală adimensională
ω - pulsaţia, frecvenţa de fluctuaţie ⟨rad/s⟩
Ω - variaţia relativă a densităţii
$\mathcal{L}$ - căldura latentă de vaporizare
$\alpha = \mathcal{L}\dfrac{\rho_{vap}}{p_{vap}}$ - criteriu adimensional

Indici :

a - activ
Ac - acumulator
aer - aer
b - butuc
B - bulă
bif - bifazic
c - critic
C - conductă
cav - cavitaţie
e - ieşire
ext - exterior
g - geometric
G - gaz
H - înălţime de pompare
i - intrare
inst - instalaţie
j,k - indici curenţi
l - local
L - lichid
m - axial
M - maxim
M - moment mecanic
n - turaţie
N - nucleu
o - regim staţionar
1,2,3.. - puncte curente
P - pompă

Q - debit

r - rezistent

R - relativ

st - static

t - total

T - termic

Tr - triplu

u - tangențial

vap - vapori

V - vană

x - mărime oarecare

φ_e - unghi la motorul electric primar

Semne :

$\vec{...}$ - vector

$\bar{...}$ - mărime mediată în timp (valoarea staționară corespunzătoare)

$\tilde{...}$ - mărime fluctuantă exprimată în complex $\tilde{...} = \underline{\Delta...}\, e^{i...}$

$\Delta.$ - amplitudinea fluctuației, de ex. $H = \bar{H} + Re\{\tilde{H}\} = \bar{H} + Re\{\underline{\Delta H}e^{i\omega t}\}$

$\left|\begin{matrix}\vdots & \vdots & \vdots\end{matrix}\right|$ - determinant

$\left\|\begin{matrix}\vdots & \vdots\end{matrix}\right\|$ - matrice

f(...)- funcție

$\frac{d}{dt}$, $\dot{...}$ - derivată în raport cu timpul

$\hat{...}$ - unghi

$...^{*}$ - notație

$\cong$ - egal aproximativ

Prescurtări :

A - acumulator

Ac - acționare

AA - acumulator de aer

AD - amplificator de debit

AL - anemometru cu laser

AM - amplificator de moment

AP - amplificator de presiune

AT - amplificator de turație

BT - bază de timp

C - conductă

Cp - compresor

CA - conductă de aspirație

CC - camă cadru

CR - conductă de refulare

D	- debitmetru (cu turbină)
DE	- debitmetru electromagnetic
DL	- dispozitiv de liniştire
F	- aparat de fotografiat (sau filmat)
G	- generator de oscilaţii sinusoidale de turaţie
I	- injector
Im	- imaginar
M	- manometru
ME	- motor electric
N	- numărător
O	- oscilograf
P	- pompă
PA	- pernă de aer
PAC	- pompă de alimentare
R	- rezervor
Re	- real
Rt	- rotametru
RD	- rezervor deschis
RI	- rezervor închis
SU	- supapă unisens
T	- termometru
Tg	- tahogenerator
Th	- tahometru
TM	- traductor de moment
TP	- traductor de presiune
V	- vană
VH	- variator hidraulic

1. INTRODUCERE

1.1 Despre regimurile nestaţionare în turbomaşini

Maşinile hidraulice în funcţionarea lor realizează performanţe caracterizate prin mărimi fizice stereomecanice şi hidromecanice. Invarianţa sau modificarea în timp a unei mărimi fizice atrage după sine atributul de staţionar respectiv nestaţionar. Deoarece turbomaşinile funcţionează în regim hidraulic turbulent, mărimile caracteristice locale ale curentului de fluid variază şi fluctuează în timp chiar şi atunci cînd parametrii globali hidraulici sînt constanţi. Se obişnuieşte a caracteriza evoluţia sau constanţa în timp a mărimilor hidraulice globale prin calitatea de nepermanent respectiv permanent.

Prin regimul de funcţionare tranzitoriu se defineşte trecerea unei maşini sau instalaţii de la o stare staţionară sau permanentă la o altă stare staţionară respectiv permanentă.

Proiectarea unei turbomaşini şi analiza funcţionării ei este complicată din cauza fenomenelor hidraulice legate de evoluţia cîmpului hidrodinamic şi de particularităţile interacţiunii între părţile solide şi fluide din maşină. Structura curentului fluid la curgerea prin turbomaşini dobîndeşte o mare complexitate. Aceasta se datoreşte atît contururilor solide cu curbură apreciabilă utilizate pentru ghidarea curentului ce introduc repartiţii neuniforme de viteze şi presiuni în diferite secţiuni transversale cît şi din cauza trecerii fluidului printre un număr finit de palete statorice, ale aparatului director şi rotorice care conferă întotdeauna o evoluţie tridimensională şi nepermanentă curentului (atît în mişcare absolută cît şi în mişcare relativă). Dificultăţile există şi sporesc din cauza vîscozităţii fluidelor în special la regimuri deosebite de cel nominal (optimal) unde din cauza stratului limită, mişcării turbionare şi desprinderilor apar curgeri secundare, zone de stagnare, celule cu mişcări nepermanente, funcţionare nestabilă, etc. Funcţionarea în regimuri cavitaţionale sau cu medii bifazice adaugă probleme noi şi complică şi mai mult tabloul mişcării. Cercetarea turbomaşinilor în ipoteze simplificatorii a făcut posibilă obţinerea unor rezultate acceptabile într-o primă aproximaţie, In mod obişnuit maşinile hidraulice sînt construite astfel încît să asigure performanţe cît mai bune în regimuri staţionare.

Pretenţiile şi raţiuni de ordin tehnic şi economic conduc spre randamente ridicate şi spre viteze mari respectiv dimensiuni reduse şi aceasta atrage după sine funcţionarea acestor maşini în cavitaţie sau la limita sa.

In ultimul timp, prezenţa maşinilor hidraulice în sisteme complexe a implicat satisfacerea şi a altor pretenţii, din partea acestor maşini. Unele dintre acestea sînt legate de comportarea şi răspunsul dinamic al turbomaşinilor. Regimurile nepermanente şi tranzitorii care se produc de astă dată în maşină şi în special în rotorul ei au fost mult mai puţin cercetate faţă de regimurile staţionare /15, 112, 128, 153, 154/, atît sub aspect hidrodinamic cît şi sub formă hidromecanică, deşi frecvenţa funcţionării în aceste regimuri este ridicată.

Geneza regimurilor nestaţionare şi tranzitorii în funcţionarea turbomaşinilor rezidă în perturbaţiile interne şi externe care se produc în sistemul mecano-hidraulic în care se găseşte turbomaşina.

Modelarea şi identificarea regimurilor nestaţionare şi tranzitorii ale turbomaşinilor permite optimizarea funcţionării instalaţiilor industriale /127/. Utilitatea cunoaşterii evoluţiei unui regim tranzitoriu /143/ sau a modificării parametrilor în regimuri nestaţionare /99/ se vădeşte şi cu ocazia aprecierii siguranţei în funcţionare a unor sisteme hidraulice /58, 107, 146/, la determinarea solicitărilor la care este supusă instalaţia /11, 52, 56, 126, 156, 158/ sau la stabilirea amplitudinii de variaţie a unor parametrii şi a duratei unui proces /54, 81, 115, 158/. Rezonanţa sistemului hidraulic şi funcţionarea sa nestabilă sau cu autooscilaţii sînt aspecte uneori nedorite în funcţionare, ce pot fi prevăzute şi eliminate, dacă se doreşte aceasta, prin analiza dinamică a instalaţiei /14, 51, 53, 69, 98, 103, 147/. Este deci absolut necesară cunoaşterea caracteristicilor dinamice ale turbomaşinilor (turbinelor, pompelor, transformatoarelor şi frînelor hidraulice) pentru a răspunde noilor probleme ce apar în sistemele automate hidraulice din industria constructoare de maşini, energetică, aerodinamică, chimică, transport, agricultură, etc. Analiza stabilităţii sistemelor hidroenergetice, ale centralelor hidroelectrice cît şi a regimurilor tranzitorii ale hidroagregatelor cere cunoaşterea ecuaţiilor dinamice ale turbinei hidraulice /35, 54, 157, 165/. Ignorînd oscilaţiile mari sau mici ce pot apare în sistem, se creiază lovituri de berbec, instabilităţi, rezonanţe sau autooscilaţii ale sistemului /51/. Despre domeniile în care este utilă evaluarea dinamicii pompelor se va aminti mai detailat în cap.1.3. Este important a menţiona problemele dificile ce apar la maşinile hidraulice reversibile la trecerea dintr-un regim de fun[illegible] lucida prin cunoaşterea caracteristicilor dinamice complete ale turbomaşinilor /13/.

Regimuri nestaţionare importante apar la turbotransformatoarele şi turbocuplajele hidraulice utilizate în industria petrolieră şi de aparate de ridicat şi transportat /18, 89/.

Frînele hidrodinamice prezintă uneori un histerezis pronunţat în curbele caracteristice mai ales în regimuri tranzitorii accentuate /31, 34/.

Alteori interacţiuni hidroelastice precum la maşinile axiale mari (turbinele Kaplan) pot juca un rol esenţial în dezvoltarea unor oscilaţii, vibraţii, histerezis, instabilitate sau "flutter" etc./56/

Prezenţa tot mai frecventă a unor sisteme automate în componenţa cărora intră maşini hidrodinamice supuse regimurilor dinamice implică valenţe noi în abordarea şi soluţionarea tehnico-ştiinţifică a problemelor regimurilor nestaţionare. Toate aceste fapte pledează pentru importanţa cunoaşterii caracteristicilor dinamice ale turbomaşinilor care sînt esenţiale în descrierea comportării nestaţionare şi tranzitorii pentru instabilităţi şi autooscilaţii atît a maşinii însăşi cît şi a întregului sistem. Rezolvarea acestor probleme se va face prin îmbinarea instrumentului matematic cu cercetarea experimentală pentru o reproducere destul de fidelă şi de corespunzătoare a fenomenelor reale.

1.2 Funcţionarea pompelor hidrodinamice în regimuri tranzitorii şi nestaţionare

Pompele hidrodinamice şi în special cele de tipul centrifugal formează categoria cea mai numeroasă de maşini hidrodinamice existente în circuitul industrial. Ele sînt implicate în sisteme hidraulice de o varietate deosebită în ceea ce priveşte configuraţia instalaţiilor, scopul urmărit şi mediul vehiculat. Deseori pompele centrifuge formează instalaţia tehnologică automatizată din cadrul unui proces industrial.

Sintetizarea informaţiilor despre comportarea în regimurile tranzitorii şi nepermanente ale pompelor este în general dificil de realizat din cauza neliniarităţilor intrinseci ale maşinii. Totuşi o gamă restrînsă de fenomene globale pot fi cuprinse în caracterizarea dinamică a pompelor. Cunoaşterea caracteristicilor dinamice ale pompelor centrifuge şi axiale sînt elemente esenţiale în studiul stabilităţii lor sau comportării lor în regimurile tranzitorii şi nepermanente la care sînt supuse în cadrul sistemelor hidraulice (manuale sau automate).

tura de specialitate este mai bogată în încercări de soluţionare grafică a problemelor legate de regimurile tranzitorii ale sistemelor hidraulice echipate cu turbomaşini fără a ţine cont în mod detailat şi corespunzător de maşina hidraulică /15, 19, 43, 67, 68, 90, 94, 102, 125, 157/. Pentru analiza dinamică, pompa centrifugă se poate reduce la un multipol informaţional. Un model general consideră pompa hidrodinamică un cuadripol al mărimilor fizice : viteza unghiulară, moment mecanic, debit de lichid şi înălţime de pompare. Uneori se propun parametrii stereomecanici drept mărimi de intrare şi cei hidrodinamici drept mărimi de ieşire. Alteori turaţia şi înălţimea sînt impuse din exterior, iar momentul şi debitul rezultă din funcţionarea pompei. Modalităţile de descriere şi exprimare a caracteristicilor dinamice ale pompelor hidrodinamice sînt foarte variate. Astfel se folosesc curbe şi grafice, relaţii şi ecuaţii redate prin fazori, matrici sau funcţii de transfer. Forma de redare a caracteristicilor dinamice ale pompei caută să fie adecvată modalităţilor de analiză şi sinteză ce se doreşte a se efectua. In bibliografia aferentă subiectului se semnalează încercări de caracterizare a pompelor pornind de la caracteristicile statice /162/ cu o analiză cuasistatică /104/ sau prin exprimări şi aproximări dinamice /40/ a performanţelor maşinii.

Deoarece curbele caracteristice statice ale pompelor sînt neliniare, problema analizei dinamice a pompelor dobîndeşte toate dificultăţile unor sisteme neliniare multivariabile /80/ şi se tratează diferit în funcţie de mărimea perturbaţiilor, de precizia dorită, de influenţa maselor inerţiale sau a stării de funcţionare. Analiza dinamică a pompelor se complică dacă maşina funcţionează în regim bifazic lichid-gaz sau cavitaţie. De multe ori în aplicaţiile industriale apare situaţia cînd o pompă este obligată a funcţiona cu mai multe componente, cu un amestec - cel mai des heterogen - de lichid cu un gaz sau de lichid cu vaporii săi. Fără o contrapresiune la aspiraţia pompei funcţionarea sistemului este posibilă numai într-un domeniu îngust al conţinutului de gaz în lichid aprox. pînă la 10 %, exprimat volumic. Diversitatea de forme pe care le ia amestecul lichid-gaz la trecerea prin maşină /132/ conduce la modalităţi deosebite de alterare a curbelor caracteristice statice şi dinamice. Aşa precum s-a arătat pompele funcţionează cel mai des în vecinătatea incipienţei fenomenului de cavitaţie sau chiar în plin domeniu cavitaţional pentru a realiza performanţele impuse. Cercetarea regimurilor nestaţionare bifazice aer-apă sau în general gaz-lichid şi studiul pulsaţiilor cavitaţionale ale pompelor introduc cel puţin un parametru nou, neliniar, în analiza dinamică /25, 120, 154/ făcînd abstracţie de efectele [redacted] termodinamice ale fenomenelor /47/.

1.3 Aspecte ale identificării pompelor centrifuge

Identificarea pompelor centrifuge interesează în special o serie de ramuri ale industriei chimice /53, 125/ în tehnica rachetelor şi propulsiei aerospaţiale /69, 146, 148/ şi la centralele termoelectrice clasice şi cu deosebire la cele nuclearo electrice /71, 140/ etc. Orice pornire şi oprire a unei pompe este asociată intrinsec unui regim tranzitoriu care uneori prezintă o deosebită importanţă /161/, dar în special funcţionarea bifazică nestaţionară a pompelor din circuitele hidraulice de alimentare şi răcire a centralelor electrice /87, 151/ şi chiar a celor geotermice /43/ este foarte importantă.

In compunerea sistemelor de alimentare cu combustibil a rachetelor există pompe centrifuge a căror caracteristică dinamică trebuie bine cunoscută. Pericolul apariţiei rezonanţei în sistemul de alimentare al propulsiei rachetelor constituie o problemă de strigentă actualitate pentru securitatea sistemului şi pentru realizarea obiectivului propus şi este legată de geometria instalaţiei şi a pompei. Caracterul procesului de ardere din rachetă pune o amprentă apreciabilă asupra manevrabilităţii unei rachete.

Pompele pentru rachete între multe alte calităţi pe care trebuie să le posede este necesar să fie extrem de prompte în intervenţii. De asemenea caracteristica statică a maşinii să permită o funcţionare stabilă în orice regim iar trecerea prin regimurile tranzitorii să nu afecteze continuitatea coloanei de lichid sau oscilaţii mari şi îndelungate ale parametrilor pompei sub acţiunea perturbaţiilor mici aleatoare de turaţie sau din cauza rezistenţelor hidraulice variabile în timp ale circuitului hidraulic.

Calităţile anticavitaţionale înalte sînt cerute deoarece presiunile mai mici în rezervorul de alimentare conduc la pereţi mai subţiri ai acestora şi implicit la o greutate mai scăzută a rachetei. Sînt semnalate cazuri cînd deşi elementele componente ale unui sistem hidraulic automat se găsesc într-un domeniu stabil de funcţionare (luate în parte) ansamblul lor conduce la o funcţionare nestabilă /126/. Dacă funcţionarea pompei are loc la limita apariţiei fenomenului de cavitaţie modificarea volumului zonei de cavitaţie poate genera autooscilaţii de frecvenţă joasă /148/ şi curenţi inversaţi la intrarea în pompă /51/. Concordanţa oscilaţiilor proprii ale corpului rachetei cu ale sistemului de alimentare cu combustibil duc la o funcţionare nestabilă a ansamblului denumită "POGO" (băţ care sare).

Fenomenul denumit "POGO" constă din vibraţii autoexcitate longitudinale ale structurii rachetelor şi vehiculelor aerospaţiale alimentate cu lichid şi au fost observate că apar spontan cresc şi dispar în faza de lansare a acestor vehicule multietajate fig.1.1 a.

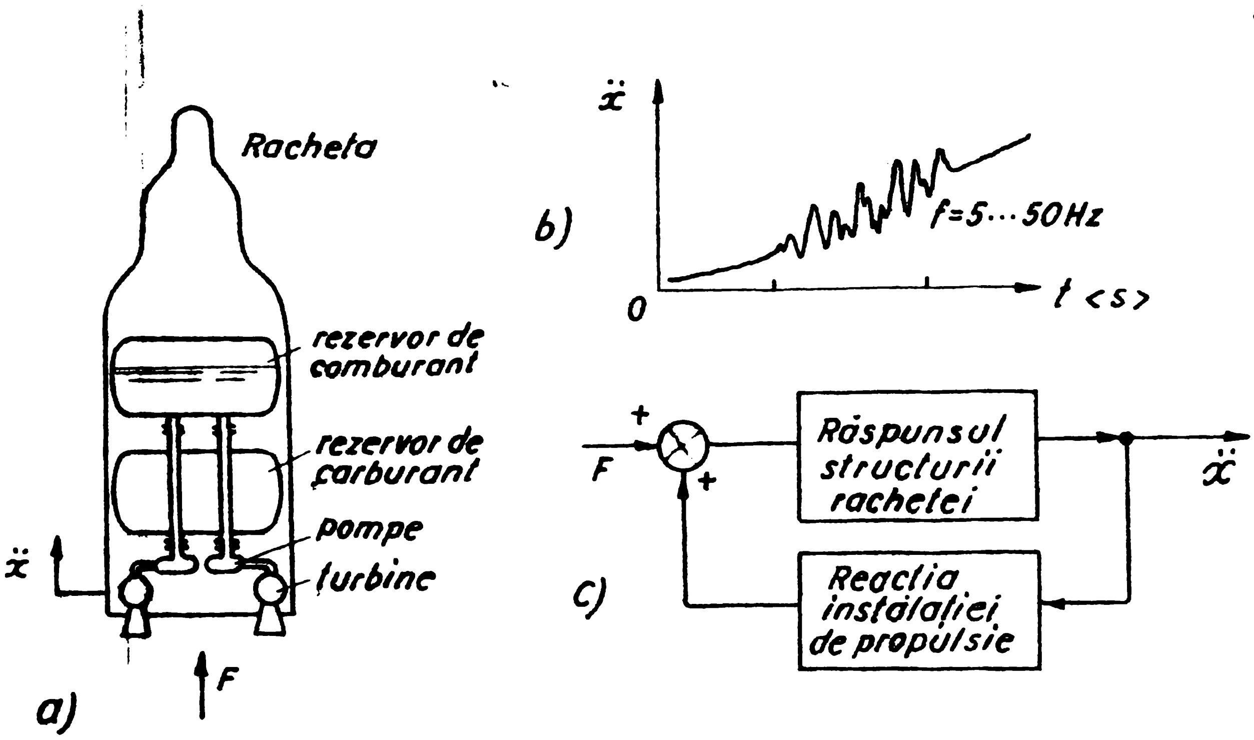


Fig. 1.1 a) Reprezentarea principială a sistemului de propulsie al unei rachete b) Variaţia acceleraţiei în timp la lansarea unei rachete c) Schema bloc a unui model liniar pentru POGO

Mişcarea defazată a capătului posterior al vehiculului similară cu cea a băţului săritor a generat denumirea de "POGO". Vibraţiile rezultate, de frecvenţă de la 5...50 Hz şi amplitudini pînă la ≅ 17.g., din interacţiunea între structura rachetei şi sistemul de propulsie al rachetei pot compromite misiunea ei fig.1.1 b. Instabilitatea ansamblului rezultă atunci cînd vibraţiile longitudinale ale structurii conturbă funcţionarea sistemului de propulsie (respectiv a pompelor ce şi aşa funcţionează deja în regim cavitaţional) în aşa manieră încît crează oscilaţii ale forţei ascensionale care intensifică vibraţiile originare. Un model informaţional linear invariant în timp (deci aproximativ) al sistemului cu fenomenul POGO este redat în fig.1.1 c. Pompa centrifugă de alimentare a rachetei primeşte un fluid cu fluctuaţii de debit şi presiune şi crează ea însăşi alte fluctuaţii de debit şi presiune la ieşirea ei. O serie de încercări de anihilare a fenomenului POGO au reuşit doar atenuarea sa. Se dovedeşte imperios necesară cunoaşterea caracteristicilor dinamice ale pompei şi apoi analiza completă cantitativă a fenomenului.

Un aspect inedit al fenomenului POGO sînt oscilaţiile de turație pe care le încearcă pompa fiind direct antrenată de turbina rachetei. Se închide astfel un nou inel informațional care interacționează cu bucla propusă în fig.1.1 c. Lucrarea de față caută să elucideze în special acest aspect al dinamicii fenomenului POGO.

Analiza pompelor de alimentare la aruncări de sarcină și a pompelor de drenaj la regimurile nestaționare și tranzitorii cu ocazia modificării încărcării turbinelor în cadrul centralelor termo- și nuclearo-electrice a scos în evidență regimuri dinamice energo-cavitaționale pronunțate ale acestor mașini. Pentru a realiza protecția acestor sisteme în condiții tehnico-economice avantajoase este necesară cunoașterea comportării și răspunsului dinamic al pompelor. Im ambele sisteme din fig.1.2 variația în timp și valoarea momentană a stării rezervorului amonte de pompă în regimul tranzitoriu favorizează funcționarea nestaționară și cu cavitație a sistemului. Temperatura și presiunea lichidului cît și cota suprafeței libere din rezervor și variația acestora în timp stabilesc starea de funcționare a instalațiilor de drenaj și alimentare a centralei. Studiul dinamicii sistemului termohidraulic se realizează numai dacă există date suficiente asupra dinamicii elementelor componente. Pompele hidrodinamice din instalație sînt unele din părțile mai puțin studiate din punct de vedere informațional.

In fine se va considera o stație de pompare clasică pentru a ilustra modalitatea de structurare a unui sistem hidraulic. Fie stația de pompare reprezentată principial în fig.1.3 a și sub formă de schemă bloc în fig.1.3 b.

Ecuațiile fundamentale și relațiile specifice oferă schemei considerate următoarea exprimare matematică :

- pentru motorul electric

$$J \frac{dn}{dt} = M_{ext} - M_P \tag{1.1}$$

ecuație dedusă din teorema momentului cantității de mișcare pentru un ansamblu solid-lichid rotindu-se în jurul unei axe fixe în spațiu

- pentru pompă curbele caracteristice statice $M_P(n, H)$ și $Q_P(n, H)$ stabilite pe baza încercărilor experimentale clasice
- pentru vană ecuația

$$H_P = H_C + K_V Q_P^2 \tag{1.2}$$

găsită din bilanțul energetic

- pentru acumulatorul hidropneumatic ecuațiile :

$$\frac{d V_{aer}}{dt} = Q_P - Q_C \tag{1.3}$$

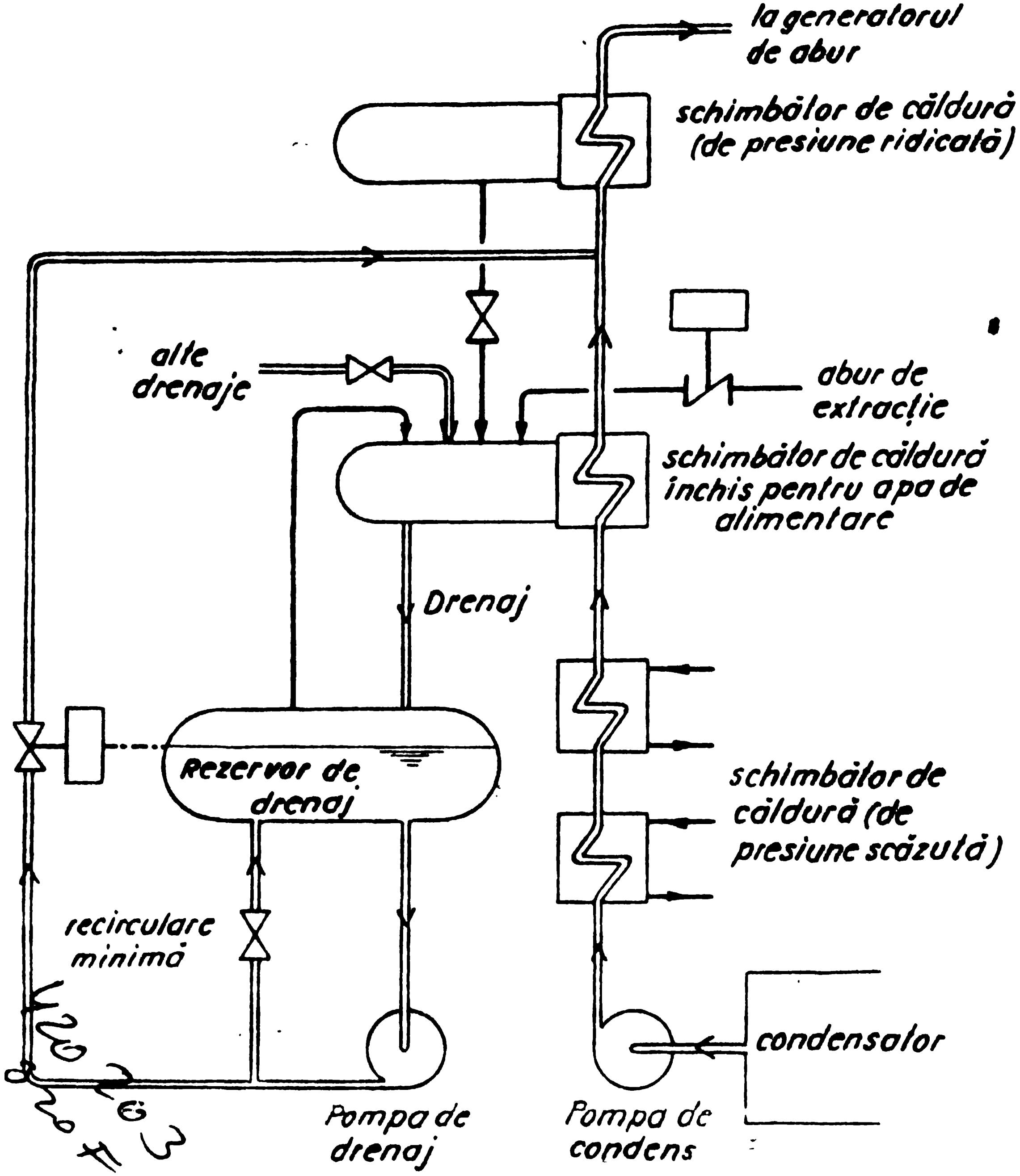


Fig. 1.2a Instalația hidraulică de drenare (amonte) a unei centrale termoelectrice.

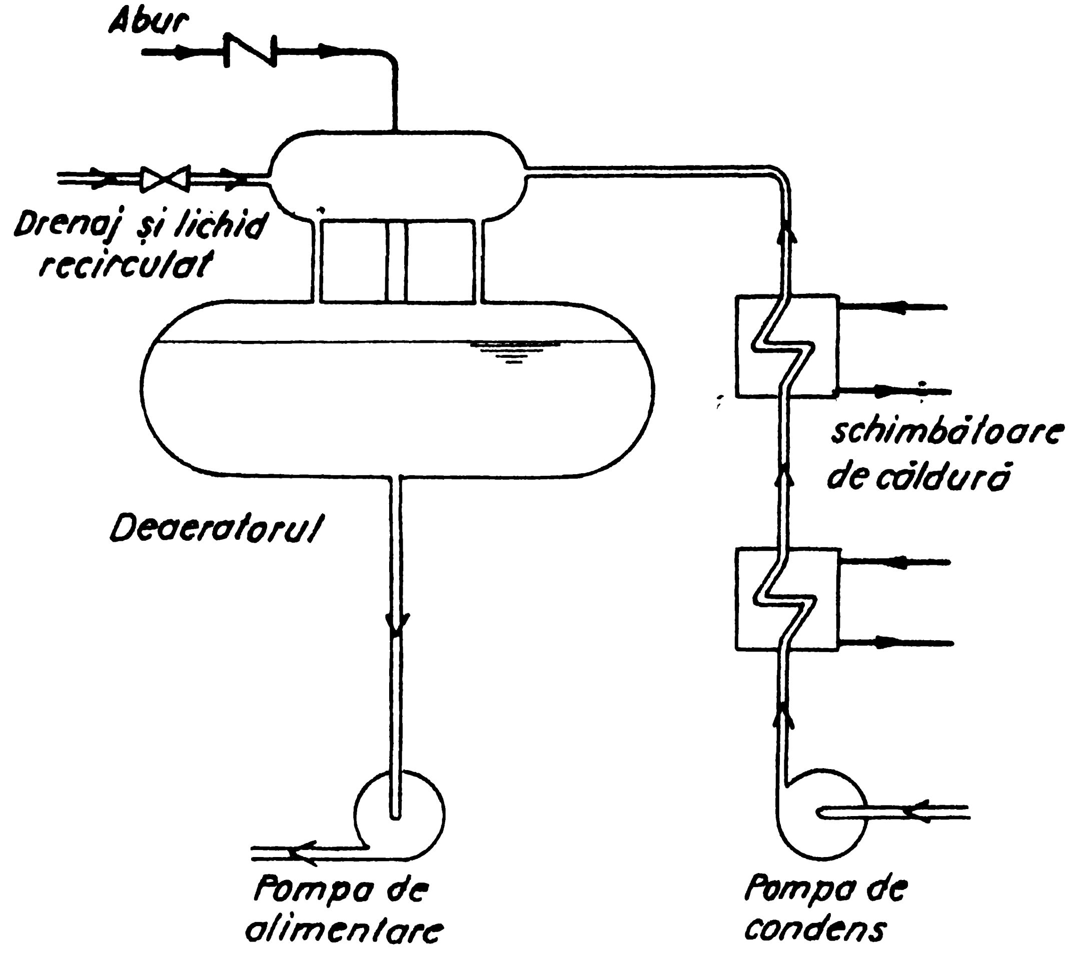


Fig. 1.2b Instalația hidraulică de alimentare cu apă (cu deaerator) a unei centrale termoelectrice.

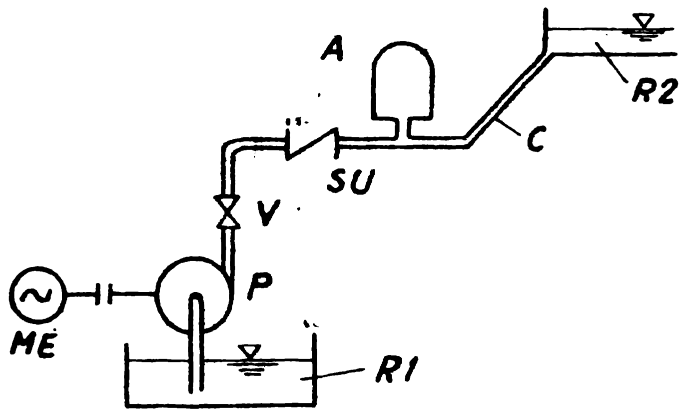


Fig. 1.3.a Schema principială a unei stații de pompare

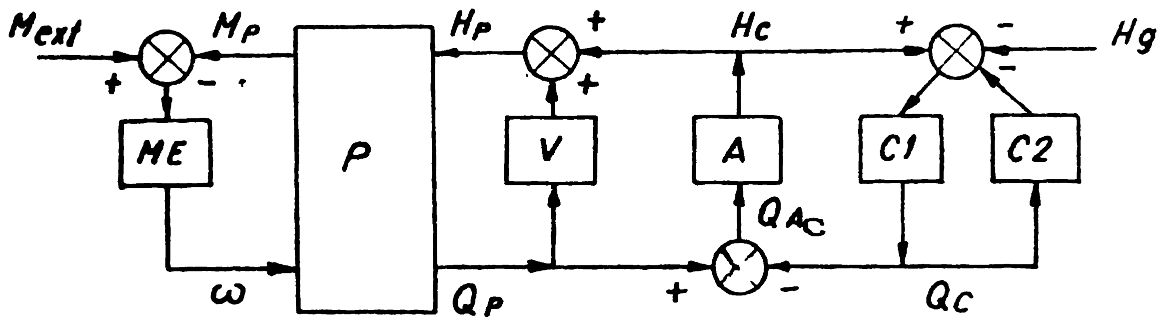


Fig. 1.3.b Schema bloc a unei stații de pompare

$$H_C = f(V_{aer}) + K_{Ac} \left|Q_{Ac}\right| Q_{Ac} \qquad (1.4)$$

deduse din echilibrul masic respectiv energetic

- iar pentru conducta de refulare în ipoteza unui element cu parametrii concentrați :

$$\left(\frac{1}{g} \int_0^{\ell} \frac{d\ell}{A} \right) \frac{dQ_C}{dt} = H_C - H_g - K_C \left|Q_C\right| Q_C \qquad (1.5)$$

relație stabilită din ecuația transferului de energie.

Din aceste relații (1.1)...(1.5) se poate deduce ecuația sistemului și trece la analiza funcționării sale. Dar se observă că atît unele ecuații cît și curbele caracteristice ale pompei sînt oferite pentru regimuri staționare. Extrapolarea în regimuri nestaționare este o soluție satisfăcătoare pentru frecvențe scăzute de variație a parametrilor. Această aproximație nu este suficientă la variații mai rapide ale mărimilor caracteristice pentru procesul studiat. Desigur aprecierea frecvențelor de fluctuație este numai un aspect al identificării dinamice a stației de pompare considerate pentru că o analiză mai minuțioasă va releva elementele neliniare din relația

(1.4) şi (1.5) sau va aprecia conducta de refulare drept un element cu parametrii distribuiţi şi va acorda o atenţie sporită proceselor termodinamice din acumulatorul hidraulic şi din restul sistemului etc.

Concluzionînd din exemplele prezentate rezultă necesitatea cunoaşterii răspunsului dinamic al pompei şi deci identificarea ei pentru analiza şi sinteza sistemelor hidraulice complexe în care funcţionează.

2. MODELE DINAMICE ALE TURBOPOMPELOR

2.1 Ecuaţia dinamică linearizată a turbopompelor

Caracterizarea sistemelor hidraulice este posibilă cu ajutorul ecuaţiilor fundamentale, constitutive şi de material. Sistemul de ecuaţii obţinut, în general, nu este integrabil nici măcar în regimurile staţionare de funcţionare şi cu atît mai puţin exact soluţionabil în funcţionare nestaţionară sau tranzitorie a instalaţiei. Absenţa unor soluţii complete analitice a problemelor conduce spre soluţii aproximative şi ipoteze simplificatorii. Maşinile hidraulice ca o parte a sistemelor hidraulice se găsesc într-o situaţie similară sistemului cu menţiunea că aceste elemente prezintă o complexitate deosebită din punctul de vedere al mecanicii fluidelor şi al informaticii. Modelele şi conceptele care s-au introdus pentru caracterizarea globală a turbomaşinilor au permis rezolvarea într-o primă aproximaţie a unor probleme în special legate de regimurile staţionare. Metodele numerice, cu algoritmi valabili pentru calculatoarele electronice, sînt un instrument preţios cu ajutorul căruia s-au dezvoltat soluţii aproximative tot mai exacte pentru regimurile staţionare şi au permis trecerea de la metode simple şi grafice la metode teoretice şi experimentale mai evoluate în studiul regimurilor nestaţionare în maşinile hidrodinamice.

La începutul studiilor şi cercetărilor despre regimurile tranzitorii şi nestaţionare în sistemele hidraulice maşinile hidraulice au fost asimilate unor surse sau rezistenţe (ca un orificiu). Astfel în abordarea fenomenului de lovitură de berbec în centralele hidroelectrice sau staţiile de pompare ecuaţia caracteristică a maşinii a fost :

$$H = k\,Q^2 \qquad (2.1.1)$$

similară cu a unui orificiu sau oricărei alte surse de disipare a energiei hidraulice. La perturbaţii mici corespondentul liniar pentru turbine şi pompe hidrodinamice este :

$$\Delta H = 2 \cdot k Q_o \cdot \Delta Q \qquad (2.1.2)$$

Ecuaţii de forma (2.1.1) şi (2.1.2) s-au folosit de la N.E. Jukovschi încoace pentru descrierea unor regimuri dinamice (în ansamblu) /143, 158, 169/. Pe baza ecuaţiilor fundamentale din teoria clasică globală a turbopompelor /15, 112, 128, 153/ se pot deduce, în regim staţionar, relaţii de forma :

$$H = k_1\,Q^2 + k_2\,n\,Q + k_3\,n^2 \qquad (2.1.3)$$

$$\eta\,n\,M = \rho\,g\,Q\,H \qquad (2.1.4)$$

Pompa hidrodinamică se prezintă ca un multipol cu legături şi dependenţe mai complicate după cum se observă din (2.1.3) şi (2.1.4) comparate cu rel. (2.1.1). Dealtfel datorită dificultăţilor care intervin în evaluarea lui k_1, k_2 şi k_3, care, în ipoteze simplificatorii doar, depind numai de geometria rotorului şi cinematica curentului hidraulic, se preferă în locul rel. (2.1.3) reprezentarea grafică a rezultatelor investigării experimentale sub forma suprafeţei $H(Q, n)$ sau familiei de curbe $H(Q, n$ - parametru). Bilanţul puterilor prin maşină rel. (2.1.4) este confruntat cu probleme similare în ceea ce priveşte evaluarea randamentului pompei deşi teoretic din (2.1.3) şi (2.1.4) se poate extrage $M(Q, n)$. După determinarea caracteristicilor statice ale pompelor hidrodinamice /19, 112, 128, 154/ şi în special în urma stabilirii a caracteristicilor statice complete, în cele patru cadrane, a maşinilor hidrodinamice reversibile (pompe - turbine) cu prezentarea tuturor combinaţiilor posibile ale debitului (mărime şi direcţie) şi vitezei unghiulare (incluzînd sensul) /13, 107, 132, 153/ este posibil a oferi o formă linearizată a comportării acestor maşini în ipoteza că au loc mici fluctuaţii ale parametrilor faţă de un regim staţionar iniţial (de referinţă). Maşinile hidraulice au caracteristici neliniare astfel că această aproximaţie de ordinul întîi este valabilă numai pentru oscilaţii mici cu frecvenţă scăzută ale mărimilor considerate. In contrast cu alte părţi ale sistemului hidraulic, maşinile hidraulice susamintite se pot aproxima destul de bine cu un model cu parametrii concentraţi. Acest model presupune că efectele fizice distribuite între două puncte de măsură pot fi reprezentate printr-o constantă concentrată într-un singur punct. Această situaţie este adevărată cînd sistemul sau respectiv maşina hidraulică este relativ simplă (să nu existe multe posibilităţi de reflectare a unor unde) şi cînd lungimea respectiv dimensiunile fizice ale sistemului sînt mai mici decît lungimea de undă acustică la frecvenţele care interesează fenomenul considerat. Ambele condiţii sînt îndeplinite în cazul maşinilor hidraulice (turbomaşinilor).

Aplicînd principiul conservării momentului cantităţii de mişcare pentru un ansamblu solid-lichid în rotaţie în jurul unei axe fixe în spaţiu, situaţia obişnuită a părţilor mobile a turbomaşinilor, se obţine, după o serie de autori între care /15, 130/, ecuaţia :

$$T_a \, \nu' = \mu_a - \mu_r , \tag{2.1.5}$$

în care timpul caracteristic de lansare a maşinii este definit prin

$$T_a = \frac{J\, n_o}{M_o} ,$$

variaţia adimensionalizată în timp a turaţiei se consideră

$$\nu' = \frac{d\nu}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{n - n_o}{n_o}\right)$$

şi momentul mecanic relativ este

$$\mu = \frac{M}{M_o} .$$

Această formă (2.1.5) a ecuaţiei dinamice a pompelor, deşi are avantajul simplităţii, a fost obţinută pentru nişte mărimi fizice neuzuale în domeniul pompelor.

— Folosind aceiaşi teoremă fundamentală, se va trece la o analiză mai detaliată a problemei. Se vor considera următoarele ipoteze :

- momentul activ (stereomecanic) constant şi egal cu cel rezistent dinaintea perturbaţiei

$$t \leq 0 \quad ; M_{a\,o} = M_{r\,o} = \frac{\rho_o\, g\, Q_o\, H_o}{\eta_o\, n_o} ; \qquad (2.1.6)$$

- oscilaţii mici ale mărimilor considerate şi deci linearizarea este o corectă aproximaţie (suficient de exactă).

Ecuaţia de mişcare a ansamblului părţilor rotitoare din pompa hidrodinamică şi motorul primar de antrenare este :

$$J \frac{dn}{dt} = M_a - M_r . \qquad (2.1.7)$$

Stiind că momentul hidrodinamic rezistent este egal cu :

$$t > 0 , \quad M_r = \frac{\rho\, g\, Q\, H}{n\, \eta} , \qquad (2.1.8)$$

după dezvoltarea sa în serie Taylor cu reţinerea primilor termeni, se obţine :

$$M_r \cong M_{r\,o} + \left.\frac{\partial M_r}{\partial \rho}\right|_o \cdot \Delta\rho + \left.\frac{\partial M_r}{\partial Q}\right|_o \cdot \Delta Q + \left.\frac{\partial M_r}{\partial H}\right|_o \cdot \Delta H +$$
$$+ \left.\frac{\partial M_r}{\partial \eta}\right|_o \cdot \Delta\eta + \left.\frac{\partial M_r}{\partial n}\right|_o \cdot \Delta n \qquad (2.1.9)$$

Pe baza curbelor caracteristice de funcţionare ale pompei se cunosc dependenţele funcţionale :

$$Q = Q(a,\, b,\, n,\, H,\, \rho\,)$$
$$\eta = \eta(a,\, b,\, n,\, H,\, \rho\,) \qquad (2.1.10)$$

Relaţia (2.1.9) şi (2.1.10) exprimă legătura între debitul volumic prin pompă şi randamentul pompei pe de o parte şi mărimile caracteristice ale pompei şi lichidului pompat pe de altă parte. Se presupune drept organ principal de reglare a debitului aparatul director (dacă există) şi drept organ secundar de reglare a debitului paletele rotorice (la pompele axiale şi diagonale cu palete mobile). In cazul absenţei organelor susmenţionate din interiorul maşinii rolul lor în notaţia de faţă va fi preluat de vana de reglare de la refularea pompei. Densitatea mediului vehiculat apare drept un parametru semnificativ numai în regimurile bifazice lichid-gaz sau în regimurile cavitaţionale. Calculul densităţii mediului vehiculat se va face în ipoteza unui amestec omogen.

In ipoteze similare cu cele exprimate referitor la momentul hidrodinamic, dezvoltările debitului şi randamentului conduc la :

$$\Delta Q = Q - Q_o = \frac{\partial Q}{\partial a}\Big|_o \cdot \Delta a + \frac{\partial Q}{\partial b}\Big|_o \cdot \Delta b + \frac{\partial Q}{\partial n}\Big|_o \cdot \Delta n + \frac{\partial Q}{\partial H}\Big|_o \cdot \Delta H + \frac{\partial Q}{\partial \rho}\Big|_o \cdot \Delta \rho \qquad (2.1.11)$$

$$\Delta \eta = \eta - \eta_o = \frac{\partial \eta}{\partial a}\Big|_o \cdot \Delta a + \frac{\partial \eta}{\partial b}\Big|_o \cdot \Delta b + \frac{\partial \eta}{\partial n}\Big|_o \cdot \Delta n + \frac{\partial \eta}{\partial H}\Big|_o \cdot \Delta H + \frac{\partial \eta}{\partial \rho}\Big|_o \cdot \Delta \rho \qquad (2.1.12)$$

Derivînd parţial în raport cu variabila cerută relaţia (2.1.8) şi înlocuind rezultatul în (2.1.9) împreună cu rel. (2.1.11) şi (2.1.12), se ajunge la :

$$\Delta M_r = M_r - M_{r\,o} = \frac{g\,Q_o\,H_o}{\eta_o\,n_o}\Delta\rho + \frac{g\,\rho_o\,H_o}{\eta_o\,n_o}\left[\frac{\partial Q}{\partial a}\Big|_o \cdot \Delta a + \frac{\partial Q}{\partial b}\Big|_o \cdot \Delta b + \frac{\partial Q}{\partial n}\Big|_o \cdot \Delta n + \frac{\partial Q}{\partial H}\Big|_o \cdot \Delta H + \frac{\partial Q}{\partial \rho}\Big|_o \Delta\rho\right] + \frac{g\,\rho_o\,Q_o}{\eta_o\,n_o}\cdot\Delta H - \frac{g\,\rho_o\,H_o\,Q_o}{n_o\,\eta_o^2}\left[\frac{\partial \eta}{\partial a}\Big|_o \cdot \Delta a + \frac{\partial \eta}{\partial n}\Big|_o \cdot \Delta n + \frac{\partial \eta}{\partial H}\Big|_o \cdot \Delta H + \frac{\partial \eta}{\partial \rho}\Big|_o \Delta\rho\right] - \frac{g\,\rho_o\,Q_o\,H_o}{n_o^2\,\eta_o}\cdot\Delta n \qquad (2.1.13)$$

Apoi, împreună cu rel. (2.1.7), rezultă :

$$-J\frac{dn}{dt} = \frac{g\,\rho_o\,Q_o\,H_o}{n_o\,\eta_o}\left[\frac{\Delta\rho}{\rho_o}\left(1 + \frac{\rho_o}{Q_o}\frac{\partial Q}{\partial \rho}\Big|_o - \frac{\rho_o}{\eta_o}\frac{\partial \eta}{\partial \rho}\Big|_o\right) + \frac{\Delta a}{a_o}\left(\frac{a_o}{Q_o}\frac{\partial Q}{\partial a}\Big|_o - \frac{a_o}{\eta_o}\frac{\partial \eta}{\partial a}\Big|_o\right) + \frac{\Delta b}{b_o}\left(\frac{b_o}{Q_o}\frac{\partial Q}{\partial b}\Big|_o - \right.\right.$$

$$- \frac{b_o}{\eta_o}\frac{\partial\eta}{\partial b}\Big|_o) + \frac{\Delta n}{n_o}\left(\frac{n_o}{Q_o}\frac{\partial Q}{\partial n}\Big|_o - \frac{n_o}{\eta_o}\frac{\partial\eta}{\partial n}\Big|_o - 1\right) +$$

$$+ \frac{\Delta H}{H_o}\left(1 - \frac{H_o}{\eta_o}\frac{\partial\eta}{\partial H}\Big|_o + \frac{H_o}{Q_o}\frac{\partial Q}{\partial H}\Big|_o\right)\Bigg] . \qquad (2.1.14)$$

Pentru o scriere mai compactă a rel. (2.1.14) se introduc notațiile :

$$\nu = \frac{\Delta n}{n_o}\ ;\quad \alpha = \frac{\Delta a}{a_o}\ ;\quad \beta = \frac{\Delta b}{b_o}\ ;\quad \xi = \frac{\Delta H}{H_o}\ ;\quad \Omega = \frac{\Delta\rho}{\rho_o}$$

$$q_\nu = \frac{n_o}{Q_o}\frac{\partial Q}{\partial n}\Big|_o ;\ q_\alpha = \frac{a_o}{Q_o}\frac{\partial Q}{\partial a}\Big|_o ;\ q_\beta = \frac{b_o}{Q_o}\frac{\partial Q}{\partial b}\Big|_o ;\ q_\xi = \frac{H_o}{Q_o}\frac{\partial Q}{\partial H}\Big|_o ;$$

$$q_\Omega = \frac{\rho_o}{Q_o}\frac{\partial Q}{\partial\rho}\Big|_o$$

$$\varepsilon_\nu = \frac{n_o}{\eta_o}\frac{\partial\eta}{\partial n}\Big|_o ;\ \varepsilon_\alpha = \frac{a_o}{\eta_o}\frac{\partial\eta}{\partial a}\Big|_o ;\ \varepsilon_\beta = \frac{b_o}{\eta_o}\frac{\partial\eta}{\partial b}\Big|_o ;\ \varepsilon_\xi = \frac{H_o}{\eta_o}\frac{\partial\eta}{\partial H}\Big|_o ;$$

$$\varepsilon_\Omega = \frac{\rho_o}{\eta_o}\frac{\partial\eta}{\partial\rho}\Big|_o . \qquad (2.1.15)$$

Astfel, împreună cu (2.1.15), (2.1.14) devine :

$$\frac{J\,n_o}{M_{r\,o}}\cdot\nu' = \Omega(\varepsilon_\Omega - q_\Omega - 1) + \alpha(\varepsilon_\alpha - q_\alpha) + \beta(\varepsilon_\beta - q_\beta) -$$

$$- \nu(q_\nu - \varepsilon_\nu - 1) + \xi(\varepsilon_\xi - q_\xi - 1) \qquad (2.1.16)$$

Construind expresiile timpilor caracteristici ai grupului de pompare (pompei) în forma :

$$T_a = \frac{J\,n_o}{M_{r\,o}}\cdot\frac{1}{\varepsilon_\alpha - q_\alpha}\ ;\qquad T_b = \frac{J\,n_o}{M_{r\,o}}\cdot\frac{1}{\varepsilon_\beta - q_\beta}\ ;$$

$$T_n = \frac{J\,n_o}{M_{r\,o}}\cdot\frac{1}{q_\nu - \varepsilon_\nu - 1}\ ;\qquad T_H = \frac{J\,n_o}{M_{r\,o}}\cdot\frac{1}{\varepsilon_\xi - q_\xi - 1}\ ;$$

și

$$T_\rho = \frac{J\,n_o}{M_{r\,o}}\cdot\frac{1}{\varepsilon_\Omega - q_\Omega - 1}\ , \qquad (2.1.17)$$

rel. (2.1.16) dobîndește forma finală :

$$\nu' + \frac{\nu}{T_n} = \frac{\alpha}{T_a} + \frac{\beta}{T_b} + \frac{\xi}{T_H} + \frac{\Omega}{T_\rho} \qquad (2.1.18)$$

Rel. (2.1.18) exprimă ecuația dinamică linearizată a turbopompelor într-o formă generală. Ea este valabilă pentru oscilaţii mici şi frecvenţe scăzute ale parametrilor implicaţi în funcţionarea pompei. Ea se poate utiliza cunoscînd curbele caracteristice statice ale turbomaşinii.

Constantele de timp sînt funcţii de punctul de funcţionare sau starea iniţială a pompei.

Modelul cuasi-static obţinut pentru ecuaţia dinamică a pompelor cere cunoaşterea curbelor caracteristice energetice şi cavitaţionale sau bifazice ale maşinii. Avînd dependenţe funcţionale între parametrii implicaţi se construieşte, în punctul corespunzător regimului staţionar iniţial, tangenta la curba respectivă şi se obţine legătura funcţională în aproximaţie liniară. De ex. : din curba H(Q) pentru ρ_o = const., n_o = const., a_o = const. şi b_o = const. se obţine imediat $\frac{\partial Q}{\partial H}\Big|_o \cong \frac{\Delta Q}{\Delta H}\Big|_o$, apoi q_ς şi în fine T_H. In mod similar se pot obţine şi celelalte constante de timp ale pompei.

Dacă pentru regimurile energetice există suficiente date pentru evaluarea numerică a constantelor de timp nu acelaşi lucru se poate aprecia cu privire la regimurile cavitaţionale sau bifazice. Existenţa unor cercetări ample cu privire la curbele caracteristice cavitaţionale ale pompelor centrifuge din lucrarea /6/ au permis determinarea unor valori pentru timpul caracteristic de cavitaţie $(T_\varsigma)_{cav}$.

Astfel în fig.2.1.1 sînt redate curbele caracteristice ca-

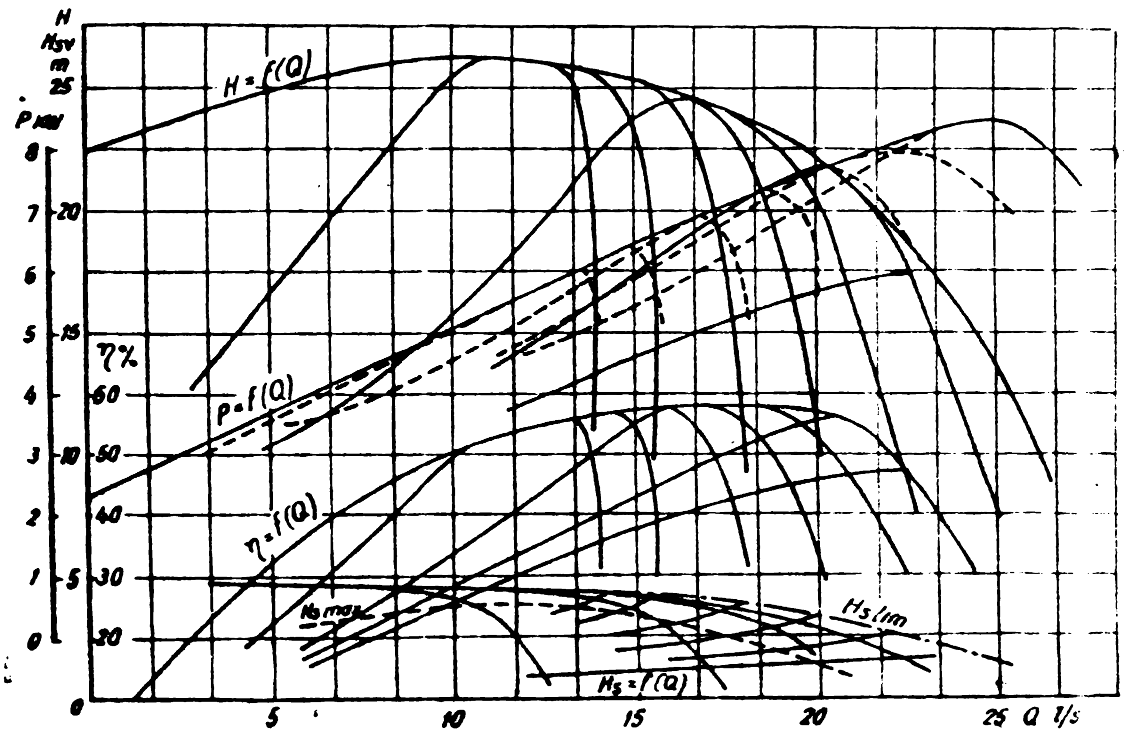


Fig. 2.1.1 Curbele caracteristice căzătoare ale pompei centrifuge IMB-80 /6/ ce apar în regim de cavitaţie

vitaţionale din care se poate estima acest timp caracteristic pentru un punct de funcţionare oarecare dat.

Rezultatul obţinut în relaţia (2.1.18) se particularizează similar la domeniul funcţionării bifazice cu aer-apă a pompelor precum s-a descris mai înainte pentru regimuri cavitaţionale. Prelucrînd unele rezultate experimentale din lucrările /54/, /132/ se pot construi curbe caracteristice pentru evaluarea timpilor din ecuaţia dinamică a pompelor. Selectînd din (2.1.17) şi (2.1.15) pe T_ϱ există :

$$(T_\varrho)_{bif} = \frac{J n_o}{M_{r\,o}} \cdot \frac{1}{\varepsilon_\Omega - q_\Omega - 1} \qquad \text{cu}$$

$$\varepsilon_\Omega = \frac{\varrho_o}{\eta_o} \cdot \left.\frac{\partial \eta}{\partial \varrho}\right|_o \quad \text{şi} \quad q_\Omega = \frac{\varrho_o}{Q_o} \left.\frac{\partial Q}{\partial \varrho}\right|_o$$

iar pentru $n_o = ct$, $a_o = ct.$, $b_o = ct.$, $H_o = ct.$ este uşor a extrage :

$$\left.\frac{\partial \eta}{\partial \varrho}\right|_o \cong \left.\frac{\Delta \eta}{\Delta \varrho}\right|_o \quad \text{şi} \quad \left.\frac{\partial Q}{\partial \varrho}\right|_o = \left.\frac{\Delta Q}{\Delta \varrho}\right|_o$$

din familia de curbe caracteristice din fig.2.1.2. O explicitare similară indirectă se obţine şi din fig. 2.1.3 şi fig.2.1.4 considerînd că :

$$\left.\frac{\partial Q}{\partial \varrho}\right|_o = \left.\frac{\partial Q}{\partial H}\right|_o \cdot \left.\frac{\partial H}{\partial \varrho}\right|_o \cong \left.\frac{\Delta Q}{\Delta H}\right|_o \cdot \left.\frac{\Delta H}{\Delta \varrho}\right|_o$$

Astfel în fig. 2.1.3 $\psi(\phi)$ permite găsirea $H(Q)$ şi evaluarea $\frac{\Delta Q}{\Delta H}$ în punctul 0, iar $\frac{H}{H_o}(\Omega)$ estimarea $\frac{\Delta H}{\Delta \varrho}$ din fig.2.1.4. O altă pompă pentru care s-au ridicat curbele caracteristice energetice funcţionînd cu amestec aer-apă este redată în fig.2.1.5.

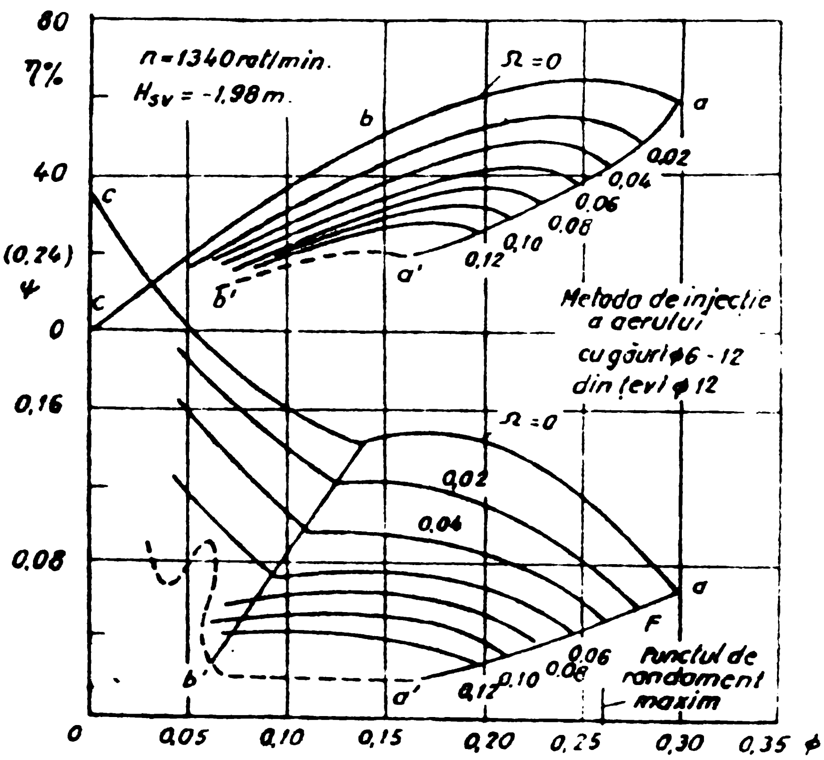


Fig. 2.1.2 Curbele caracteristice ale unei pompe funcţionînd

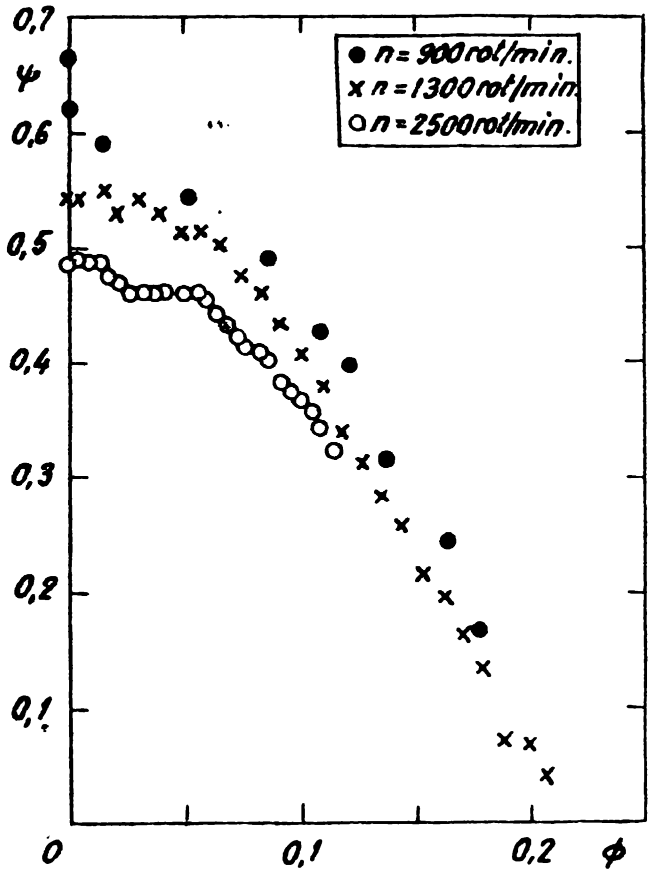


Fig. 21.3 Curbele caracteristice monofazice (apă) ale pompei model [132]

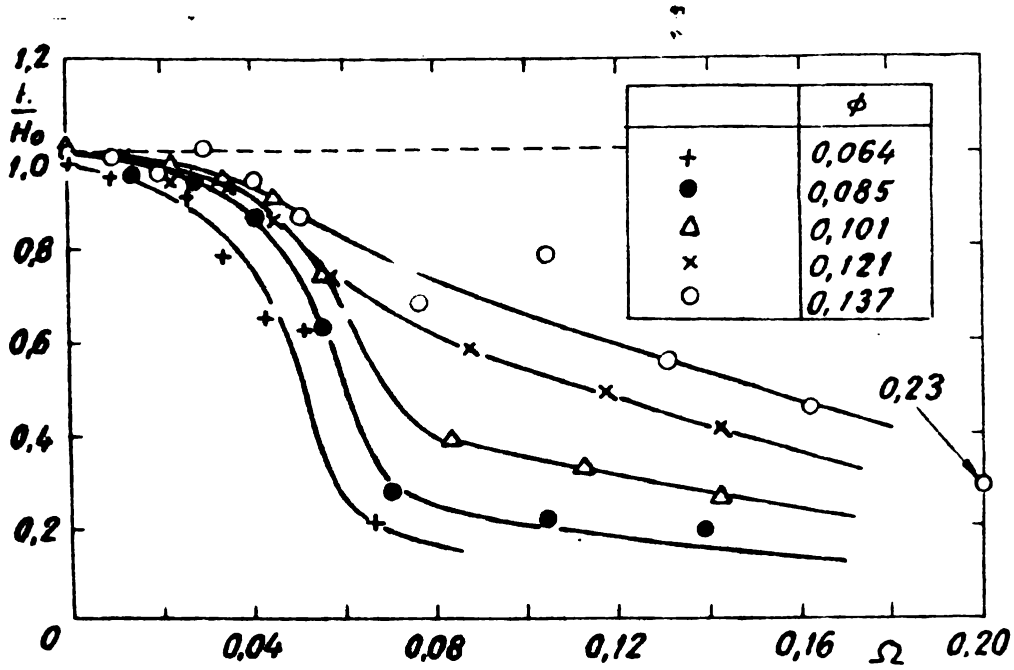


Fig. 21.4 Curbele caracteristice bifazice (aer-apă) ale pompei model [32]

Timpul caracteristic T_ρ are dezavantajul că nu face deosebirea între funcţionarea maşinii în regim cavitaţional şi bifazic (gaz - lichid). Autorul a încercat această departajare ce e drept într-un domeniu foarte îngust al funcţionării bifazice (numai pînă la saturaţia apei cu aer dizolvat în ea) pentru turbine funcţionînd în regimuri cavitaţionale în cadrul lucrării /8/. Rezultatele

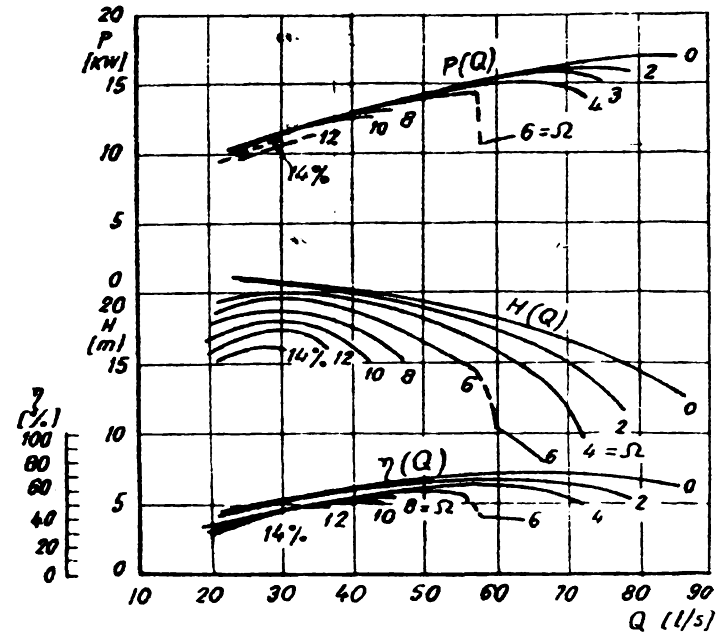


Fig. 21.5 Curbele caracteristice ale unei pompe ce funcţionează cu amestec apă-aer. [154]

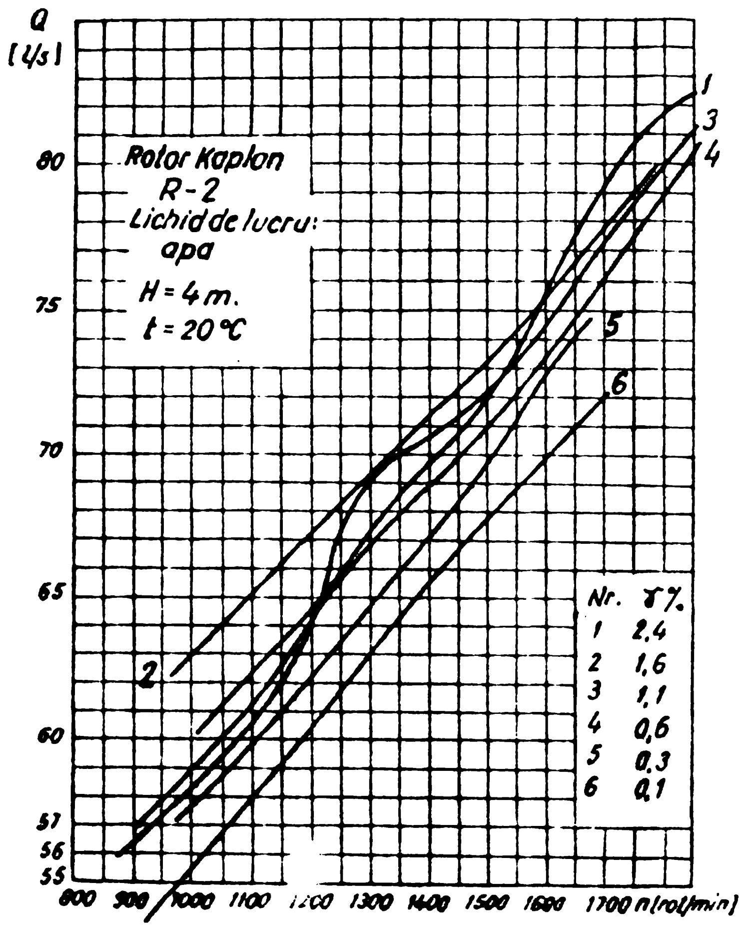


Fig. 21.6 Influenţa conţinutului de aer din apă asupra curbelor caracteristice ale unei turbine în staţiunea MHT - 200 [8]

obţinute într-o staţiune de încercare a turbinelor model, MHT-2oo, nu au condus la deosebiri statice şi dinamice notabile în domeniul redus de variaţie al parametrilor susmenţionaţi (fig.2.1.6).

In concluzie se apreciază că ecuaţia dinamică linearizată a pompelor rel. (2.1.18), prin introducerea unui nou timp caracteristic T_ρ , în ipotezele restrictive asumate, permite o analiză şi sinteză mai detaliată a pompelor precum şi construirea unui model sau o simulare în aproximare statică adecvată a maşinii.

2.2 <u>Modelul structural energetic al pompelor centrifuge</u>

Sub imboldul progreselor din automatică s-au creionat caracterizări din punctul de vedere al teoriei sistemelor asupra instalaţiilor şi maşinilor hidropneumatice /64, 156/. Maşinile hidraulice rotative se pot cuprinde într-un traductor informaţional de forma schiţată în fig.2.2.1. Modelul informaţional redat este potrivit regimurilor energetice cavitaţionale şi bifazice, iar pentru regimurile cavitaţionale se vor dezvolta şi alte variante în cap.2.3.

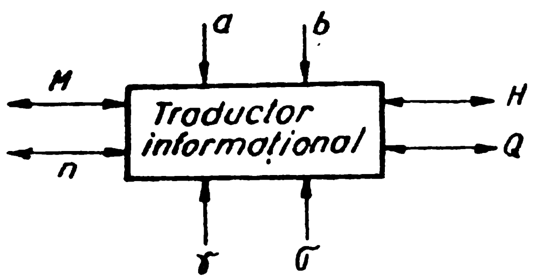


Fig.2.2.1 Schema bloc a unei maşini hidraulice rotative

Pompa hidrodinamică privită ca element sau ca obiect de automatizare prezintă o serie de caracteristici funcţionale. Forma cea mai potrivită de exprimare a acestor caracteristici o constituie modelul matematic. Datorită dificultăţilor întîmpinate şi în cadrul capitolului precedent în deducerea ecuaţiei maşinii în prezentul capitol se alege o altă cale şi anume se vor stabili expresiile funcţiilor de transfer ale pompei. In automatică identificarea sistemelor se face, între alte metode, şi cu ajutorul semnalelor de probă. Acordarea unor semnale de tip impuls sau treaptă sînt greu de realizat pentru sisteme mecanice cu masă şi inerţie apreciabilă iar acordarea unor semnale periodice complexe sau aleatoare introduc o prelucrare laborioasă a rezultatelor. Astfel încît dintre toate semnalele de probă şi teoretic şi experimental preferinţele se îndreaptă spre semnale sinusoidale. Semnalele sinusoidale au avantajul unei materializări relativ facile şi a unor prelucrări simple rezultatele conducînd direct spre diagrame de tip Bode. Desigur, pentru sisteme neliniare de tipul maşinilor hidraulice rezultatele sînt valabile numai pentru perturbaţii mici adică în ipoteza restrictivă a dependenţelor lineare, sau introducînd influenţa amplitudinii semnalelor în reprezentarea funcţiilor de frecvenţă.

Pompele centrifuge sau orice altă maşină hidraulică în regimuri energetice poate fi considerată un cuadripol informaţional al mărimilor fizice viteza unghiulară, momentul mecanic, debitul volumic şi înălţimea de pompa . Legăturile între aceste elemente, defalcînd blocul din fig.2.2.1, se propun a fi similare cu cele stabilite pentru alte maşini asemănătoare în /89, 114/ şi sînt redate în fig.2.2.2. Corespondentul liniar, matematic într-o exprimare matricială este redat în relaţia :

$$\begin{Vmatrix} \tilde{H} \\ \tilde{M} \end{Vmatrix} = \begin{Vmatrix} W_{11} & W_{12} \\ W_{21} & W_{22} \end{Vmatrix} \cdot \begin{Vmatrix} \tilde{n} \\ \tilde{Q} \end{Vmatrix} \qquad (2.2.1)$$

Se observă că rel. (2.2.1) redă dependenţa liniară între fluctuaţiile complexe ale mărimilor caracteristice ale pompei. Funcţiile de transfer ale pompei W_{ij}, exprimă modul de traducere a informaţiei în maşină în ceea ce priveşte amplificarea şi întîrzierea semnalului.

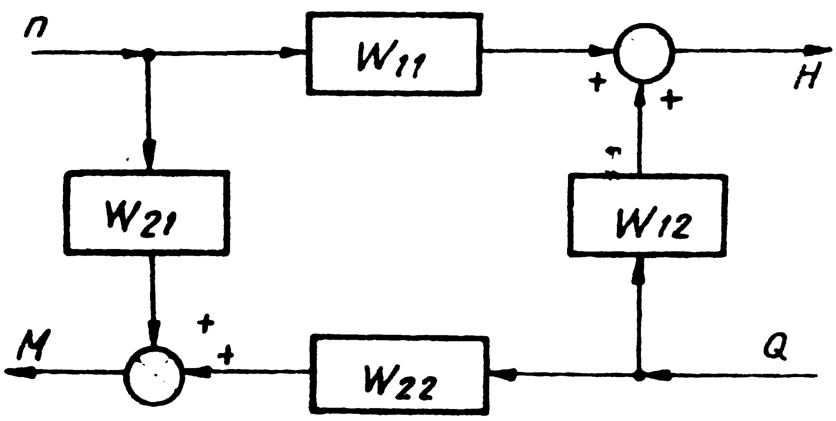


Fig. 22.2 Modelul structural energetic al unei pompe

Funcţiile de transfer în aproximaţie liniară se reduc la funcţiile de frecvenţă care depind de punctul mediu de funcţionare şi desigur de frecvenţa de fluctuaţie a perturbaţiilor. Atît teoretic cît şi experimental se va stabili expresia respectiv curba funcţiei respectiv locului de frecvenţă.

In acest scop se va utiliza o metodă similară cu cea expusă în /65, 66, 67/ cu deosebirea că se va folosi de la început un alt mod de excitaţie. Aceasta va permite obţinerea unor relaţii ce constitue funcţiile de transfer ale unei pompe centrifuge de turaţie specifică joasă, radială în ipoteza unei curgeri monodimensionale, nepermanente.

Mărimile fizice importante ale pompei, în scopul soluţionării problemei enunţate, se vor considera compuse dintr-o parte constantă în timp, media, şi o parte variabilă în timp, fluctuaţia. Fluctuaţia la rîndul ei se va considera un număr complex în exprimare exponențială cu o parte reală ce constitue amplitudinea fluctuației și cu exponentul imaginar al cărui coeficient conține defazajul mărimii respective. Astfel, pentru viteza unghiulară a pompei mărimea inițial excitată se poate scrie :

$$n = \bar{n} + \tilde{n} \ , \quad \text{iar} \quad \tilde{n} = \Delta n \, e^{i(\omega t + o)} . \tag{2.2.2}$$

Unghiul caracteristic al unui punct din zona rotorului în raport cu sistemul de referință va fi :

$$\varphi = \bar{\varphi} + \tilde{\varphi} \quad \text{cu} \quad \tilde{\varphi} = \Delta \varphi \, e^{i(\omega t + \delta_\varphi)} . \tag{2.2.3}$$

Debitul volumic va avea expresia :

$$Q = \bar{Q} + \tilde{Q} \quad ; \quad \tilde{Q} = \Delta Q \, e^{i(\omega t + \delta_Q)} . \tag{2.2.4}$$

Inălțimea de pompare se va exprima :

$$H = \bar{H} + \tilde{H} \ , \quad \text{iar} \quad \tilde{H} = \Delta H \, e^{i(\omega t + \delta_H)} . \tag{2.2.5}$$

Momentul activ față de motorul primar de antrenare :

$$M_a = \bar{M}_a + \tilde{M}_a \quad \text{și} \quad \tilde{M}_a = \Delta M_a \, e^{i(\omega t + \delta_{Ma})} , \tag{2.2.6}$$

și momentul rezistent creat de pompă va avea forma :

$$M_r = \bar{M}_r + \tilde{M}_r \quad \text{cu} \quad \tilde{M}_r = \Delta M_r \, e^{i(\omega t + \delta_{Mr})} . \tag{2.2.7}$$

O secțiune transversală prin rotor cu elemente geometrice și hidrodinamice semnificative pentru acest capitol sînt redate în fig.2.2.3.

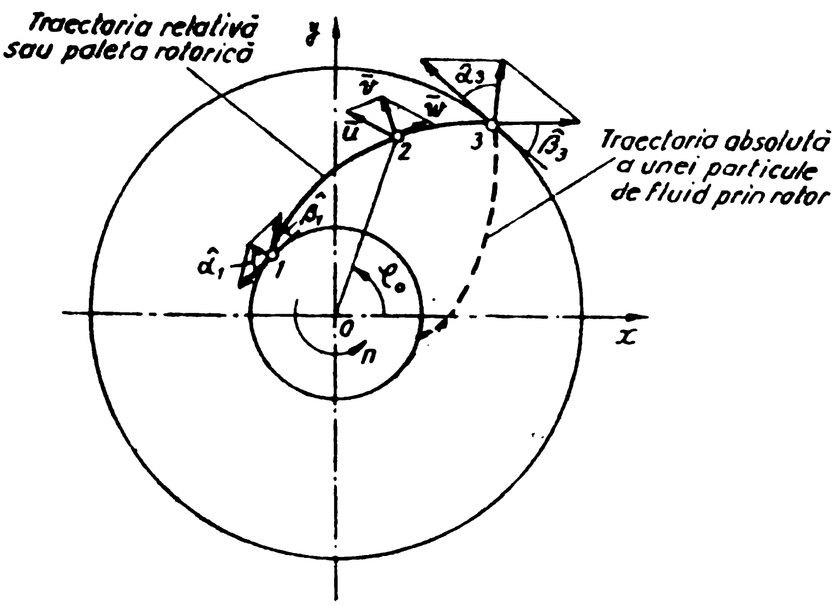


Fig.2.2.3 Reprezentare schematizată a mișcării fluidului în rotorul pompei centrifuge (1-intrare, 2-punct curent, 3-ieșire)

Pentru demonstrația ce urmează se vor considera următoarele ipoteze :

$$\bar{M}_a = \bar{M}_r \ , \tag{2.2.8}$$

adică un regim mediu staţionar, randamentul

$$\eta = \text{const.} \tag{2.2.9}$$

şi relaţia unghiulară evidentă

$$\bar{\varphi} = \bar{n}\, t + \varphi_o \quad \text{şi} \quad \bar{n} = \frac{d\bar{\varphi}}{dt} . \tag{2.2.10}$$

Considerînd ecuaţia de mişcare a părţilor rotitoare în forma :

$$J \frac{dn}{dt} = M_a - M_r , \tag{2.2.11}$$

se înlocuieşte în ea rel. (2.2.2), (2.2.6) şi (2.2.7) şi, ţinînd cont de condiţia (2.2.8), precum şi de relaţia evidentă $\frac{d\bar{n}}{dt} = 0$ şi că excitaţia sinusoidală este permanentă adică $\frac{d(\Delta n)}{dt} = 0$, rezultă :

$$J \cdot \Delta n \cdot \omega \cdot i = \Delta M_a \cdot e^{i\delta_{M_a}} - \Delta M_r \cdot e^{i\delta_{M_r}} . \tag{2.2.12}$$

Legătura între unghiul caracteristic şi viteza unghiulară a rotorului, prin definiţie, oferă o relaţie în forma :

$$n = \frac{d\varphi}{dt} . \tag{2.2.13}$$

Inlocuind aci rel. (2.2.2) şi (2.2.3) cu condiţia (2.2.10) precum şi cu $\frac{d(\Delta\varphi)}{dt} = 0$, din condiţia de liniaritate şi excitaţie permanentă rezultă în final :

$$\Delta n = \Delta\varphi \cdot \omega \cdot i \cdot e^{i\delta_\varphi} . \tag{2.2.14}$$

Pe baza teoremelor transferului energiei cinetice în mişcarea fluidelor simple /125, 136/, ecuaţia bilanţului puterilor în hidroagregat în regim nestaţionar cu condiţia randamentului constant rel. (2.2.9) se scrie în forma :

$$M_r\, n = \frac{\rho\, g\, Q\, H}{\eta} + \rho \cdot Q \cdot \int_0^{\ell} \frac{\partial v}{\partial t}\, d\ell , \tag{2.2.15}$$

unde ℓ reprezintă lungimea traiectoriei absolute a unei particule de lichid la trecerea ei prin rotor. Inlocuind în rel. (2.2.15) expresiile (2.2.7), (2.2.2), (2.2.4) şi (2.2.5), se obţine :

$$\frac{\rho g}{\eta}\left[\bar{Q}\cdot\bar{H} + \bar{Q}\cdot\Delta H\, e^{i(\omega t+\delta_H)} + \bar{H}\cdot\Delta Q\, e^{i(\omega t+\delta_Q)} + \Delta H\cdot\Delta Q\, e^{i(2\omega t+\delta_H+\delta_Q)}\right]$$
$$= -\rho\left[\bar{Q} + \Delta Q\, e^{i(\omega t+\delta_Q)}\right]\left[\int_0^{\ell}\frac{\partial v}{\partial t}\, d\ell\right]^{*} + \bar{M}_r\cdot\bar{n} + \bar{M}_r\cdot\Delta n\, e^{i\omega t} +$$
$$+ \bar{n}\cdot\Delta M_r\, e^{i(\omega t+\delta_{M_r})} + \Delta M_r\cdot\Delta n\, e^{i(2\omega t+\delta_{M_r})} . \tag{2.2.16}$$

Aci s-a notat pentru moment variaţia nepermanentă a energiei specifice cu $\left[\int_0^{\ell}\frac{\partial v}{\partial t}\, d\ell\right]^{*}$, expresie ce va fi calculată ulterior.

Neglijînd produsul variaţiilor de tipul : $\Delta H \cdot \Delta Q \ldots$; $\Delta M_r \cdot \Delta n \ldots$ cît şi $\varrho \cdot \Delta Q\, e^{i(\omega t + \delta_Q)} \left[\int_0^{\ell} \frac{\partial v}{\partial t}\, dl \right]^*$ din cauza valorilor mici pe care le au, rel. (2.2.16) trece în forma :

$$\frac{\varrho g}{\eta}\left(\bar{Q}\cdot\Delta H\, e^{i\delta_H} + \bar{H}\cdot\Delta Q\, e^{i\delta_Q}\right) = -\frac{\varrho\,\bar{Q}}{e^{i\omega t}}\left[\int_0^{\ell}\frac{\partial v}{\partial t}\, dl\right]^* + \bar{M}_r\,\Delta n + \Delta M_r\,\bar{n}\, e^{i\delta_{M_r}}. \tag{2.2.17}$$

Utilizînd teorema momentului cantităţii de mişcare pentru lichidul în mişcare nestaţionară din interiorul rotorului în raport cu axa rotorului, se poate scrie :

$$M_r = \varrho Q(v_3 r_3 \cos\hat{\alpha}_3 - r_1 v_1 \cos\hat{\alpha}_1)\, c + \varrho\int_V \frac{dv}{dt} r\cos\hat{\alpha}\cdot dV, \tag{2.2.18}$$

unde $c \cong 1$ este coeficientul lui Coriolis şi V - este volumul de lichid din interiorul rotorului. Analizînd expresia (2.2.18), se observă că în primul termen din dreapta se pune în evidenţă legătura momentului mecanic de torsiune cu debitul în mod direct şi cu viteza unghiulară indirect prin viteza v şi unghiul $\hat{\alpha}$, astfel că, prin dezvoltări linearizate, se obţine :

$$\tilde{M}_r = \frac{\partial \bar{M}_r}{\partial \bar{n}}\tilde{n} + \frac{\partial \bar{M}_r}{\partial \bar{Q}}\tilde{Q} + \varrho\left[\int_V \frac{dv}{dt} r\cos\tilde{\hat{\alpha}}\cdot dV\right]^*, \tag{2.2.19}$$

Inlocuind în (2.2.19) rel. (2.2.7), (2.2.2) şi (2.2.4), rezultă :

$$\Delta M_r\, e^{i\delta_{M_r}} = \frac{\partial \bar{M}_r}{\partial \bar{n}}\cdot\Delta n + \frac{\partial \bar{M}_r}{\partial \bar{Q}}\cdot\Delta Q\, e^{i\delta_q} + \frac{\varrho}{e^{i\omega t}}\left[\int_V \frac{dv}{dt} r\cos\hat{\alpha}\, dV\right]^*. \tag{2.2.20}$$

Valorile pentru $\frac{\partial \bar{M}_r}{\partial \bar{n}}$ şi $\frac{\partial \bar{M}_r}{\partial \bar{Q}}$ se pot obţine din caracteristicile statice ale pompei prin linearizare şi valoarea $\left[\int_V \ldots\right]^*$ se va analiza mai jos.

Torsiunea arborelui pompei, într-o aproximaţie lineară (elastică) din rezistenţa materialelor, se poate exprima prin :

$$M_a = k\cdot\varphi \tag{2.2.21}$$

Dacă înlocuim în (2.2.21) rel. (2.2.6) şi (2.2.3), rezultă :

$$\Delta M_a\, e^{i\delta_{M_a}} = k\Delta\varphi\, e^{i\delta_\varphi}, \tag{2.2.22}$$

unde $k = \frac{GJ_p}{d^4}$ este o constantă. In ipoteza adăugării şi a întîrzierii δ_e introduse de motorul primar de antrenare /152/, rel. (2.2.22) devine :

$$\Delta M_a\, e^{i\delta_{M_a}} = k\Delta\varphi\, e^{i(\delta_\varphi + \delta_e)} \tag{2.2.23}$$

Din ecuaţiile (2,2.1o), (2.2.14), (2.2.17), (2.2.2o) şi (2.2.23), prin eliminarea variabilelor intermediare, se pot obţine funcţiile de transfer ale pompei în forma :

$$W_{11}\left(\frac{\widetilde{H}}{\widetilde{n}}\right) = \frac{\Delta H}{\Delta n} e^{i\delta_H} , \tag{2.2.24}$$

$$W_{12}\left(\frac{\widetilde{H}}{\widetilde{Q}}\right) = \frac{\Delta H}{\Delta Q} e^{i(\delta_H - \delta_Q)} , \tag{2.2.25}$$

$$W_{21}\left(\frac{\widetilde{M}}{\widetilde{n}}\right) = \frac{\Delta M_r}{\Delta n} e^{i\delta_{M_r}} , \tag{2.2.26}$$

$$W_{22}\left(\frac{\widetilde{M}}{\widetilde{Q}}\right) = \frac{\Delta M_r}{\Delta Q} e^{i(\delta_{M_r} - \delta_Q)} , \tag{2.2.27}$$

precum şi alte funcţii de transfer definite pentru această pompă în forma :

$$W\left(\frac{\widetilde{Q}}{\widetilde{n}}\right) = \frac{\Delta Q}{\Delta n} e^{i\delta_Q} \tag{2.2.28}$$

şi

$$W\left(\frac{\widetilde{M}}{\widetilde{H}}\right) = \frac{\Delta M_r}{\Delta H} e^{i(\delta_{M_r} - \delta_H)} . \tag{2.2.29}$$

Se va trece la explicitarea expresiilor de forma $\left[\int_V \cdots\right]^*$. In acest scop se uzează de ecuaţia de continuitate pentru curentul fluid din rotorul turbomaşinii :

$$Q = 2\pi r h v \sin\hat{\alpha}\cdot s = 2\pi r h w \sin\hat{\beta}\cdot s , \tag{2.2.30}$$

ştiind că h este lăţimea canalului rotoric şi $s < 1$ coeficientul de obstrucţie al paletelor rotorului. Folosind relaţii cinematice din triunghiul vitezelor, rezultă :

$$w = \frac{r n - v \cos\hat{\alpha}}{\cos\hat{\beta}} . \tag{2.2.31}$$

Din expresiile (2.2.3o) şi (2.2.31) se obţine :

$$Q\cdot\cos\hat{\beta} = 2\pi r s h \sin\hat{\beta}\left[r n - v\sqrt{1 - \left(\frac{Q}{2\pi r s h}\right)^2}\right] . \tag{2.2.32}$$

Rel. (2.2.32) exprimă dependenţa vitezei curentului prin rotor de debitul volumic şi viteza unghiulară a rotorului. Astfel, $v = v(n, Q)$, iar restul precum s, h, $\hat{\beta}$, r sînt constante pentru un punct dat. De aici :

$$v = \bar{v} + \widetilde{v} = \bar{v} + \frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{Q}}\widetilde{Q} + \frac{\partial\bar{v}}{\partial\bar{n}}\widetilde{n} . \tag{2.2.33}$$

Explicitarea vitezei în rel. (2.2.32) şi derivarea parţială în raport cu debitul şi turaţia precum şi înlocuirea fluctuaţiilor $\tilde{Q}$ şi $\tilde{n}$ conduce la :

$$v = \bar{v} + \frac{1}{\bar{v}}\left\{\left[\frac{\bar{Q}}{(2\pi r h s \sin\hat{\beta})^2} - \frac{\bar{n}\,\mathrm{ctg}\hat{\beta}}{2\pi s h}\right]\cdot\Delta Q\, e^{i\delta_Q} + \left[-\frac{\bar{Q}\,\mathrm{ctg}\hat{\beta}}{2\pi h s} + r^2\bar{n}\right]\cdot\Delta n\right\}e^{i\omega t} = \bar{v} + \left[v_Q\cdot\Delta Q\, e^{i\delta_Q} + v_n\cdot\Delta n\right]e^{i\omega t} \tag{2.2.34}$$

Derivata :

$$\frac{dv}{dt} = i\,\omega\left[v_Q\cdot\Delta Q\, e^{i\delta_Q} + v_n\cdot\Delta n\right]e^{i\omega t} \tag{2.2.35}$$

Folosind relaţii trigonometrice şi ecuaţia de continuitate din rotor se poate găsi succesiv că :

$$v_Q = \frac{1}{\bar{v}}\left[\frac{\bar{Q}}{(2\pi r h s \sin\hat{\beta})^2} - \frac{\bar{n}\,\mathrm{ctg}\hat{\beta}}{2\pi s h}\right] = \frac{\cos\overline{\hat{\alpha}}}{2\pi r h s}\left[\mathrm{tg}\overline{\hat{\alpha}} - \mathrm{ctg}\overline{\hat{\beta}}\right] \tag{2.2.36}$$

şi că :

$$v_n = \frac{1}{\bar{v}}\left[r^2\bar{n} - \frac{\bar{Q}\,\mathrm{ctg}\hat{\beta}}{2\pi h s}\right] = r\cos\overline{\hat{\alpha}} \tag{2.2.37}$$

Acum integrala de linie oferă :

$$\left[\int_\ell \frac{dv}{dt}\,dl\right]^* = \omega\, i\left[\Delta Q\, e^{i\delta_Q}\int_0^\ell v_Q\,dl + \Delta n\int_0^\ell v_n\,dl\right]e^{i\omega t} \tag{2.2.38}$$

unde se va înlocui

$$\int_0^\ell v_Q\,dl = \bar{v}_Q\,\ell \qquad \text{şi} \qquad \int_0^\ell v_n\,dl = \bar{v}_n\, l$$

adică se va determina o valoare medie $\bar{v}_Q$ respectiv $\bar{v}_n$ raportată la variaţia acestor mărimi dealungul traiectoriei absolute a particulei de fluid la trecerea sa prin rotor, care este l. Aceste valori medii obţinute prin raportare la o lungime caracteristică a rotorului depind de punctul de funcţionare al pompei (starea de funcţionare a maşinii) şi de geometria rotorului. In mod similar se poate scrie :

$$\left[\int_V \frac{dv}{dt}\, r\cos\hat{\alpha}\cdot dV\right]^* = \omega\, i\left(\Delta Q\, e^{i\delta_Q}\int_V v_Q r\cos\hat{\alpha}\cdot dV + \Delta n\cdot\int_V v_n\, r\cos\hat{\alpha}\cdot dV\right)e^{i\omega t} \tag{2.2.39}$$

Integralele se pot înlocui prin mărimi echivalente medii de forma :

$$\int_V v_Q \; r \cos\hat{\alpha} \cdot dV = L^4 \, v_Q^* \quad \text{şi} \quad \int_V v_n \; r \cos\hat{\alpha} \cdot dV = L^4 \, v_n^* ,$$

unde L este o lungime caracteristică echivalentă. Acum se pot deduce v_Q^* şi v_n^*. Valoarea integralelor depinde de starea (punctul) de funcţionare a maşinii şi de caracteristicele geometrice ale rotorului. Astfel rezultă :

$$\left[\int_V \frac{dv}{dt} \; r \cos\hat{\alpha} \cdot dV \right]^* = L^4 \, i \, \omega \, (\Delta Q \, e^{i \delta_Q} v_Q^* + \Delta n \, v_n^*) e^{i \omega t} , \qquad (2.2.40)$$

unde prin simetrie axială

$$dV = 2 \pi \, r \, h \, s \, dr \; . \qquad (2.2.41)$$

Cu aceste elemente pregătitoare revenim la exprimarea funcţiilor de transfer. Pentru aceasta înlocuim $\Delta\varphi$ din rel.(2.2.14) în rel. (2.2.23) şi aceasta la rîndul ei în rel.(2.2.12). Rezultă :

$$\Delta n \left(\omega J + \frac{k \, e^{i(\delta_\varphi + \delta_e)}}{\omega} \right) = \Delta M_r \, e^{i \delta_{M_r}} (-i) = \Delta M_r \, e^{i(\delta_{M_r} - \frac{\pi}{2})} . \qquad (2.2.42)$$

Exprimînd forma exponenţială în echivalentul său trigonometric (prin formula lui Euler) şi separînd părţile reale şi imaginare, se obţine :

$$\Delta n \left[\omega J + \frac{k}{\omega} \cos(\delta_\varphi + \delta_e) \right] = \Delta M_r \cos \left(\delta_{M_r} - \frac{\pi}{2} \right) , \qquad (2.2.43)$$

$$\Delta n \frac{k}{\omega} \sin(\delta_\varphi + \delta_e) = \Delta M_r \sin \left(\delta_{M_r} - \frac{\pi}{2} \right) . \qquad (2.2.44)$$

Rel. (2.2.43) şi (2.2.44) ridicate la pătrat şi adunate oferă în final :

$$\Delta M_r = \Delta n \sqrt{(\omega J)^2 + 2 k \cos(\delta_\varphi + \delta_e) + \left(\frac{k}{\omega}\right)^2} = K_{M_r} \cdot \Delta n . \qquad (2.2.45)$$

Impărţind rel. (2.2.43) la (2.2.44) rezultă :

$$\operatorname{ctg} \left(\delta_{M_r} - \frac{\pi}{2} \right) = \frac{\omega^2 J}{k \sin(\delta_\varphi + \delta_e)} + \operatorname{ctg}(\delta_\varphi + \delta_e) , \qquad (2.2.46)$$

de unde :

$$\delta_{M_r} = \frac{\pi}{2} + \operatorname{arc\,ctg} \left[\frac{\omega^2 J}{k \sin(\delta_\varphi + \delta_e)} + \operatorname{ctg}(\delta_\varphi + \delta_e) \right] = \frac{\pi}{2} + \theta_{\varphi e} \qquad (2.2.47)$$

După cum se observă am obţinut funcţia de transfer (de frecvenţă) $W_{21}(\frac{\tilde{M}_r}{\tilde{n}})$ în care raportul fluctuaţiilor momentului rezistent (al pompei) în funcţie de cele ale turaţiei se exprimă prin coeficientul $\frac{\Delta M_r}{\Delta n} = K_{M_r}$ care determină raportul amplitudinilor rel. (2.2.45) şi defazajul unghiular între ele rel. (2.2.47). Mărimile componente ale acestor relaţii sînt cunoscute sau se pot calcula din datele instalaţiei de pompare. Variabila este pulsaţia fluctuaţiei ω $\langle \frac{rad}{s} \rangle$ sau frecvenţa fluctuaţiei $f = \frac{\omega}{2\pi}$ $\langle Hz \rangle$.

Din ecuaţia (2.2.20),folosind (2.2.38) cu valorile medii în locul integralelor,se poate scrie :

$$\Delta M_r\, e^{i\,\delta_{M_r}} = \left(\frac{\partial \overline{M}}{\partial \overline{Q}} + \rho L^4\, i\, \omega\, v_Q^*\right) \cdot \Delta Q\, e^{i\,\delta_Q} + \left(\frac{\partial \overline{M}}{\partial \overline{n}} + \rho L^4 i\, \omega\, v_n^*\right) \cdot \Delta n \tag{2.2.48}$$

Înlocuind în (2.2.46) formele restrînse a rel. (2.2.45) şi (2.2.47) şi cu ajutorul formulei lui Euler,se obţine :

$$-\Delta n\, K_{M_r} \sin \theta_{\varphi e} + \Delta n\, K_{M_r}\, i \cos \theta_{\varphi e} = \frac{\partial \overline{M}}{\partial \overline{Q}} \cdot \Delta Q \cos \delta_Q +$$

$$+ i\, \frac{\partial \overline{M}}{\partial \overline{Q}} \cdot \Delta Q \sin \delta_Q + i\, \rho\, L^4\, \omega\, v_Q^*\, \Delta Q \cos \delta_Q - \rho\, L^4\, \omega\, v_Q^*\, \Delta Q \sin \delta_Q +$$

$$+ \frac{\partial \overline{M}}{\partial \overline{n}} \cdot \Delta n + \rho\, L^4\, i\, \omega\, v_n^* \cdot \Delta n\,, \tag{2.2.49}$$

Separînd părţile reale şi imaginare ale rel. (2.2.49) în forma :

$$\mathrm{Re}:\; -\Delta n\, K_{M_r} \sin \theta_{\varphi e} - \frac{\partial \overline{M}}{\partial \overline{n}} \cdot \Delta n = \frac{\partial \overline{M}}{\partial \overline{Q}} \cdot \Delta Q \cos \delta_Q -$$

$$- \rho\, L^4\, \omega\, v_Q^*\, \Delta Q \sin \delta_Q\,, \tag{2.2.50}$$

$$\mathrm{Im}:\; \Delta n\, K_{M_r} \cos \theta_{\varphi e} - \rho\, L^4\, \omega\, v_n^*\, \Delta n = \frac{\partial \overline{M}}{\partial \overline{Q}} \cdot \Delta Q \sin \delta_Q +$$

$$+ \rho\, L^4\, \omega\, v_Q^* \cdot \Delta Q \cos \delta_Q\,, \tag{2.2.51}$$

ridicîndu-le la patrat, adunîndu-le şi explicitînd amplitudinea fluctuaţiei debitului, rezultă :

$$\Delta Q = \Delta n \sqrt{\frac{K_{M_r}^2 + 2K_{M_r} \sin \theta_{\varphi e} \frac{\partial \overline{M}}{\partial \overline{n}} + \left(\frac{\partial \overline{M}}{\partial \overline{n}}\right)^2 - 2K_{M_r} \cos \theta_{\varphi e}\, \rho L^4 \omega\, v_n^* + (\rho\, L^4 \omega\, v_n^*)^2}{\left(\frac{\partial \overline{M}}{\partial \overline{Q}}\right)^2 + (\rho\, L^4\, \omega\, v_Q^*)^2}} =$$

$$= \Delta n \cdot K_Q\,. \tag{2.2.52}$$

Grupînd în alt mod rel. (2.2.50) şi (2.2.51) :

$$\frac{\Delta n}{\Delta Q} \left(K_{M_r} \sin \theta_{\varphi e} + \frac{\partial \overline{M}}{\partial \overline{n}}\right) = \rho L^4\, \omega\, v_Q^* \sin \delta_Q - \frac{\partial \overline{M}}{\partial \overline{Q}} \cos \delta_Q\,, \tag{2.2.53}$$

$$\frac{\Delta n}{\Delta Q}(K_{M_r}\cos\theta_{\varphi e} - \rho L^4 \omega v_n^*) * \frac{\partial \overline{M}}{\partial \overline{Q}} \sin\delta_Q + \rho L^4 \omega v_Q^* \cos\delta_Q \qquad (2.2.54)$$

şi înmulţindu-le cu $-\frac{\partial \overline{M}}{\partial \overline{Q}}$ respectiv $\rho L^4 \omega \cdot v_Q^*$ şi adunîndu-le după explicitarea unghiului de defazaj al debitului, rezultă :

$$\delta_Q = \text{arc cos}\frac{\rho L^4\omega v_Q^*(K_{M_r}\cos\theta_{\varphi e} - \rho L^4\omega v_n^*) - \frac{\partial\overline{M}}{\partial\overline{Q}}(K_{M_r}\sin\theta_{\varphi e} + \frac{\partial\overline{M}}{\partial\overline{n}})}{K_Q\left[(\rho L^4 \omega v_Q^*)^2 + (\frac{\partial\overline{M}}{\partial\overline{Q}})^2\right]} \qquad (2.2.55)$$

Formulele (2.2.52) şi (2.2.55) rezolvă problema funcţiei de transfer enunţată la (2.2.28).

Pornind de la rel. (2.2.17) :

$$\frac{\rho g}{\eta}(\overline{Q}\cdot\Delta H\, e^{i\delta_H} + \overline{H}\cdot\Delta Q\, e^{i\delta_Q}) = -\frac{\rho\overline{Q}}{e^{i\omega t}}(\overline{v}_Q l\cdot\Delta Q\, e^{i\delta_Q} +$$

$$+ \overline{v}_n\cdot l\cdot\Delta n)\,\omega\, i\, e^{i\omega t} + \overline{M}_r\,\Delta n + \overline{n}\,\Delta M_r\, e^{i\delta_{M_r}} \qquad (2.2.56)$$

şi înlocuind $\Delta Q = K_Q\cdot\Delta n$; $\Delta M_r = K_{M_r}\cdot\Delta n$ şi $\delta_{M_r} = \theta_{\varphi e} + \frac{\pi}{2}$, rezultă :

$$\frac{\rho g}{\eta}\overline{Q}\cdot\Delta H\, e^{i\delta_H} = \Delta n\left\{\overline{M}_r + K_{M_r}\cdot\overline{n}\, e^{i(\theta_{\varphi e}+\frac{\pi}{2})} - \rho\overline{Q}\omega i\left[\overline{v}_Q l\, e^{i\delta_Q}K_Q + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \overline{v}_n\, l\right] - \frac{\rho g}{\eta}\overline{H}\,K_Q\, e^{i\delta_Q}\right\}. \qquad (2.2.57)$$

Separînd părţile reale şi imaginare, se obţine :

$$\frac{\rho g}{\eta}\overline{Q}\ \Delta H\cos\delta_H = \Delta n(\overline{M}_r - K_{M_r}\cdot\overline{n}\sin\theta_{\varphi e} + \rho\,\overline{Q}\,\omega\,\overline{v}_Q l\, K_Q\sin\delta_Q -$$

$$-\frac{\rho g}{\eta}\overline{H}\,K_Q\cos\delta_Q) = \Delta n\cdot D\ , \qquad (2.2.58)$$

$$\frac{\rho g}{\eta}\overline{Q}\ \Delta H\sin\delta_H = \Delta n\,(K_{M_r}\cdot\overline{n}\cos\theta_{\varphi e} - \rho\,\overline{Q}\,\omega\,\overline{v}_n\, l -$$

$$-\rho\,\overline{Q}\,\omega\,\overline{v}_Q l\, K_Q\cos\delta_Q - \frac{\rho g}{\eta}\overline{H}\,K_Q\sin\delta_Q) = \Delta n\cdot E\ . \qquad (2.2.59)$$

Din ultimele două relaţii reiese imediat că :

$$\frac{\Delta H}{\Delta n} = \frac{\eta}{\rho g\overline{Q}}\sqrt{D^2 + E^2} \qquad (2.2.60)$$

şi că :

$$\delta_H = \text{arc tg}\frac{E}{D}\ . \qquad (2.2.61)$$

Cu acestea şi funcţia de transfer W_{11} este stabilită. Se obţine valoarea funcţiei W_{12} prin următoarele etape :

$$\frac{\Delta H}{\Delta Q} = \frac{\Delta H}{\Delta n} \cdot \frac{\Delta n}{\Delta Q} = \frac{\eta \sqrt{D^2 + E^2}}{\rho g \bar{Q} K_Q} \qquad (2.2.62)$$

şi

$$\delta_H - \delta_Q = \text{arc tg} \frac{E}{D} - \text{arc cos} \frac{\rho L^4 \ldots}{K_Q [(\ldots)^2 + (\quad)^2]} . \qquad (2.2.63)$$

Pentru detalii referitor la δ_Q vezi relaţia (2.2.55). Funcţia W_{22} se stabileşte astfel :

$$\frac{\Delta M_r}{\Delta Q} = \frac{\Delta M_r}{\Delta n} : \frac{\Delta Q}{\Delta n} = \frac{K_{Mr}}{K_Q} , \qquad (2.2.64)$$

şi :

$$\delta_{M_r} - \delta_Q = \frac{\pi}{2} + \theta_{ee} - \text{arc cos} \frac{\rho L^4 \ldots}{K_Q [(\ldots)^2 + (\ldots)^2]} , \qquad (2.2.65)$$

cu aceiaşi observaţie ca mai sus.

In fine, funcţia de transfer solicitată prin (2.2.29) reiese din :

$$\frac{\Delta M_r}{\Delta H} = \frac{\Delta M_r}{\Delta n} : \frac{\Delta H}{\Delta n} = \frac{K_{Mr} \rho g \bar{Q}}{\eta (D^2 + E^2)^{1/2}} , \qquad (2.2.66)$$

reprezentînd raportul amplitudinilor fluctuaţiilor şi defazajul unghiular

$$\delta_{M_r} - \delta_H = \frac{\pi}{2} + \theta_{ee} - \text{arc tg} \frac{E}{D} . \qquad (2.2.67)$$

Modelul structural energetic al pompei centrifuge prin funcţiile sale de transfer permite caracterizarea dinamică a pompei răspunsul dinamic la perturbaţii şi analiza şi sinteza sistemelor automate echipate cu astfel de maşini. Deşi se uzează de o aproximaţie monodimensională rezultatele teoretice sînt justificate calitativ fizic.

2.3 Funcţiile de transfer energo-cavitaţionale ale pompei

2.3.1 Definirea mărimilor caracteristice

Studiul curgerii monofazice nestaţionare în conducte şi reţele hidraulice prezintă unele dificultăţi /27, 157/. Dacă în aceste sisteme sau instalaţii se mai adaugă şi prezenţa unei a doua faze fenomenele ce au loc în mişcarea tranzitorie a ansamblului lichid-gaz sau lichid cu vaporii săi devin foarte complicate. Insăşi curgerea staţionară polifazică în conducte /156/, reţele hidraulice sau elemente hidraulice este un subiect de cercetare actuală /132/. Cu atît mai mult funcţionarea unei pompe în prezenţa unei a doua faze vapori sau gaz prezintă aspecte foarte variate de la amestecul omogen la separarea bine definită a celor două faze /158,170/. Cercetarea comportării dinamice a turbomaşinilor în funcţionare bifazică sau cavitaţională a fost studiată mai puţin datorită dificultăţilor ce apar în tratarea subiectului /43, 82, 106, 146/.

Importanţa cunoaşterii caracteristicilor dinamice ale turbomaşinilor în regim bifazic şi cavitaţional şi chiar în regim staţionar a fost relevată direct şi indirect de multe cercetări. Astfel pentru turbine influenţa conţinutului de aer în apă asupra curbelor caracteristice cavitaţionale a făcut obiectul unor cercetări ale autorului în cadrul unor colective şi rezultatele sînt redate în lucrările /7, 8/. Pentru pompe lucrările /110, 132, 154/ pun în evidenţă nenumărate aspecte ale fenomenelor staţionare şi nestaţionare bifazice, pentru transmisii hidrodinamice funcţionarea bifazică este un mod obişnuit de reglare /18/, pentru frîne hidrodinamice aspecte de funcţionare bifazică cu histerezis a curbelor caracteristice a fost pusă în evidenţă de autor /34/ cît şi probleme de dinamica reglării frînelor /31/.

Se va analiza o pompă funcţionînd în regim cavitaţional în prezenţa unor mici fluctuaţii sau abateri de la starea medie de funcţionare pentru a considera suficient de bună aproximaţia liniară în ceea ce priveşte legătura între mărimile caracteristice. Deoarece pompele centrifuge care funcţionează în regimuri puternice cavitaţionale sînt prevăzute cu un anterotor (inductor) axial care se prezintă similar cu o pompă axială o serie de considerente privind cavitaţia se vor referi la acesta. Astfel toate cercetările care se vor prezenta şi rezultatele care se vor obţine pentru un inductor axial al unei pompe centrifuge sînt valabile şi pentru o pompă axială generalizînd în acest mod problemele şi soluţiile.

Se vor considera cei mai importanţi parametrii a fi : diferenţa de presiune totală adimensională la trecerea fluidului prin pompă $\psi_e - \psi_i$ (echivalent cu înălţimea de pompare), diferenţa debitului masic adimensionalizat între ieşirea şi intrarea în pompă $m_e - m_i$ şi momentul hidrodinamic adimensionalizat preluat de pompă μ_r pe de o parte şi presiunea totală adimensională la intrare în pompă ψ_i, debitul masic respectiv m_i şi viteza unghiulară adimensională ν pe de altă parte.

Din cauză că aceşti parametrii fizici fluctuează în funcţionare nestaţionară sau tranzitorie a maşinii ei se pot exprima în formă complexă în cazul unei analize armonice. Ecuaţia dinamică linearizată a unei turbopompe în regim cavitaţional este :

$$\begin{Vmatrix} \tilde{\varphi}_e - \tilde{\varphi}_i \\ \tilde{m}_e - \tilde{m}_i \\ \tilde{\mu}_r \end{Vmatrix} = \begin{Vmatrix} WP_{11} & WP_{12} & WP_{13} \\ WP_{21} & WP_{22} & WP_{23} \\ WP_{31} & WP_{32} & WP_{33} \end{Vmatrix} \cdot \begin{Vmatrix} \tilde{\varphi}_i \\ \tilde{m}_i \\ \tilde{\nu} \end{Vmatrix} \tag{2.3.1.1}$$

unde indicii i - semnifică intrarea şi e - ieşirea din pompă. Dar,

$$\varphi_{i,e} = \frac{P_{i,e}}{\frac{1}{2}\,\rho\, u_M^2} \tag{2.3.1.2}$$

iar P - presiunea totală este egală cu :

$$P = p + \rho g z + \rho \frac{v^2}{2} \tag{2.3.1.3}$$

unde p - este presiunea statică, z - cota, ρ - densitatea lichidului şi v - viteza sa. De menţionat că u_M este viteza tangenţială a razei maxime a rotorului pentru regim mediu staţionar.

De asemenea :

$$m_{i,e} = \frac{\rho\, Q_{i,e}}{\rho\, A_i\, u_M} = \frac{Q_{i,e}}{A_i\, u_M} \tag{2.3.1.4}$$

unde A_i - este secţiunea de la intrarea în pompă, μ_r şi ν se cunosc de la (2.1.5).

Matricea $\| WP_{jk} \|$ se va defini drept matricea de transfer energocavitaţională a pompei. Termenii matricei de forma WP_{jk} sînt numere complexe dependente de frecvenţa de fluctuaţie (pulsaţie), de amplitudinea fluctuaţiei dacă neliniaritatea turbomaşinii trebuie luată în considerare, de starea (punctul) de funcţionare a maşinii şi desigur de gradul de cavitaţie sau curgere bifazică în maşină.

In cele ce urmează se vor defini termenii matricei şi se face interpretarea şi o primă evaluare a lor.

WP_{11} reprezintă raportul fluctuaţiilor creşterii totale de presiune prin pompă la presiunea totală de la intrare. Acest termen se va numi amplificarea de presiune. Partea sa reală exprimă coeficientul sau factorul de amplificare dinamică de presiune a pompei. Pentru frecvenţe foarte scăzute de fluctuaţie el se reduce la panta curbei înălţimii de pompare în funcţie de presiunea de la intrare ceea ce este echivalent cu tangenta la curba de cavitaţie $H - H_{sv}$, trasată pentru turaţie constantă. De ex. după unele măsurători ale autorului /56/, curba din fig. 2.3.1.1, se exemplifică modalitatea de determinare a coeficientului de amplificare de presiune din curbele de cavitaţie ale pompei. Fără cavitaţie sau curgere bifazică la frecvenţe foarte scăzute de fluctuatie partea reală a termenului

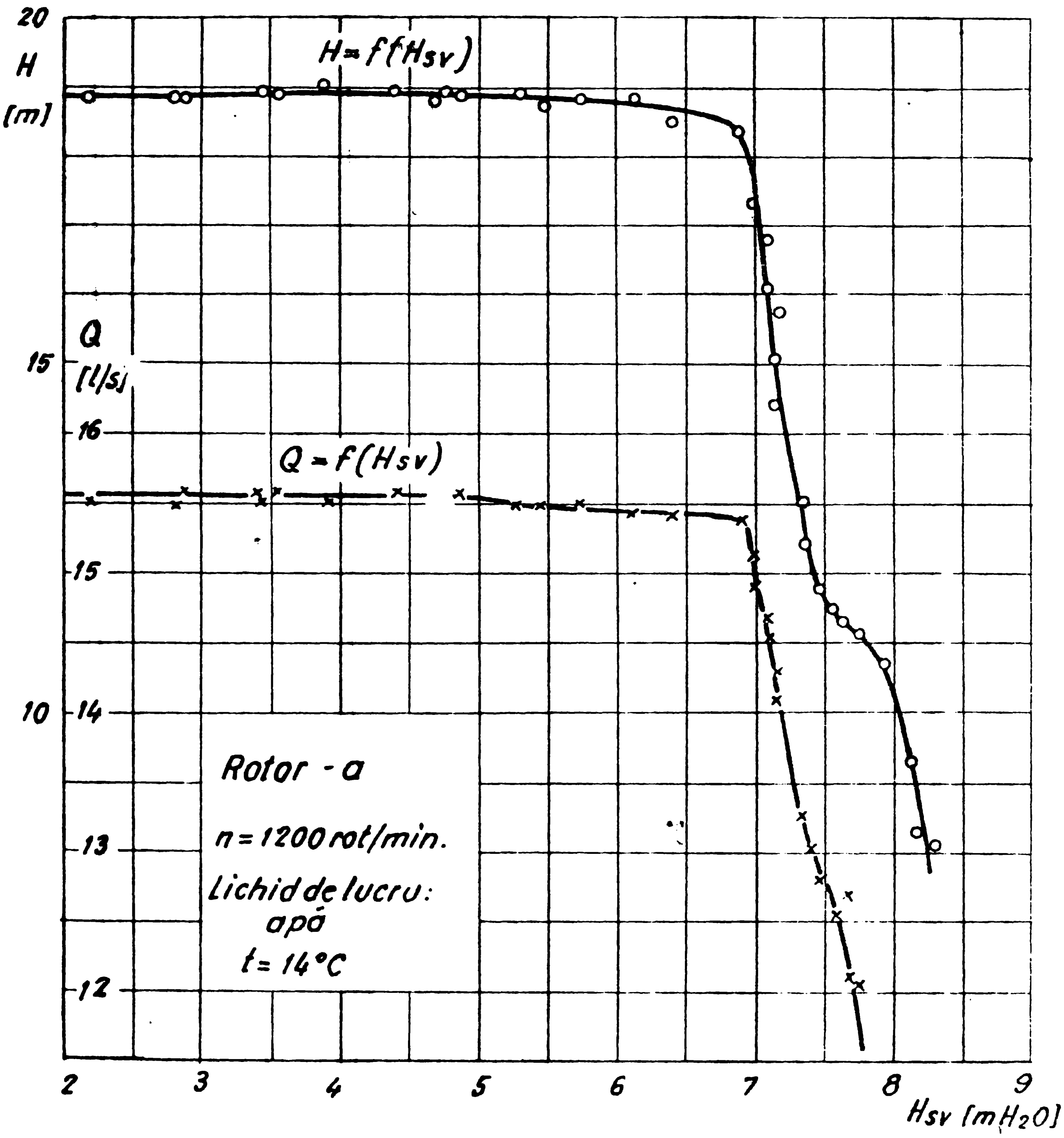


Fig. 23.1.1 Curbele caracteristice de cavitație ale pompei Brateș 250

susmenționat este nulă $\mathrm{Re}\left\{WP_{11}\right\} = 0$.

Partea imaginară a termenului de amplificare dinamică a presiunii exprimă întîrzierea în transmiterea informației referitor la presiune prin pompă.

WP_{12} concentrează raportul fluctuațiilor creșterii de presiune prin pompă față de debitul masic la intrarea în mașină. Prin analogie cu alte domenii ale hidrodinamicii și tehnicii /54, 55, 115/ se va introduce și aici o terminologie care să exprime adecvat fenomenele nestaționare considerate. Astfel termenul WP_{12} este impedanța inductivă a pompei luată cu semn schimbat. Partea reală $\mathrm{Re}\left\{WP_{12}\right\}$ oferă rezistența adimensională a pompei cu semnul negativ. Rezistența (dimensională) a pompei este :

$$R = -\frac{\Delta(P_e - P_i)}{\Delta m_i} = -\frac{\Delta(\rho g H)}{\Delta(\rho Q)_i} \qquad (2.3.1.5)$$

La frecvențe scăzute rezistența R poate fi interpretată drept panta creșterii de presiune în raport cu debitul masic ceea ce este echivalent cu tangenta la curba caracteristică a pompei H - Q în punctul respectiv. In formă adimensională :

$$\mathrm{Re}\left\{ WP_{12} \right\} = -R \frac{2\, A_1}{u_M} \qquad (2.3.1.6)$$

Partea imaginară a termenului WP_{12} este analoagă cu un factor inerțial /43, 64/. Considerînd analogia cu ceea ce se întîmplă în electricitate cu o reactanță inductivă și punem în locul tensiunii (diferența de potențial), înălțimea de pompare (diferența de presiune totală) și pentru curentul electric debitul masic se poate scrie în complex :

$$\Delta(P_e - P_i) = -i\, f \cdot \Lambda \cdot \Delta(\rho\, Q_i) \qquad (2.3.1.7)$$

unde $i = \sqrt{-1}$, frecvența redusă $f = \frac{\omega c}{u_M}$ în raport cu pasul paletelor rotorului $c = \frac{2\pi r_M}{z}$ și Λ - inertanța. Printr-o procedură similară cu (2.3.1.6) se obține inertanța adimensională

$$\mathrm{Im}\left\{ WP_{12} \right\} = -\, f\, \Lambda \frac{2\, A_1}{u_M} \qquad (2.3.1.8)$$

Ecuația inertanței (2.3.1.7) se va demonstra riguros în cele ce urmează. Se va considera întîi cazul unor pereți solizi fixi și se va analiza ce se întîmplă cu ecuația de mișcare în ipoteza suprapunerii unor perturbații și de asemenea se va avea grijă de a trece de la presiunea statică la presiunea totală în rezultat.

Ecuația de mișcare cu neglijarea termenului masic gravitațional și vîscos este :

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\, \nabla p \qquad (2.3.1.9)$$

Considerînd o mișcare monodimensională (2.3.1.9) se transformă în :

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x}\right) = -\, \frac{\partial p}{\partial x} \qquad (2.3.1.10)$$

Stiind că în ipotezele din enunț :

$$P = p + \frac{1}{2} \rho v^2 \quad \text{și} \quad \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x}\left(p + \frac{\rho v^2}{2}\right) = \frac{\partial p}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial x} \qquad (2.3.1.11)$$

introducînd (2.3.1.11) în (2.3.1.10) rezultă :

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = -\, \frac{\partial P}{\partial x} \qquad (2.3.1.12)$$

Presupunînd că viteza este compusă dintr-o parte staţionară şi o fluctuaţie armonică se poate scrie :

$$v = \bar{v} + \tilde{v} = \bar{v} + \Delta v\, e^{i\omega t} \qquad (2.3.1.13)$$

In această ecuaţie diferenţele de fază în termenul ce exprimă perturbaţia sînt neglijate pentru diferite puncte ale elementului considerat (deşi se putea introduce precum ecuaţia unei unde). Aceasta se justifică prin faptul că elementul hidraulic vizat, respectiv pompa este scurtă ca extindere în comparaţie cu lungimea de undă. Extinderea monodimensională a traiectoriei unei particule de lichid prin elementul considerat este cu mult mai mică decît un sfert din lungimea de undă.

Similar cu (2.3.1.13) pentru presiunea totală :

$$P = \bar{P} + \tilde{P} = \bar{P} + \Delta P\, e^{i\omega t} \qquad (2.3.1.14)$$

Inlocuind (2.3.1.13) şi (2.3.1.14) în (2.3.1.12) şi separînd termenii dependenţi de timp se obţine :

$$i\,\omega\cdot\rho\cdot\Delta v = -\frac{d(\Delta P)}{dx} \qquad (2.3.1.15)$$

Integrînd acum dea-lungul lungimii pasajului considerat :

$$-\int_{x_1}^{x_2} d(\Delta P) = \int_{x_1}^{x_2} i\,\omega\cdot\rho\cdot\Delta v\, dx = i\,\omega \int_{x_1}^{x_2} \rho A\cdot\Delta v \frac{dx}{A} \qquad (2.3.1.16)$$

De asemenea $\rho A\cdot\Delta v = \rho\cdot\Delta Q$ ce exprimă amplitudinea de fluctuaţie a debitului se poate considera constantă dacă elementul este mai scurt decît un sfert din lungimea de undă considerată pentru transmiterea perturbaţiei şi deci :

$$\Delta P_1 - \Delta P_2 = i\,\omega\,\rho A\cdot\Delta v \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{A} = i\,\omega\,\rho\,\Delta Q \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{A} \qquad (2.3.1.17)$$

Se observă că în ipoteza că densitatea lichidului se va lua drept ρ = const., rel. (2.3.1.17) este identică cu rel. (2.3.1.7) şi că inertanţa Λ definită mai înainte se leagă de inductanţa definită acum $\int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{A}$ prin relaţia :

$$\Lambda = \frac{n\,z}{2\pi} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{A} \qquad (2.3.1.18)$$

şi se măsoară în inversul produsului lungime şi timp.

In concluzie se justifică alegerea relaţiei (2.3.1.17) pentru definirea inertanţei.

Acum se va trata cazul unor pereţi (limite solide) în mişcare precum se prezintă situaţia în cadrul rotorilor turbomaşinilor.

Ecuaţia de mişcare pentru mişcare relativă în turbomaşini /11, 15, 35/ :

$$\frac{\partial \vec{w}}{\partial t} + \frac{1}{\rho} \nabla p_R = \vec{w} \times (\text{rot } \vec{w} + 2\vec{n}) + \vec{f} \qquad (2.3.1.19)$$

unde presiunea faţă de un reper relativ totală p_R este exprimată :

$$p_R = p + \frac{1}{2} \rho (w^2 - u^2) = p + \frac{1}{2}\rho\left[w^2 - (\vec{n} \times \vec{r})^2\right] \qquad (2.3.1.20)$$

Presupunînd un număr ridicat de palete cu canale înguste mişcarea monodimensională cu viteze $\vec{w}$ este obligată să urmeze configuraţia pasajelor de lungime şi direcţie $\vec{l}$. Atunci vectorul $\vec{w} \times (\text{rot } \vec{w} + 2\vec{n})$ este perpendicular pe $\vec{w}$ şi deci nu are componentă în direcţia lui $\vec{l}$. Fără forţe vîscoase, forţele masice $\vec{f}$ sînt perpendiculare pe suprafaţa paletei şi de asemenea nu au componentă în direcţia $\vec{l}$. De aceea componenta ecuaţiei (2.3.1.19) în direcţia $\vec{l}$ este simplă :

$$\rho \frac{\partial_R w}{\partial t} = - \frac{\partial p_R}{\partial l} \qquad (2.3.1.21)$$

Cu aceleaşi aprecieri asupra vitezei relative şi presiunii totale în raport cu un reper relativ, adică :

$$w = \bar{w} + \tilde{w} = \bar{w} + \Delta w \, e^{i\omega t} \qquad (2.3.1.22)$$

şi

$$p_R = \bar{p}_R + \tilde{p}_R = \bar{p}_R + \Delta p_R \, e^{i\omega t} \qquad (2.3.1.23)$$

Substituind (2.3.1.22) şi (2.3.1.23) în (2.3.1.21) şi reţinînd numai termenii dependenţi de timp rezultă :

$$i \omega \rho \Delta w = - \frac{\partial (\Delta p_R)}{\partial l} \qquad (2.3.1.24)$$

Integrînd de-a lungul canalului între două palete rotorice se obţine :

$$\Delta p_{R_1} - \Delta p_{R_2} = \int_{l_1}^{l_2} i \omega A \, \Delta w \, \rho \frac{dl}{A} = i \omega A \, \Delta w \, \rho \int_{l_1}^{l_2} \frac{dl}{A} =$$

$$= i \omega \cdot \rho \cdot \Delta Q \int_{l_1}^{l_2} \frac{dl}{A} \qquad (2.3.1.25)$$

Relaţia obţinută este de asemenea conform ipotezei (2.3.1.7).

Cazul unui sistem sau maşină ce conţine atît treceri în mişcare absolută cît şi pasaje în mişcare relativă pentru fluidele ce trec prin ea va cere ca ecuaţia (2.3.1.25) să fie transcrisă în termeni corespunzători sistemului absolut de referinţă mai concret presiuni şi viteze absolute în cazul de faţă. Pentru viteze componenta perturbată se prezintă la fel fie că e vorba de mişcarea relativă sau absolută a curentului lichid, deoarece :

$$\vec{v} = \vec{w} + \vec{u} = \vec{w} + \vec{n} \times \vec{r} \qquad (2.3.1.26)$$

In ipoteza că $\vec{n}$ = const. există următoarele relaţii :

$$\vec{v} = \bar{\vec{v}} + \tilde{\vec{v}} = \bar{\vec{v}} + \Delta\vec{v}\, e^{i\omega t} = \bar{\vec{w}} + \Delta\vec{w}\, e^{i\omega t} + \vec{n} \times \vec{r} \qquad (2.3.1.27)$$

Eliminînd egalitatea evidentă (2.3.1.26) ca parte din (2.3.1.27) rămîne că :

$$\Delta\vec{v} = \Delta\vec{w} \qquad (2.3.1.28)$$

Pentru presiuni trebuie să stabilim legătura între presiunea totală absolută şi presiunea totală faţă de un reper relativ. Astfel:

$$P = p + \frac{1}{2}\varrho(\vec{w} + \vec{n} \times \vec{r})^2 = P_R - \frac{1}{2}\varrho\left[w^2 - (\vec{n} \times \vec{r})^2\right] + \frac{1}{2}\varrho\left[\vec{w} + \right.$$

$$\left. + (\vec{n} \times \vec{r})\right]^2 = P_R + \frac{1}{2}\varrho\left[2\,\vec{w}(\vec{n} \times \vec{r}) + 2(\vec{n} \times \vec{r})^2\right] =$$

$$= P_R + \varrho\,(u\, w_u + u^2) \qquad (2.3.1.29)$$

unde s-a folosit (2.3.1.20) şi că $u = n\, r$. w_u reprezintă componenta tangenţială a vitezei relative. Dezvoltînd (2.3.1.28) în termeni medii staţionari şi componente de fluctuaţie se obţine :

$$\bar{P} + \Delta P\, e^{i\omega t} = \bar{P}_R + \Delta P_R\, e^{i\omega t} + \varrho\left[u(\bar{w}_u + \Delta w_u\, e^{i\omega t}) + u^2\right] \qquad (2.3.1.30)$$

de unde componentele de perturbaţie oferă legătura :

$$\Delta P \doteq \Delta P_R + \varrho\, u \cdot \Delta w_u = \Delta P_R + \varrho\, u\, \Delta v_u \qquad (2.3.1.31)$$

Substituind (2.3.1.31) şi (2.3.1.28) în (2.3.1.25) rezultă :

$$\Delta P_1 - \varrho\, u_1 \cdot \Delta v_{u\,1} - \Delta P_2 + \varrho\, u_2\, \Delta v_{u\,2} = i\,\omega\, A\, \Delta v\, \varrho \int_{\ell_1}^{\ell_2} \frac{d\ell}{A} \qquad (2.3.1.32)$$

Relaţia obţinută nu se mai identifică cu relaţia de definiţie (2.3.1.7 decît în ipoteza particulară unor palete cu intrarea şi ieşirea radială a rotorului de pompă. Deci ecuaţia de definiţie (2.3.1.7) este o bună aproximaţie pentru majoritatea cazurilor.

In finalul acestor cazuri se va analiza cum este influenţată inertanţa pompei de fluctuaţiile de viteză unghiulară care pot fi generate în alt mod de excitaţie a maşinii. Astfel se consideră :

$$n = \bar{n} + \tilde{n} = \bar{n} + \Delta n\, e^{i\omega t} \qquad (2.3.1.33)$$

şi binecunoscuta relaţie de compunere a vitezelor

$$\vec{v} = \vec{w} + \vec{u} = \vec{w} + \vec{n} \times \vec{r} \qquad (2.3.1.34)$$

Inlocuind cu forma perturbată aceste mărimi :

$$\vec{v} + \Delta \vec{v}\, e^{i\omega t} = \vec{w} + \vec{n} \times \vec{r} + \Delta \vec{n} \times \vec{r}\, e^{i\omega t} \qquad (2.3.1.35)$$

De aici rezultă :

$$\Delta \vec{v} = \Delta \vec{n} \times \vec{r} = \Delta \vec{u} \qquad (2.3.1.36)$$

şi

$$P = P_R + \rho\,(u\, w_u + u^2) \qquad (2.3.1.37)$$

De aici prin dezvoltare se obţine :

$$P + \Delta P\, e^{i\omega t} = \bar{P}_R + \Delta P_R\, e^{i\omega t} + \rho\,(w_u\, r\, \bar{n} + w_u\, r \cdot \Delta n\, e^{i\omega t} +$$

$$+ r^2 n^2 + 2\, r^2\, \bar{n} \cdot \Delta n\, e^{i\omega t} + r^2 \cdot \Delta n^2 \cdot e^{2i\omega t}) \qquad (2.3.1.38)$$

Neglijînd $r^2 \cdot \Delta n^2\, e^{2i\omega t} \cong 0$ şi cu condiţia (2.3.1.37) rezultă :

$$\Delta P \doteq \Delta P_R + \rho \cdot r \cdot \Delta n\,(w_u + 2\bar{u})$$

Acum relaţia finală a inertanţei ia forma :

$$\Delta P_1 - \rho\, r_1\, \Delta n(w_{u_1} + 2\,\bar{u}_1) - \Delta P_2 + \rho\, r_2\, \Delta n\,(w_{u_2} + 2\,\bar{u}_2) =$$

$$= i\omega\, \rho\, A \cdot \Delta w \int_{\ell_1}^{\ell_2} \frac{dl}{A} \qquad (2.3.1.39)$$

sau :

$$\Delta P_1 - \Delta P_2 - \rho\left[\Delta u_1(w_{u_1} + 2\,\bar{u}_1) - \Delta u_2(w_{u_2} + 2\,\bar{u}_2)\right] = i\omega\, \rho\, \Delta Q \int_{\ell_1}^{\ell_2} \frac{dl}{A} \qquad (2.3.1.40)$$

Sub această formă relaţia obţinută se reduce la (2.3.1.7) în una din următoarele condiţii :

$$\Delta u_1(w_{u_1} + 2\,\bar{u}_1) = \Delta u_2(w_{u_2} + 2\,\bar{u}_2) \qquad (2.3.1.41)$$

sau

$$w_{u_1} = -2\,\bar{u}_1 \quad \text{şi} \quad w_{u_2} = -2\,\bar{u}_2 \qquad (2.3.1.42)$$

Deşi în cazuri mai complicate cu diferite moduri de excitaţie rel. (2.3.1.7) nu este decît în cazuri particulare satisfăcută se va considera în continuare că ea este valabilă pentru pompele a căror dinamică se va studia.

Termenul WP_{13} corelează fluctuaţiile diferenţei de presiuni totale cu fluctuaţiile vitezei unghiulare. Partea reală a termenului WP_{13} la frecvenţe scăzute de fluctuaţie a turaţiei poate fi obţinută din caracteristica statică a pompei H - n. Această curbă este în mod obişnuit reprezentată pentru debitul masic la aspiratie şi înălţimea de aspiraţie ~~constantă~~ (valori constante pentru un punct dat). Partea imaginară a termenului WP_{13} arată întîrzierea pompei utilizată ca un traductor de turaţie – înălţime de pompare (ceea ce se foloseşte uneori în tehnica de măsurare).

Funcţia de transfer WP_{21} semnifică "complezanţa" adimensională. Complezanţa exprimă raportul fluctuaţiilor diferenţei debitelor masice de la ieşire minus cele de la intrare împărţite la fluctuaţia presiunii de la intrarea în pompă. Partea reală a funcţiei WP_{21} poate fi definită drept compactitatea maşinei şi este foarte mică sau zero în regimuri energetice şi la frecvenţe scăzute. Partea imaginară este complezanţa propriu zisă şi poate fi definită prin analogie cu elasticitatea, similară cu inertanţa amintită mai înainte. Astfel în analogie cu electricitatea pentru o capacitate pentru oscilaţii sinusoidale de presiune şi debit volumic de lichid există :

$$\Delta(Q_e - Q_i) = -i\,\omega\,C \cdot \Delta P_i \tag{2.3.1.43}$$

unde C – este complezanţa propriu zisă. Astfel încît :

$$\mathrm{Im}\left\{WP_{21}\right\} = -\,\omega\,C\,\frac{u_M^2\,\rho}{2\,c\,A_1} = -\,\chi\,C_* \tag{2.3.1.44}$$

pentru a deveni complezanţă adimensională.

WP_{22} arată amplificarea debitului masic realizată de pompă. Partea reală şi imaginară au sens fizic numai în regimuri cavitaţionale sau bifazice şi au valori semnificative numai la frecvenţe ridicate. Pe baza unui raţionament *euristic* se pare că este posibil a introduce similar cu complezanţa (partea imaginară a termenului WP_{21})

$$\mathrm{Im}\left\{WP_{22}\right\} = -\,\omega\,B \tag{2.3.1.45}$$

Funcţia de transfer WP_{23} explică amplificarea şi întîrzierea fluctuaţiilor diferenţei debitului masic prin pompă raportată la fluctuaţiile vitezei unghiulare. Acest termen traduce viteza unghiulară în debite în regimuri nestaţionare.

In fine funcţiile de transfer WP_{31} ; WP_{32} şi WP_{33} oferă amplificarea şi întîrzierea unghiulară a parametrilor de intrare presiune, debit masic şi turaţie faţă de momentul de torsiune solicitat de pompă în funcţionarea sa.

Dacă compresibilitatea lichidului ar fi foarte mică şi rigiditatea structurii solide a pompei foarte mare atunci WP_{11} ar fi zero în funcţionarea energetică a pompei şi WP_{21} cu WP_{22} ar fi nule în absenţa cavitaţiei sau curgerii bifazice sau pentru frecvenţe de fluctuaţie scăzută a parametrilor. Toate părţile imaginare ale funcţiilor de transfer sînt zero în funcţionare staţionară sau pentru frecvenţe scăzute de fluctuaţie a parametrilor. Dimensiunea matricii de transfer din rel. (2.3.1.1) poate fi mărită prin incorporarea şi a altor mărimi fizice ce pot să fluctueze în mod independent. De asemenea se face observaţia că în unele turbomaşini (sau aplicaţii ale lor) o fluctuaţie precum ar fi a vitezei unghiulare poate să fie un efect pasiv adică un răspuns la încărcarea fluctuantă a paletelor rotorice. In alte situaţii, cum este cazul şi al rachetelor, pompa este antrenată de o turbină acţionată de un fluid astfel încît interacţiuni dinamice ale acestor elemente pot să fie prezente. In orice caz elementele matricii de transfer care vor caracteriza astfel de situaţii trebuie să conţină într-o formă sau alta proprietăţile specifice ale lanţului de elemente mecanice ce precede pompa pînă la primul element, maşină sau motor cu părţi mecanice în mişcare.

Pe baza celor prezentate se poate trece la dezvoltarea unor modele teoretice. Se va acorda o atenţie sporită regimurilor cavitaţionale şi se va încerca deducerea unor funcţii de transfer mai exacte pentru aceste regimuri. Se va încerca evitarea introducerii a prea multe ipoteze în caracterizarea fenomenelor şi se va apela mai mult la observaţii vizuale ale curenţilor nestaţionari cavitaţionali prin pompă urmăriţi în timpul experienţelor efectuate pe diferite instalaţii experimentale care au sugerat o serie de deducţii teoretice.

Se vor studia şi dezvolta relaţii cantitative pentru complezanţa C şi factorul amplificării debitului masic care sînt elemente importante în pompele ce cavitează.

Pompele hidrodinamice în regimuri cavitaţionale nestaţionare, s-a observat vizual că dezvoltă în special două forme de cavitaţie şi anume sub forma unui nor de bule în curent şi sub forma unei zone cavitaţionale ataşate paletei, ambele concomitent cu cavitaţia de rost. In capitolele ce urmează se va prezenta un model pentru răspunsul dinamic a unui curent cu nori de bule cavitaţionale la trecerea printr-o reţea de palete. S-a observat că fluctuaţiile volumice ale părţii ce cavitează în acest curent se datoresc nu numai fluctuaţiilor de presiune dar şi din cauza fluctuaţiilor unghiului de incidenţă al paletei care cauzează fluctuaţii în cavitaţia ataşată paletei şi asupra debitului producţiei de bule cavitaţionale în zona muchiei de atac a paletei. Ultimul efect menţionat cauzează unde cinematice care interacţionează ...

undele dinamice cauzate de fluctuaţiile de presiune. Aceste modele teoretice permit unele explicaţii cu privire la fenomenele de auto-oscilaţiilor ce apar în pompele ce caviteazä. Fenomenul de auto-oscilaţie cavitaţională modifică comportarea pompei schimbînd-o dintr-un element esenţial pasiv dinamic în absenţa cavitaţiei într-un element progresiv tot mai activ odată cu extinderea cavitaţiei. Deşi pompa se găseşte într-un domeniu de oscilaţii mici şi linearizarea este valabilă este cu greu plauzibilă ipoteza că neliniarităţile ar fi singurele impricinate în explicarea fenomenelor observate.

2.3.2 Modelul mişcării potenţiale

O parte din matricea de transfer definită în cap.2.3.1, referitor la o pompă hidrodinamică funcţionînd în regim cavitaţional, este posibil a fi stabilită cu ajutorul unui model bidimensional, considerînd rotorul echivalent cu reţele de profile în mişcare, într-un fluid ideal, în ipoteza unei mişcări potenţiale, denumit modelul mişcării potenţiale. Se va presupune un inductor de pompă centrifugă sau o pompă axială deci o reţea de profile axială şi se vor corela presiunile şi vitezele oscilatorii amonte şi aval de rotor şi se va considera că sistemul de cavităţi ataşate profilului ([illegible]) participă dinamic împreună cu mişcarea pulsatorie de bază. [illegible] deduce mărimile complexe complezanţa şi amplificarea debitului masic care de fapt reprezintă un prim efect al cavităţii fluctuante în cadrul reţelei de profile. Analiza ce va urma este făcută pe baza lucrărilor /2, 43, 1o2/ şi este fondată pe o teorie linearizată a jeturilor libere. Modelul conceput este cuasi-static spre deosebire de majoritatea modelelor statice analizate de către /69, 73, 121, 1[illegible]/ în care complezanţa datorată cavitaţiei unei pompe a fost atribuită pur şi simplu acţiunii unui rezervor sub presiune şi modificările pe care le cauzează acesta se situează de-a lungul curbelor [illegible] ale pompei. Acum se va reliefa nestaţionaritatea inerentă cavitaţiei.

Se consideră o mişcare bidimensională nestaţionară în jurul unei reţele de profile în regim de pompă precum în fig.2.3.2.1. Se presupune că paletele reţelei sînt plăci plane, semi-infinite în lungime cu un unghi de instalare λ. Unghiul de incidenţă [illegible] se va presupune a fi mic, cavitatea se presupune plată (subţire) astfel încît se poate reprezenta precum o tăietură de-a lungul plăcii. Curentul lichid se presupune incompresibil, nevîscos şi irotaţional. Infinit amonte de rotor (reţea) există numai o componentă [illegible] a vitezei fluctuante care se îndreaptă spre rotor, notată cu $\Delta v_{m1} e^{i\omega t}$ şi fără fluctuaţii de viteză tangenţială. La infinit aval de rotor (reţea) curentul trebuie să fie paralel cu paletele şi pentru acest motiv ambele componente ale vitezei, cea axială $\Delta v_{m2}\, e^{i\omega t}$ şi cea tangenţială $\Delta v_{u2}\, e^{i\omega t}$, vor avea fluctuaţii. Intreaga reţea şi sistem **hidraulic vor oscila la aceeiaşi frecvenţă.**

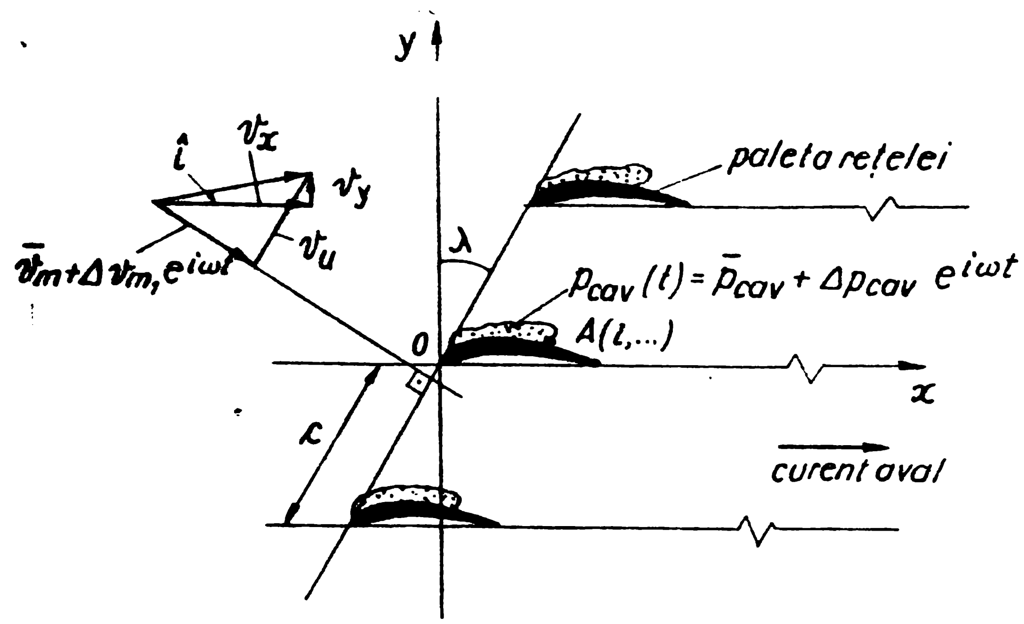


Fig. 232.1 Curgere nestaţionară printr-o reţea de profile axială, în regim cavitaţional

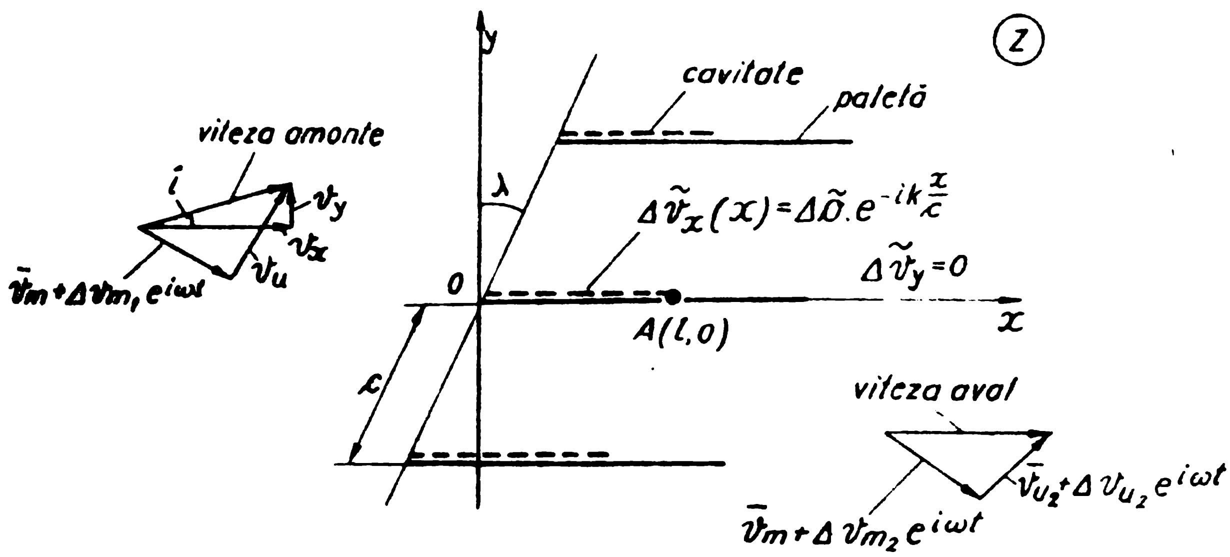


Fig. 232.2 Modelul idealizat în planul Z împreună cu condiţiile la limită.

Pentru o perturbaţie dată a vitezei, presiunea se va modifica în toate punctele, respectiv şi la infinit amonte şi aval, cu *valorile* $\Delta p_1\, e^{i\omega t}$ şi $\Delta p_2\, e^{i\omega t}$. In acest capitol se va determina matricea de transfer pentru modelul mişcării potenţiale $\|M\|$ cu expresie :

$$\left\| \begin{matrix} \tilde{p}_2 & - \tilde{p}_1 \\ \tilde{v}_{m\,2} & - \tilde{v}_{m\,1} \end{matrix} \right\| = \left\| \begin{matrix} WM_{11} & WM_{12} \\ WM_{21} & WM_{22} \end{matrix} \right\| \cdot \left\| \begin{matrix} \tilde{p}_1 \\ \tilde{v}_{m\,1} \end{matrix} \right\| , \qquad (2.3.2.1)$$

care la o analiză mai atentă constituie o parte a matricii $\|M\|$. Trebuie remarcată micile deosebiri ce apar referitor la presiunea totală şi statică şi debitul masic respectiv viteză şi de asemenea faptul că matricea $\|WM\|$ este dimensională. Punctul terminus al cavităţii pe paletă se va considera fix. Această presupunere artificială va face separabile problemele staţionare şi nestaţionare şi este justificată numai pentru că în tratarea de faţă este utilă numai variaţia volumului golului datorită cavitaţiei şi nu comportarea locală a variaţiei lungimii cavităţii.

Se vor nota componentele vitezei în direcţia X şi Y cu v_x şi cu v_y, unde

$$v_x = \bar{v}_{x_\infty} + \Delta\tilde{v}_x \qquad \text{şi} \qquad \frac{|\Delta\tilde{v}_x|}{\bar{v}_{x_\infty}} , \frac{|\Delta\tilde{v}_y|}{\bar{v}_{x_\infty}} \ll 1 .$$

Aceasta înseamnă că pe cavitatea din reţea ecuaţia lui Euler linearizată oferă :

$$\frac{\partial(\Delta\tilde{v}_x)}{\partial t} + \bar{v}_{x_\infty} \frac{\partial(\Delta\tilde{v}_x)}{\partial x} = 0 , \qquad (2.3.2.2)$$

din cauză că $\bar{v}_x$ este constant şi în spaţiu şi în timp. Se ia fluctuaţia vitezei perturbată pe cavitate :

$$\Delta\tilde{v}_x = \Delta\bar{v}_{x\,cav} + \Delta\tilde{v}_{cav}(x)\, e^{i\omega t} , \qquad (2.3.2.3)$$

se găseşte că

$$\Delta\tilde{v}_{cav} = \Delta\tilde{o} \cdot e^{-ik\frac{x}{c}} .$$

Aici $k = \frac{\omega c}{v_x}$ este o frecvenţă redusă şi $\Delta\tilde{o}$ - o constantă care poate fi determinată din soluţie. De-a lungul paletei în afara zonei de cavitaţie $\Delta\tilde{v}_y$ este zero. Planul linearizat z este prezentat în fig.2.3.2.2 cu condiţiile la limită corespunzătoare.

Viteza de perturbaţie complexă $w = v_x - j v_y$ este o funcţie analitică de $z = x + jy$ la fiecare moment, prin condiţiile de incompresibilitate şi irotaţionalitate. Pentru a găsi soluţiile pentru w este convenabil a transforma conform planul linearizat z în semiplanul superior al unui plan auxiliar prin următoarea transformare indicată de /2, 149, 167/ :

$$z = \frac{c}{2\pi} \left[e^{-j\lambda} \ln\left(1 - \frac{\zeta}{\zeta_1}\right) + e^{j\lambda} \ln\left(1 - \frac{\zeta}{\zeta_1}\right) \right] \qquad (2.3.2.4)$$

în care punctul de bifurcație $\zeta_1 = \sqrt{c}\, e^{j(\pi/2-\lambda)}$ corespunde punctului de la infinit amonte în planul z. Notînd :

$$w = \bar{w}(\zeta) + \Delta\tilde{w} = \bar{w}(\zeta) + \Delta w(\zeta)\, e^{i\omega t}, \qquad (2.3.2.5)$$

unde

$$\Delta\tilde{w} = \Delta\tilde{v} = \Delta\tilde{v}_x + j\,\Delta\tilde{v}_y\,, \qquad (2.3.2.6)$$

se pot stabili condițiile la limită pentru $\Delta\tilde{v}_x$ și $\Delta\tilde{v}_y$ în planul ζ, precum se vede în fig. 2.3.2.3.

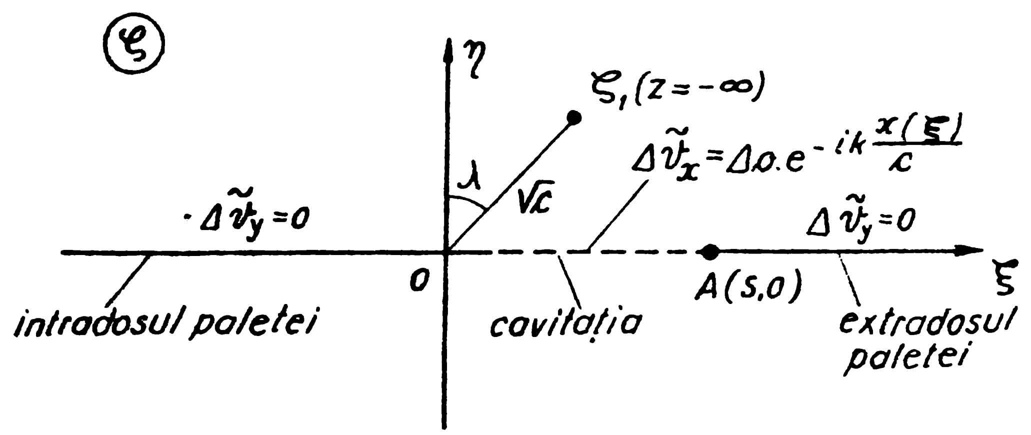


Fig. 232.3 Planul transformării conforme cu condițiile de limită.

Acestea sînt :

$$\begin{aligned}
&\Delta\tilde{v}_y = 0 &&, \quad \xi < 0 &&, \quad \eta = 0\,, \\
&\Delta\tilde{v}_x = \Delta o\, e^{-ik\frac{x(\xi)}{c}} &&, \quad 0 < \xi < S &&, \quad \eta = 0\,, \qquad (2.3.2.7)\\
&\Delta\tilde{v}_y = 0 &&, \quad \xi > S &&, \quad \eta = 0\,,
\end{aligned}$$

unde, după /167/,

$$\frac{x(\xi)}{c} = \frac{1}{\pi}\left\{\frac{\cos\lambda}{2}\ln\left(1 - \frac{\xi}{\sqrt{c}}\sin\lambda + \frac{\xi^2}{c}\right) - \sin\lambda\cdot\mathrm{arc\,tg}\left(\frac{\xi\cos\lambda}{\sqrt{c}-\sin\lambda}\right)\right\}$$
$$(2.3.2.8)$$

Soluția acestei probleme la limită de tip mixt enunțată de Hilbert, se găsește în /38/ după Musheleshvili și este :

$$\Delta\tilde{w}(\zeta) = \frac{\Delta\tilde{o}}{\pi\sqrt{\zeta(\zeta-S)}}\int_0^S \sqrt{\xi(S-\xi)}\, e^{-ik\frac{x(\xi)}{c}}\frac{d\xi}{\xi-\zeta} + \frac{\Delta\tilde{A} + \Delta\tilde{B}}{\sqrt{\zeta(\zeta-S)}} \qquad (2.3.2.9)$$

Aici $\Delta\tilde{o}$, $\Delta\tilde{A}$ și $\Delta\tilde{B}$ sînt constante reale în spațiu, complexe în timp, ce se vor determina. S este dat din ecuația (2.3.2.3) prin substituția $\xi = S$ și $x(\xi) = 1$. Următoarele trei condiții pentru determinarea lui $\Delta\tilde{o}, \Delta\tilde{A}$ şi $\Delta\tilde{B}$ sînt de forma:

1) la infinit amonte, adică atunci cînd $\xi \to \xi_1$,

$$\Delta\tilde{w} = \Delta\tilde{v}_{m\,1} \cos\lambda + j\,\Delta\tilde{v}_{m\,1} \sin\lambda\,, \qquad (2.3.2.10)$$

de unde, ecuaţia (2.3.2.8), ne va conduce la:

$$\frac{\Delta o}{\pi\sqrt{\xi_1(\xi_1 - S)}} \int_0^S \sqrt{\xi(S-\xi)}\; e^{-ik\frac{x(\xi)}{c}} \frac{d\xi}{\xi - \xi_1} +$$

$$+ \frac{\Delta\tilde{A}\,\xi_1 + \Delta\tilde{B}}{\sqrt{\xi_1(\xi_1 - S)}} = \Delta\tilde{v}_{m\,1}(\cos\lambda + j\sin\lambda)\,; \qquad (2.3.2.11)$$

2) la infinit aval adică dacă $|\xi| \to \infty$,

$$\Delta\tilde{w} = \Delta\tilde{v}_{m\,2}\cos\lambda + \Delta\tilde{v}_{u\,2}\sin\lambda + j(\Delta\tilde{v}_{m\,2}\sin\lambda - \Delta\tilde{v}_{u\,2}\cos\lambda) \qquad (2.3.12)$$

de unde, ecuaţia (2.3.2.8), ne va conduce la:

$$\Delta\tilde{A} = \Delta\tilde{v}_{m\,2}\cos\lambda + \Delta\tilde{v}_{u\,2}\sin\lambda + j(\Delta\tilde{v}_{m\,2}\sin\lambda - \Delta\tilde{v}_{u\,2}\cos\lambda); \qquad (2.3.13)$$

3) de asemenea la suficientă distanţă în aval de reţea curentul trebuie să fie paralel cu paletele, astfel încît:

$$\Delta\tilde{v}_{m\,2}\sin\lambda = \Delta\tilde{v}_{u\,2}\cos\lambda\,. \qquad (2.3.2.14)$$

Cele trei condiţii de mai sus definesc (determină) unic pe $\Delta\tilde{o}$, $\Delta\tilde{A}$, $\Delta\tilde{B}$, care vor dobîndi expresiile:

$$\Delta\tilde{A} = \frac{\Delta\tilde{v}_{m\,2}}{\cos\lambda}\,,$$

$$\Delta\tilde{o} = o_1\,\Delta\tilde{v}_{m\,1} + o_2\,\Delta\tilde{v}_{m\,2}\,, \qquad (2.3.2.15)$$

$$\Delta\tilde{B} = \sqrt{c}\,(B_1\,\Delta\tilde{v}_{m\,1} + B_2\,\Delta\tilde{v}_{m\,2})\,,$$

unde o_1, o_2, B_1, B_2 sînt constante dependente de frecvenţă.

Acum se poate afla legătura între $(\tilde{p}_2 - \tilde{p}_1,\ \tilde{v}_{m\,2} - \tilde{v}_{m\,1})$ şi $(\tilde{p}_1,\ \tilde{v}_{m\,1})$. Dacă $x \to -\infty$, ecuaţia de mişcare a lui Euler dă:

$$p \to -i\,\omega\,\rho\,\Delta\tilde{v}_{x\,1}\,x\,e^{i\omega t} + \Delta\tilde{p}_1\,e^{i\omega t} + \bar{p}_1\,, \qquad (2.3.2.16)$$

unde $\bar{p}_1$ este presiunea medie staţionară la infinit amonte şi $\Delta\tilde{v}_{x\,1} = \Delta\tilde{v}_{m\,1}\cos\lambda$. Similar dacă $x \to +\infty$, se poate scrie:

$$p \to -i\,\omega\,\rho\,\Delta\tilde{v}_{x\,2}\,x\,e^{i\omega t} + \Delta\tilde{p}_2\,e^{i\omega t} + \bar{p}_2\,, \qquad (2.3.2.17)$$

unde $\Delta\tilde{v}_{x\,2} = \Delta\tilde{v}_{m\,2}\cos\lambda + \Delta\tilde{v}_{u\,2}\sin\lambda$. De asemenea, scriind componenta vitezei în direcţia x prin $\bar{v}_x + \Delta\tilde{v}_x\, e^{i\omega t}$, se poate verifica următoarea ecuaţie linearizată de mişcare

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{v}_x + \Delta\tilde{v}_x\, e^{i\omega t}) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{2}\bar{v}_x^2 + \bar{v}_x . \Delta\tilde{v}_x\, e^{i\omega t}\right) =$$

$$= -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x} . \qquad (2.3.2.18)$$

Extrăgînd doar partea nestaţionară se poate scrie :

$$i\,\omega\,\Delta\tilde{v}_x + \frac{\partial}{\partial x}(\bar{v}_x \cdot \Delta\tilde{v}_x) = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x} . \qquad (2.3.2.19)$$

Integrînd această ecuaţie de la $(-\infty, o)$ la (o^+, o^+) în complex se ajunge la

$$\bar{v}_{x_\infty}\left(\sqrt{1+\sigma}\,.\Delta\tilde{o} - \Delta\tilde{v}_{m\,1}\cos\lambda\right) - i\,\omega\int_{-\infty}^{o} x\,\frac{d\,\Delta\tilde{v}_x(x,\,o)}{dx}\,dx =$$

$$= \frac{1}{\varrho}(\Delta\tilde{p}_{cav} - \Delta\tilde{p}_1) . \qquad (2.3.2.2o)$$

Ecuaţia (2.3.2.16) a fost folosită la integrare prin părţi a rel. (2.3.2.2o). Aici $\Delta\tilde{p}_{cav}$ este presiunea oscilatorie pe cavitate şi σ este coeficientul de cavitaţie definit prin

$$\sigma = \sigma_{inst} = \frac{\bar{p}_1 - \bar{p}_{cav}}{\frac{1}{2}\bar{v}_{x_\infty}^2} , \qquad (2.3.2.21)$$

unde $\bar{p}_{cav}$ este presiunea medie staţionară pe (în) cavitate.

In mod similar infinitul amonte şi aval se pot corela prin :

$$\bar{v}_x\left[(1 - tg\,i\,tg\lambda)\,\Delta\tilde{v}_{m\,2}/\cos\lambda - \Delta\tilde{v}_{m\,1}\cos\lambda\right] - i\,\omega\int_{-\infty}^{o} x\,\frac{d\,\Delta\tilde{v}_x(x,o)}{dx}\,dx$$

$$- i\,\omega\int_{o}^{\infty} x\,\frac{d\,\Delta\tilde{v}_x(x,o)}{dx}\,dx = -\frac{1}{\varrho}(\Delta\tilde{p}_2 - \Delta\tilde{p}_1) . \qquad (2.3.2.22)$$

Urmînd indicaţia dată în /1o1/, integralele se pot pune în forma următoare :

$$\int_{-\infty}^{o} x\,\frac{d\,\Delta\tilde{v}_x(x,o)}{dx}\,dx = c(G_1\,\Delta\tilde{v}_{m\,1} + G_2\,\Delta\tilde{v}_{m\,2}) , \qquad (2.3.2.23)$$

$$\int_{o}^{\infty} x\,\frac{d\,\Delta\tilde{v}_x(x,o)}{dx}\,dx = c(H_1\,\Delta\tilde{v}_{m\,1} + H_2\,\Delta\tilde{v}_{m\,2}) , \qquad (2.3.2.24)$$

BUPT

unde G_1, G_2, H_1 şi H_2 sînt constante dependente de frecvenţă. Folosind (2.3.2.15), (2.3.2.23) şi (2.3.2.24) se pot rescrie ecuaţiile (2.3.2.20) şi (2.3.2.22) în forma :

$$\|\psi\| = \|Wm\| \cdot \|N\| + \|\psi_{cav}\| , \tag{2.3.2.25}$$

unde

$$\|\psi\| = \frac{1}{\rho \bar{v}_{x_\infty}^2} \begin{Vmatrix} \Delta\tilde{p}_1 \\ \Delta\tilde{p}_2 \end{Vmatrix} ; \quad \|N\| = \frac{1}{\bar{v}_{x_\infty}} \begin{Vmatrix} \Delta\tilde{v}_{m\,1} \\ \Delta\tilde{v}_{m\,2} \end{Vmatrix} ; \quad \|\psi_{cav}\| = \frac{\Delta\tilde{p}_{cav}}{\rho \bar{v}_{x_\infty}^2} \begin{Vmatrix} 1 \\ 1 \end{Vmatrix}$$

şi

$$\|Wm\| = \begin{Vmatrix} o_1\sqrt{1+\sigma} - \cos\lambda - i\,k\,G_1 & o_2\sqrt{1+\sigma} - i\,k\,G_2 \\ o_1\sqrt{1+\sigma} + i\,k\,H_1 & o_2\sqrt{1+\sigma} - \dfrac{1-tg\,\hat{i}\cdot tg\,\lambda}{\cos\lambda} + ikH_2 \end{Vmatrix} . \tag{2.3.2.26}$$

Astfel s-a obţinut relaţia între ($\Delta\tilde{p}_1$, $\Delta\tilde{p}_2$) şi ($\Delta\tilde{v}_{m\,1}$, $\Delta\tilde{v}_{m\,2}$).

Se va prezenta în continuare o modalitate de aplicare a relaţiilor stabilite pentru un sistem hidraulic simplu fig.2.3.2.4. Pen-

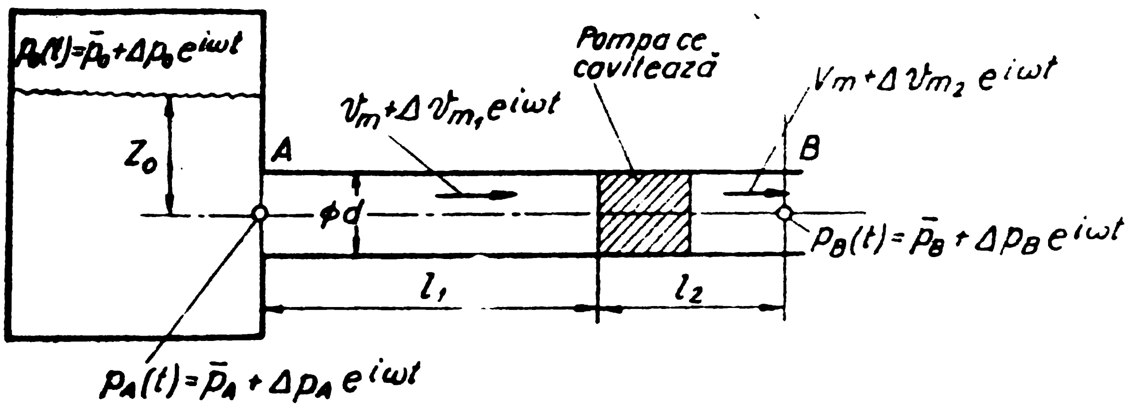


Fig. 232.4 Sistem hidraulic cu o pompă funcţionînd în regim de cavitaţie, conectată printr-o conductă lungă cu un rezervor mare

tru simplitate se poate considera $p_{cav} = 0$ şi $\dfrac{l_1}{d}$, $\dfrac{l_2}{d}$ >> 1

Ecuaţia transferului de energie cinetică (Bernoulli) între suprafaţa rezervorului şi punctul A are expresia :

$$\bar{p}_0 + \Delta p_0\, e^{i\omega t} + \rho g z_0 = \bar{p}_A + \Delta p_A\, e^{i\omega t} + \frac{\rho}{2}(\bar{v}_m + \Delta v_{m\,1}\, e^{i\omega t})^2 + \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} , \tag{2.3.2.27}$$

aici ϕ fiind potenţialul vitezei. Scriind aceeaşi descompunere pentru acest potenţial $\phi = \bar{\phi} + \Delta\phi\, e^{i\omega t}$, partea nestaţionară a ecuaţiei (2.3.2.27) este :

$$\Delta p_0 = \Delta p_A + \rho\, \bar{v}_m\, \Delta v_{m\,1} + i\,\omega\,\rho\,\Delta\phi . \tag{2.3.2.28}$$

In această relaţie Δp_A este compus dintr-o parte reziduală Δp_1 şi o parte inerţială. Pentru a le separa se consideră problema echivalentă cu a unei reţele schiţată în fig. 2.3.2.5.

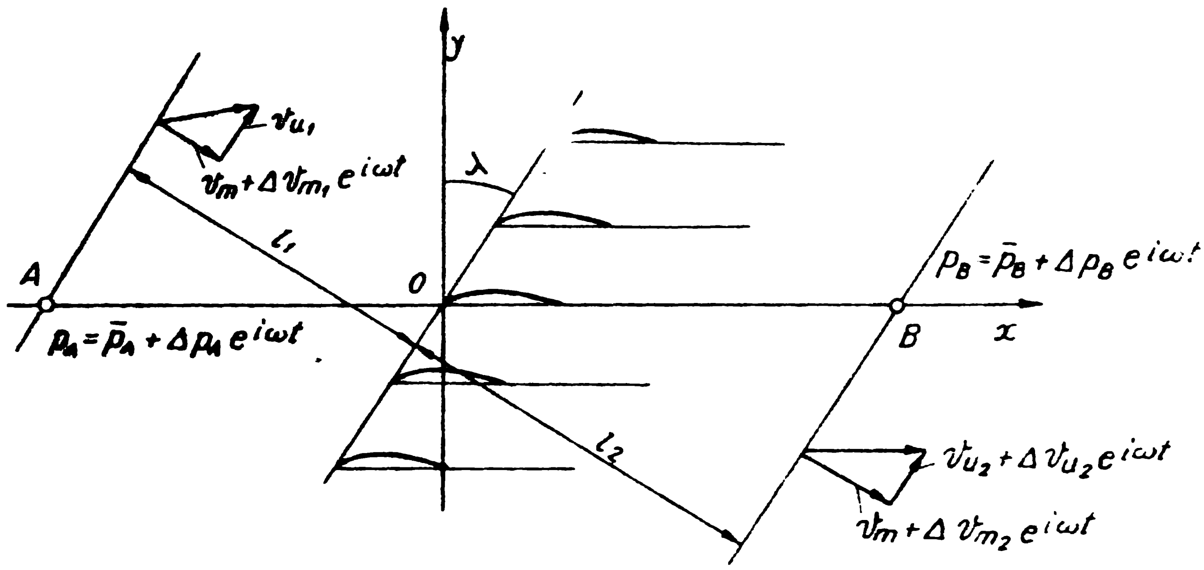


Fig. 232.5 Curgerea prin reţeaua de profile echivalentă pompei din fig. 232.4

Deoarece l_1 este mare aici se poate aproxima presiunea cu (2.3.2.16)

$$p_A(t) \cong i\,\omega\,\rho\,\Delta v_{m\,1}\cos\lambda\cdot\left(\frac{l_1}{\cos\lambda}\right)e^{i\omega t} + \Delta p_1\,e^{i\omega t} + p_{..}\,, \qquad (2.3.2.29)$$

astfel încît se poate identifica

$$\Delta p_A = i\,\omega\,\rho\,l_1\,\Delta v_{m\,1} + \Delta p_1 \qquad (2.3.2.30)$$

Punînd aceasta în ecuaţia (2.3.2.28), rezultă că

$$\Delta p_1 = \Delta p_o - \rho\,\bar{v}_m\,\Delta v_{m\,1} - i\,\omega\,\rho\,l_1\cdot\Delta v_{m\,1} + i\,\omega\,\rho\,\Delta\phi_A\,. \qquad (2.3.2.31)$$

Introducînd o lungime efectivă l_o a conductei de aspiraţie, definită prin

$$i\,\omega\,l_o\,\Delta v_{m\,1} = i\,\omega\,l_1\,\Delta v_{m\,1} + i\,\omega\,\Delta\phi_A\,, \qquad (2.3.2.32)$$

se obţine :

$$\Delta p_1 = \Delta p_o - (\rho\,\bar{v}_m + i\,\omega\,l_o\,\rho)\,\Delta v_{m\,1}\,. \qquad (2.3.2.33)$$

In mod similar, în măsura în care l_2 este lung, se poate aproxima

$$\Delta p_2 \cong \Delta p_B + i\,\omega\,\rho\,l_2\,\Delta v_{m\,2}/\cos^2\lambda\,. \qquad (2.3.2.34)$$

Substituind ecuaţiile (2.3.2.33) şi (2.3.2.34) în ecuaţia (2.3.2.25) şi rezolvînd-o în raport cu v_m şi ţinînd cont că

$$\bar{v}_x = \frac{\bar{v}_m\cos\hat{\imath}}{\cos(\lambda+\hat{\imath})}\,,$$

se obţine în final

$$\frac{\Delta v_{m\,1}}{v_m} = \frac{\Delta p_o\left(W_{m\,22} - i\,k\,\frac{l_2}{c\,\cos^2\lambda}\right) - \Delta p_B\,W_{m\,12}}{v_m^2\,D}\,, \qquad (2.3.2.35)$$

$$\frac{\Delta v_{m\,2}}{v_m} = \frac{\Delta p_o\,W_{m\,21} + \Delta p_B\left(W_{m\,11} + \cos(\hat{\imath}+\lambda)/\cos\hat{\imath} + ikl_o/c\right)}{\rho\,v_m^2\,D}\,, \qquad (2.3.2.36)$$

unde D este

$$D = \left[1 + \frac{\cos\hat{\imath}}{\cos(\hat{\imath}+\lambda)}\left(W_{m\,11} + i\,k\,\frac{l_o}{c}\right)\right]\cdot\left(W_{m\,22} - i\,k\,\frac{l_2}{c\,\cos^2\lambda}\right) - W_{m\,12}\cdot W_{m\,21}\,\frac{\cos\hat{\imath}}{\cos(\hat{\imath}+\lambda)}\,. \qquad (2.3.2.37)$$

Acum $\Delta v_{m\,1}$ şi $\Delta v_{m\,2}$ sînt complet determinaţi în raport cu presiunile cunoscute şi prin matricea $\|W_m\|$. Pentru a reliefa efectul dinamic al complezanţei se consideră spre comparaţie o curgere bifazică cu domeniile lichide şi gazoase bine delimitate "slug flow".

In curgerea bifazică "slug" tot curentul se deplasează în fază şi de asemenea poate să existe

$$\Delta p_1 = \Delta p_2 \qquad \text{şi} \qquad \Delta v_{m\,1} = \Delta v_{m\,2} = \Delta v_m\,.$$

In acest caz, din ecuaţiile (2.3.2.33) şi (2.3.2.34) se obţine

$$\frac{\Delta v_m}{v_m} = \frac{\Delta p_o - \Delta p_B}{\rho\,\bar{v}_m^2}\;\frac{1}{\left[1 + i\,k\,\frac{\cos\hat{\imath}}{\cos(\hat{\imath}+\lambda)}\left(\frac{l_o}{c} + \frac{l_2}{c\,\cos^2\lambda}\right)\right]}\,, \qquad (2.3.2.38)$$

unde l_o este definit la fel prin noile condiţii :

$$i\,\omega\,l_o\,\Delta v_m = i\,\omega\,l_1\,\Delta v_m + i\,\omega\,\phi_A\,.$$

Comparînd ecuaţia (2.3.2.38) cu (2.3.2.35) şi (2.3.2.36), este uşor de observat că matricea $\|W_m\|$ poate fi considerată ca fiind o măsură a efectului rezidual dinamic datorită sistemului de cavităţi în regim nestaţionar de pe palete în plus faţă de oscilaţia generală a curentului precum un tot unitar în curgerea "slug".

In prezenţa paletelor sau canalelor rotorice dar fără cavitaţie va exista în continuare $\Delta v_{m\,1} = \Delta v_{m\,2} = \Delta v_m$, dar, în general,

$p_1 - p_2 = v_m \cdot \Delta v_m \, tg^2 \lambda$ prin ecuaţia lui Bernoulli în regim nepermanent. In acest caz, cantităţile din paranteza dreaptă din ec.(2.3.2.38) vor conţine încă un termen adiţional $tg^2 \lambda$.

Acum se poate defini şi complezanţa cavitaţională în forma :

$$C^* = - \frac{1}{c^2} \frac{\partial V^* / \partial t}{\partial \sigma^* / \partial t} , \qquad (2.3.2.39)$$

unde V^* este volumul cavităţii în raport cu unitatea de adîncime a planului şi

$$\sigma^* = \frac{p_1(t) - p_{cav}(t)}{\frac{1}{2} \rho \bar{v}_x^2} , \qquad (2.3.2.40)$$

şi unde

$$p_1(t) = \bar{p}_1 + \Delta p_1 \, e^{i \omega t} , \qquad (2.3.2.41)$$

$$p_{cav}(t) = \bar{p}_{cav} + \Delta p_{cav} \, e^{i \omega t} \qquad (2.3.2.42)$$

Aceste forme permit exprimarea complezanţei cavitaţionale

$$C^* = - \frac{1}{c^2} \frac{d(\Delta v_{m\,2} - \Delta v_{m\,1}) e^{i \omega t}}{j \omega (\Delta p_1 - \Delta p_{cav}) e^{i \omega t} / \frac{1}{2} \rho \bar{v}_x^2} , \qquad (2.3.2.43)$$

ultima relaţie putîndu-se rearanja în forma :

$$C^* = - \frac{\Delta v_{m\,2}/\bar{v}_m - \Delta v_{m\,1}/\bar{v}_m}{2 \, i \, k \left(W_{m\,11} \frac{\Delta v_{m\,1}}{\bar{v}_m} + W_{m\,12} \frac{\Delta v_{m\,2}}{\bar{v}_m}\right)} . \qquad (2.3.2.44)$$

Complezanţa obţinută oferă în mod clar o valoare complexă adică aceasta exprimă răspunsul dinamic adiţional şi anume că în afara oscilaţiilor pur inerţiale a unui curent "slug" există un termen rezistiv şi reactiv. De asemenea se remarcă accentuată dependenţă în raport cu frecvenţa a rezultatului obţinut. Dar, rezultatul obţinut are şi puncte slabe şi scăderi în ceea ce priveşte curentul real prin rotor şi reţeaua de palete care este tridimensional vîscos şi rotaţional şi gradienţi de presiune şi viteză există în toate direcţiile. Sînt prezente curgeri secundare şi stratul limită îşi arată efectele. Cavitatea nu este infinit subţire cum s-a presupus şi raportul între adîncimea cavitaţiei şi pasul paletei poate să fie apreciabil. Unele din aceste neajunsuri se pot depăşi printr-un model îmbunătăţit al curgerii cavitaţionale linearizate nestaţionare care se va dezvolta urmînd calea prezentată pe larg în lucrările /2, 168/. Se va încerca calculul complezanţei prin noul model mai ales pentru că modelul prezentat pînă acum are o comportare singulară, dacă frecvenţa de fluctuaţie scade, contrară datelor experimentale şi limitei staţionare.

Se va folosi modelul dat de Tulin /101/ pentru curentul fluid nestaţionar linearizat supercavitaţional cu curgere liberă cu cinematica cavităţii mai apropiată de realitate. In acest model se presupune că în timpul mişcării nestaţionare cavitatea formează o suprafaţă materială închisă. Se reduce în prealabil reţeaua printr-o transformare conformă la un singur profil hidrodinamic şi se reconsideră curgerea liberă linearizată a unui curent de fluid în regim nestaţionar în jurul unui corp cu muchia de atac teşită. Considerăm că corpul este staţionar, presiunea în cavitate p_{cav} şi de asemenea că doar presiunea infinit amonte şi aval variază în timp. Muchia de atac se consideră o parabolă, deci

$$Y = \sqrt{2 \; r_l \; x} \qquad (2.3.2.45)$$

şi lungimea cavităţii $l(t) \gg r_l$, unde r_l este raza muchiei de atac.

Linearizarea uzuală folosită este :

$$(v_x, v_y) = (\bar{v}_{x_\infty} + \Delta \tilde{v}_x \, , \, \Delta \tilde{v}_y) \, , \qquad (2.3.2.46)$$

cu indicele ∞ indicînd condiţii depărtate amonte din care condiţiile la limită cinematice asupra muchiei de atac staţionară sînt :

$$\frac{dY}{dx} = \frac{\Delta \tilde{v}_y}{\bar{v}_{x_\infty}} \, , \qquad \Delta \tilde{v}_y = \bar{v}_{x_\infty} \sqrt{\frac{r_l}{2x}} \, . \qquad (2.3.2.47)$$

Pe suprafaţa liberă de separaţie, viteza se poate descompune într-o parte spaţială şi una armonică în timp $\Delta \tilde{v}_x = \Delta v_x(x) \, e^{i\omega t}$. Prin substituţie în ecuaţia lui Euler în formă linearizată de-a lungul liniei de curent libere, deci de presiune constantă :

$$\frac{\partial \Delta \tilde{v}_x}{\partial t} + \bar{v}_{x_\infty} \frac{\partial \Delta \tilde{v}_x}{\partial x} = 0 \, , \qquad (2.3.2.48)$$

se găseşte de-a lungul acestei linii de curgere libere că luînd pe $\Delta\sigma$ o constantă, există :

$$\Delta v_x(x, t) = \Delta\sigma \cdot e^{i\omega\left(t - \frac{x}{\bar{v}_{x_\infty}}\right)} + \text{const.} \qquad (2.3.2.49)$$

Ecuaţiile (2.3.2.47) şi (2.3.2.49) formează o problemă mixtă la limită, soluţionată de Guerst şi prezentată în /101/, de potenţial complex al mişcării :

$$w = v_x - i\, v_y = \bar{v}_{x_\infty} + A\sqrt{\frac{z-l}{z}} + B\sqrt{\frac{z}{z-l}} + D - \frac{\Delta o}{\pi}\, e^{i\omega t}\sqrt{z(z-l)}\cdot$$

$$\cdot\int_0^l \frac{d\xi \quad e^{-i\omega\xi/\bar{v}_{x_\infty}}}{\sqrt{\xi(l-\xi)}\,(\xi - z)} \qquad (2.3.2.50)$$

unde A, B, D sînt constante care trebuiesc determinate. Se remarcă de astă dată că lungimea cavităţii este o funcţie de timp $l(t)$.

Constantele necunoscute se determină din condiţia cinematică de închidere a cavitaţiei, din presiunea în regim staţionar departe de profilul solid şi din condiţia de tangenţă la corpul solid a liniilor de curent, descrisă de ecuaţia (2.3.2.47).

Ordonatele $Y(x,t)$ a limitelor cavităţii sînt guvernate de relaţia

$$\Delta\tilde{v}_y(x,\ t) = \frac{\partial Y}{\partial t} + \bar{v}_{x_\infty}\frac{\partial Y}{\partial x} \qquad (2.3.2.51)$$

a cărei soluţie, dată de Parkin, conform /3/, este de forma

$$Y(x,\ t) = \frac{1}{\bar{v}_{x_\infty}}\int_0^x \Delta\tilde{v}_y\left(\xi,\ t - \frac{x-\xi}{\bar{v}_{x_\infty}}\right)d\xi\ . \qquad (2.3.2.52)$$

Prin condiţia cinematică de închidere se înţelege $Y(l,\ t) = 0$, de unde rezultă că

$$0 = \int_0^{l(t)} \Delta\tilde{v}_y\left(\xi,\ t - \frac{l(t)-\xi}{\bar{v}_{x_\infty}}\right)d\xi\ . \qquad (2.3.2.53)$$

Integrala este greu de calculat cu $\tilde{v}_y$ din ecuaţia (2.3.2.50). Deoarece oscilaţiile mecanice sînt de frecvenţe scăzute, deci interesează soluţia ecuaţiei pentru limita inferioară a frecvenţelor mişcării nestaţionare, este posibilă dezvoltarea ecuaţiei (2.3.2.53) în serie, obţinînd

$$0 = \int_0^{l(t)} d\xi\cdot\left\{\Delta v_y(\xi,t) - \frac{l-\xi}{v_x}\frac{\partial\Delta v_y}{\partial t}(\xi,t) + \frac{1}{2}\left(\frac{l-\xi}{\bar{v}_{x_\infty}}\right)^2\frac{\partial^2 v_y}{\partial t^2}(\xi,t)\ldots\right. \qquad (2.3.2.54)$$

expresie în care, pentru scopurile de faţă, se vor neglija termenii de grad superior lui 2 .

Există o dezvoltare bazată pe lungimea medie a cavităţii l_o şi frecvenţa redusă $k_\omega = \frac{\omega\, l_o}{\bar{v}_{x_\infty}}$, astfel încît potenţialul vitezei din ecuaţia (2.3.2.50) este necesar a fi cunoscut numai prin primul termen în k_ω. Pentru a efectua aceasta, este convenabil a introduce o variabilă adimensională

$$\zeta = \frac{z}{l(t)} \qquad (2.3.2.55)$$

cu ajutorul căreia ecuaţia (2.3.2.50) poate fi retranscrisă sub forma

$$w = \bar{v}_{x_\infty} + A\sqrt{\frac{\tau-1}{\tau}} + B\sqrt{\frac{\tau}{\tau-1}} + D - \frac{\Delta o\, e^{i\omega t}}{\pi}\sqrt{\tau(\tau-1)}\,\cdot$$

$$\cdot\int_0^{\ell} \frac{e^{i\omega\xi/\bar{v}_{x_\infty}\ell}\, d\xi}{(1-\xi)(\xi-\tau)}\;. \qquad (2.3.2.56)$$

Introducînd a doua simplificare după Guerst, adică :

$$\Gamma = \bar{\Gamma} + \Delta\Gamma\, e^{i\omega t} \quad \text{cu} \quad |\Delta\Gamma| \ll \Gamma \qquad (2.3.2.57)$$

şi condiţia ca $k_\omega = \frac{\omega.\ell}{\bar{v}_{x_\infty}} \ll 1$, problema este soluţionabilă.

Ecuaţia (2.3.2.56) se poate exprima după cum urmează

$$w = \bar{v}_{x_\infty} + A\sqrt{\frac{\tau-1}{\tau}} + B\sqrt{\frac{\tau}{\tau-1}} + D - \frac{\Delta o}{\pi}\, e^{i\omega t}\, U(\tau, k_\omega) \qquad (2.3.2.58)$$

$$v_y(\tau,t) = -A\sqrt{\frac{1-\tau}{\tau}} + B\sqrt{\frac{\tau}{1-\tau}} + \frac{\Delta o}{\pi}\, e^{i\omega t}\, U(\tau, k_\omega)\;, \qquad (2.3.2.59)$$

unde

$$U(\tau, k) = \sqrt{\tau(1-\tau)}\cdot\int_0^1 \frac{d\xi\, e^{i\omega\xi}}{\sqrt{\xi(1-\xi)}\cdot(\xi-\tau)} \qquad (2.3.2.60)$$

cu observaţia că, pentru $k_\omega \to 0$,

$$U(\tau, k_\omega) = -i\, k_\omega\, \pi\sqrt{\tau(1-\tau)} + O(k_\omega^2)\;. \qquad (2.3.2.61)$$

Acum se poate remarca dependenţa funcţiei de potenţial w numai de variabilele τ şi t. Din ecuaţia (2.3.2.[illegible]), rezultă că integrala de închidere este o funcţie numai de τ şi t. În cele ce urmează se presupune că :

$$A = \bar{A} + \Delta A\, e^{i\omega t} \qquad |\Delta A| \ll \bar{A} \qquad (2.3.2.62)$$

$$B = \bar{B} + \Delta B\, e^{i\omega t} \qquad |\Delta B| \ll \bar{B} \qquad (2.3.2.63)$$

şi se substituie ecuaţiile (2.3.2.58)...(2.3.2.61) în ecuaţia (2.3.2.54). In această,ultimă ecuaţie se reţin numai termenii lineari în $\bar{A}$, ΔA, etc. prin k_ω şi numai termeni proporţionali cu $e^{i\omega t}$ se reţin în partea nestaţionară (adică nu se consideră armonice de ordin superior). Astfel, rezultă că

$$0 = \int_0^1 d\tau\left(-\bar{A}\sqrt{\frac{1-\tau}{\tau}} + \bar{B}\sqrt{\frac{\tau}{1-\tau}}\right) \qquad (2.3.2.64)$$

şi

$$0 = \int_0^1 d\tau \Big\{ - \Delta A \sqrt{\frac{1-\tau}{\tau}} + \Delta B \sqrt{\frac{\tau}{1-\tau}} + \frac{\Delta o}{\pi} U(\tau, k_\omega) - i\, k_\omega (1-\tau) \cdot$$
$$\Big[- \Delta A \sqrt{\frac{1-\tau}{\tau}} + \Delta B \sqrt{\frac{\tau}{1-\tau}} + \frac{\Delta o}{\pi} U(\tau, k_\omega) - \tau \frac{\Delta l}{l} \Big(- \bar{A} \frac{d}{d\tau} \sqrt{\frac{1-\tau}{\tau}}$$
$$+ \bar{B} \frac{d}{d\tau} \sqrt{\frac{\tau}{1-\tau}} \Big) \Big] \Big\} . \qquad (2.3.2.65)$$

Ecuaţia (2.3.2.64) reprezintă termenul corespunzător închiderii cavităţii în regim staţionar, iar rel. (2.3.2.65) indică contribuţia prin $O(k_\omega)$. In această ultimă relaţie dependenţa lui τ de t este luată în considerare.

Perturbaţiile de viteză se cer să dispară la infinit, astfel dacă $z \to \infty$, potenţialul vitezei w dobîndeşte expresia

$$w \to \bar{v}_{x_\infty} + A + B + D + \Delta o\, e^{i\omega t} \Big(1 - \frac{i\, k_\omega}{2}\Big) , \qquad (2.3.2.66)$$

sau

$$\bar{A} + \bar{B} + D = 0 ,$$
$$\Delta A + \Delta B + \Delta o \cdot \Big(1 - \frac{i\, k_\omega}{2}\Big) = 0 . \qquad (2.3.2.67)$$

Condiţia cinematică împreună cu ec. (2.3.2.47) dă pentru $x \to 0$:

$$v_y(\tau, t) \to - \frac{A}{\sqrt{\tau}} = \bar{v}_{x_\infty} \sqrt{\frac{r_l}{2x}} . \qquad (2.3.2.68)$$

Cu :

$$\tau = \frac{x}{\bar{l} + \Delta l\, e^{i\omega t}} ,$$

prin separarea părţilor staţionare şi nestaţionare şi reţinînd numai frecvenţele fundamentale, se obţin următoarele :

$$-\bar{A} \sqrt{\bar{l}} = \bar{v}_{x_\infty} \sqrt{\frac{r_l}{2}} ,$$
$$\frac{\Delta l}{\bar{l}} = - 2 \frac{\Delta A}{\bar{A}} . \qquad (2.3.2.69)$$

In final, din ecuaţia (2.3.2.58) se observă că exact după muchia de atac pe linia de curgere liberă ($x = 0^+$) viteza orizontală este :

$$\tilde{v}_x(0^+, 0) = \tilde{v}_{x\ cav} = C + \Delta o\, e^{i\omega t} . \qquad (2.3.2.70)$$

Astfel, dacă se dă r_l şi $\tilde{v}_{x_{cav}}$, toţi ceilalţi parametrii sînt determinabili din ecuaţiile (2.3.2.69), (2.3.2.67), (2.3.2.64) şi (2.3.2.65). In particular,

$$\Delta A = \frac{\Delta o}{2} (1 - i\, k_\omega) . \qquad (2.3.2.71)$$

Potențialul de vitezei departe de corp are dezvoltarea :

$$w \to \bar{v}_{x_\infty} + \frac{I(t)}{z}\left\{\frac{\bar{B}-\bar{A}}{2} + e^{i\omega t}\left(\frac{\Delta B - \Delta A}{2} + \frac{i\, k_\omega \Delta o}{8}\right)\right\} + O\left(\frac{1}{z^2}\right)$$

recunoscînd în cel, de al doilea termen al acestei expresii o sursă, nu o sursă staționară [$\bar{B} = \bar{A}$ din ecuația (2.3.2.64)] ci o sursă fluctuantă cu o anumită intensitate care se exprimă prin :

$$\tilde{q}(t) = \Delta q\, e^{i\omega t}. \qquad (2.3.2.73)$$

Amplitudinea intensității acestei surse, după substituția lui ΔB și ΔA va avea expresia

$$\Delta q = -i\,\frac{3}{4}\,\pi\,\Delta o\, I\, k_\omega . \qquad (2.3.2.74)$$

cărei valoare este proporțională cu perturbația nestaționară a vitezei pe cavitate. Acum rezultatul obținut include într-o formă naturală frecvența nulă sau limita staționară. In acest regim, frecvența redusă este nulă și termenul dinamic care se adaugă, ultimul termen din ecuația (2.3.2.58), dispare pe baza rezultatului din (2.3.2.61). Funcția $U(\tau, k_\omega)$ exprimă mişcarea nestaționară putînd fi neglijată în calculele cuasi-statice.

Complezanța curentului este .

$$C = \frac{\partial \tilde{V}_{cav}}{\partial \tilde{p}_\infty} = \frac{\partial \tilde{V}_{cav}/\partial t}{\partial \tilde{p}_\infty/\partial t}, \qquad (2.3.2.75)$$

unde numărătorul se identifică cu debitul sursei definită mai sus și anume $\Delta q\, e^{i\omega t}$. Variația presiunii într-un punct îndepărtat se obține din integrarea ecuației de mișcare (Euler) în spațiu și derivarea ei în raport cu timpul, deci :

$$\frac{\partial \tilde{p}_\infty}{\partial t} = \rho\, \bar{v}_{x_\infty} \frac{\partial \tilde{v}_{x\,cav}}{\partial t} - \rho \int_{0^+}^{\infty} \frac{\partial^2 \tilde{v}_x}{\partial t^2}\, dx . \qquad (2.3.2.76)$$

Primul termen din dreapta lui (2.3.2.76) exprimă valoarea cuasi staționară $\Delta o\; i\,\omega\, e^{i\omega t}$. Termenul următor, datorat accelerației fluidului, este integrala în spațiu a derivatei în timp din primul termen. Acesta poate fi neglijat pentru frecvențe scăzute, pentru curenți dezvoltați tridimensional sau pentru oscilații ale unui fluid într-un canal.

In aceste ipoteze se obține

$$C^* = \frac{\Delta q}{\rho\, \bar{v}_{x_\infty}\, i\,\omega\,\Delta o} . \qquad (2.3.2.77)$$

Din (2.3.2.73) şi (2.3.2.76) se găseşte :

$$C^{*} = -\frac{3}{4}\,\frac{\pi\,P^2}{\rho\,\overline{v}_{x\infty}^{2}}\,. \qquad (2.3.2.77)$$

Această valoare est adecvată pentru modelul cinematic închis a lui Tulin dar se potriveşte şi pentru aproximaţiile cuasistatice bazate pe secvenţe de stări staţionare. Cu acest model se trece la analiza într-un rotor de pompă centrifugă cu inductor sau într-un rotor de pompă axială. În curgerea într-un inductor, deşi ~~este~~ foarte complicată, se va presupune absenţa vreunei componente radiale a vitezei.

Reţeaua de profile plane în planul z = x + iy este transformată conform în planul ζ cu rel. (2.3.2.4). Potenţialul complex al vitezei pentru palete groase după /43/ este :

$$\frac{w(\zeta)}{\overline{v}_{x\,1}} = B\left(\frac{\zeta}{\zeta - S}\right)^{1/2} - A\left(\frac{\zeta - S}{\zeta}\right)^{1/2} + (1 + \sigma_l)^{1/2} - \frac{i(1 - s)\cos\lambda}{\zeta}\,, \qquad (2.3.2.78)$$

unde, 1 - s, exprimă grosimea relativă a paletei şi coeficientul de cavitaţie local $\sigma_l = \frac{p_1 - p_{cav}}{\frac{1}{2}\rho w_1^2}$, raportat la secţiunea de la intrarea în maşină. In mod similar cu cele dezvoltate la începutul acestui capitol, constantele A şi B se pot obţine din condiţiile amonte şi aval de reţea (inductor) şi o condiţie legată de continuitate legată de s. In final, soluţia ec. (2.3.2.78) şi σ_l se pot obţine în funcţie de (s, î, λ, c, $\overline{v}_{x\,1}$ şi S), unde S reprezintă lungimea cavităţii în planul transformării conforme fig.2.3.2.3.

Cunoscînd ordonatele profilului şi forma cavităţii prin integrare obţinem aria cavităţii A_{cav}, care este o funcţie de raza inductorului r, coeficientul de cavitaţie local σ_l şi coeficientul de debit $\frac{v_m}{u(r)}$.

Unghiul de instalare $\lambda(r)$ şi coeficientul de obstrucţie s(r) sînt elemente geometrice ale reţelei de palete fixate odată cu geometria paletei, dar unghiul de incidenţă $\hat{i}(r)$ variază cu debitul şi turaţia prin factorul $\frac{v_m}{u}$. De aceea, se va presupune viteza meridională v_m = const şi independentă de raza rotorului r, Deci :

$$\hat{i}(r) = \frac{\pi}{2} - \lambda(r) - \mathrm{arc\,tg}\left(\frac{r_M}{r}\,\frac{v_m}{u}\right)\,, \qquad (2.3.2.79)$$

unde r_M este raza maximă a profilului de la periferia paletei, adică raza rotorului axial sau a inductorului. Presupunînd că $v_m \ll u$, rezultă că $w \cong u$, deci coeficientul de cavitație local definit mai sus se poate rescrie

$$\sigma_l \cong \frac{p_1 - p_{cav}}{\frac{1}{2}\ \rho\ u_1^2} ,$$

aceasta putîndu-se corela cu coeficientul de cavitație total al inductorului, definit prin

$$\sigma_t = \frac{p_1 - p_{cav}}{\frac{1}{2}\ \rho\ u_M^2} , \qquad (2.3.2.80)$$

încît, în final,

$$\sigma_l = \sigma_t \left(\frac{r_M}{r} \right)^2 . \qquad (2.3.2.81)$$

Volumul total al cavitații din rețeaua de palete a rotorului se poate calcula din

$$V\left(\frac{v_m}{u_M},\ \sigma_t\right) = \int_{r_l}^{r_M} A_{cav}\left(r,\ \sigma_l,\ \frac{v_m}{u_M}\right) z_p\ dr , \qquad (2.3.2.82)$$

unde z_p - este numărul paletelor rotorice.

Calculul complezanței, în ipoteza unui model bazat pe mișcare potențială și cu cavitația drept un domeniu atașat paletei, se face pe baza definițiilor și formulelor (2.3.1.43) și (2.3.2.54), adică:

$$W\ I_{21} = \left. \frac{\Delta(\tilde{m}_e - \tilde{m}_1)}{\Delta \tilde{\varphi}} \right|_{\substack{\vartheta=0 \\ v_{m\,1}=const}} = \left. \frac{\rho\ u_M\ \Delta(\tilde{Q}_e - \tilde{Q}_1)}{2\ A_1\ \Delta \tilde{p}_1} \right|_{\substack{n=const. \\ v_{m\,1}=const}} =$$

$$= - \frac{1}{2}\frac{\rho\ u_M^2\ \omega}{A_1\ c} \cdot \left. \frac{\partial V}{\partial p_1} \right|_{\substack{n=const. \\ v_{m\,1}=const.}} \qquad (2.3.2.83)$$

Comparînd (2.3.2.54) cu (2.3.2.83), se observă că complezanța dimensională este

$$C = \frac{\partial V}{\partial p_1} \qquad (2.3.2.84)$$

și se calculează din (2.3.2.82), prin calculul în prealabil a lui $\frac{\partial A_{cav}}{\partial \sigma_l}$. Valorile astfel obținute pe baza unui raționament lung și laborios, s-au dovedit a fi mai mici de 5 pînă la zece ori față de datele experimentale /111, 125/. Această neconcordanță este prea mare pentru a fi explicată pe baza ipotezelor simplificatoare introduse în raţionament şi a presupunerilor utilizate. Discrepanţa obţinută se datorează, probabil, şi aportului altor forme de cavitaţie, decît cea ataşată paletei, în realizarea complezanţei rotorului.

Termenul amplificării debitului masic ce rezultă ca răspuns a variaţiei volumului cavităţii din cauza fluctuaţiilor debitului masic sau vitezei la intrare (ceea ce schimbă unghiul de incidenţă al curentului), toate în ipoteza unei presiuni constante la aspiraţie şi a unei turaţii constante, este

$$W\, I_{22} = \left.\frac{\Delta(\tilde{m}_e - \tilde{m}_i)}{\Delta \tilde{m}_i}\right|_{\substack{\gamma = 0 \\ \psi_i = const.}} = -i\,\frac{\omega}{A_i}\left.\frac{\partial V}{\partial v_m}\right|_{\substack{n=const. \\ p_i = const.}} \tag{2.3.2.85}$$

Comparînd (2.3.2.85) cu (2.3.1.55), rezultă factorul amplificării debitului masic :

$$B = \frac{1}{A_i}\left.\frac{\partial V}{\partial v_m}\right|_{\substack{n = const. \\ p_i = const.}} \tag{2.3.2.86}$$

în formă adimensională

$$B_* = \frac{u_M}{c\, A_i}\left.\frac{\partial V}{\partial v_m}\right|_{\substack{n=const. \\ p_i = const.}} . \tag{2.3.2.87}$$

Din aceiaşi expresie (2.3.2.82) se poate obţine şi factorul amplificării debitului masic. Deoarece legătura nu se observă direct între volum şi viteza meridională, se vor face următoarele dezvoltări

$$\frac{\partial V}{\partial v_m} = \frac{\partial V}{\partial \sigma_\ell}\cdot\frac{\partial \sigma_\ell}{\partial v_m} + \frac{\partial V}{\partial \hat{i}}\cdot\frac{\partial \hat{i}}{\partial v_m} , \tag{2.3.2.88}$$

unde $\frac{\partial V}{\partial \sigma_\ell}$ şi $\frac{\partial V}{\partial \hat{i}}$ sînt directe, iar

$$\frac{\partial \sigma_\ell}{\partial v_m} = -\frac{\sigma_\ell\, v_m}{v_m^2 + u_M^2} , \tag{2.3.2.89}$$

$$\frac{\partial \hat{i}}{\partial v_m} = -\frac{\sin(\hat{i} + \lambda)}{(v_m^2 + u_M^2)^{1/2}} . \tag{2.3.2.90}$$

In final

$$B_* = \frac{1}{c\, A_i}\,\frac{2}{1 - (\frac{r_b}{r_M})^2}\int_{r_b/r_M}^{1} \sin(\hat{i}+\lambda)\Big[2\,\sigma_\ell \cos(\hat{i}+\lambda)\frac{\partial A^*}{c^2\,\partial \sigma_\ell} + \sin(\hat{i}+\lambda)\,\frac{\partial A^*}{c^2\,\partial \hat{i}}\Big]\left(\frac{r}{r_M}\right) d\left(\frac{r}{r_M}\right) . \tag{2.3.2.91}$$

Deci pentru evaluarea factorului amplificării debitului masic trebuie doar să cunoaştem variaţia ariei cavităţii cu unghiul de incidenţă $\frac{\partial A^*}{\partial \hat{\imath}}$ şi cu coeficientul de cavitaţie $\frac{\partial A^*}{\partial \sigma_\ell}$. Acestea se pot obţine din analiza reţelei. În general

$$\frac{\partial A^*}{\partial \sigma_\ell} \ll \frac{\partial A^*}{\partial \hat{\imath}}$$

Deoarece $\hat{\imath} + \beta \cong \frac{\pi}{2}$

$$B_* \cong \frac{2}{c\, A_1\left[1 - \left(\frac{r_b}{r_M}\right)^2\right]} \int_{r_b/r_M}^{1} \frac{\partial A}{c^2 \partial \hat{\imath}} \frac{r}{r_M}\, d\left(\frac{r}{r_M}\right) \qquad (2.5.2.92)$$

din relaţiile de pînă aici se poate scrie

$$\left.\frac{\partial C_*}{\partial \sigma_\ell}\right|_{v_m=\mathrm{const}} \cong \left.\frac{\partial B_*}{\partial\left(\frac{v_m}{u_1}\right)}\right|_{\sigma_T=\mathrm{const}} \qquad (2.5.2.93)$$

dar în valoare absolută $B_* > C_*$ după /6/.

Termenul WI_{23} exprimă variaţia volumului cavităţii ocupate de paletă generată de fluctuaţii ale turaţiei (vitezei unghiulare) a rotorului maşinii. Aceste fluctuaţii pot să fie generate din exterior /43/ sau sînt răspunsul la o încărcare fluctuantă datorită unei legături dinamice între curgerea fluidului şi sistemul de antrenare al rotorului mai ales în cazul antrenării de către o turbină cu abur sau gaz /114, 136/. Dacă prin $\tilde{\vartheta}$ se va înţelege fluctuaţia în amplitudine şi fază a vitezei unghiulare sau turaţiei adimensionalizată în raport cu viteza unghiulară respectiv turaţia medie. Valoarea cuasistatică a acestui termen se poate obţine din curbele caracteristice ale pompei adică :

$$WI_{23} = \left.\frac{\Delta(\tilde{m}_e - \tilde{m}_i)}{\Delta \tilde{\vartheta}}\right|_{\substack{\tilde{\Psi}_i = 0 \\ \tilde{m}_i = 0}} = i\, \frac{\omega}{A_1}\left.\left(\frac{\partial V}{\partial u_1}\right)\right|_{\tilde{p}_i = \tilde{Q}_i = 0} \qquad (2.5.2.94)$$

Analog complezanţei şi amplificării debitului masic se defineşte un factor de influenţă asupra cavităţii din partea turaţiei prin :

$$WI_{23} = -i\, \omega\, N_t \qquad (2.5.2.95)$$

Factorul N_t este total pentru rotor. Şi se poate defini un factor local

$$N_t = \frac{2}{1 - (r_b/r_M)^2} \int_{r_b/r_M}^{1} N_p\left(\frac{v_m}{u}, \sigma_T, \frac{r}{r_M}\right) d\left(\frac{r}{r_M}\right) \qquad (2.5.2.96)$$

Din ultimele trei relaţii şi [illegible] ile precedente, rezultă .

$$N_1 = -\frac{u_M r^2}{r_M^2}\left[\frac{\partial A^*}{c^2\,\partial \hat{\imath}}\cdot\frac{\partial \hat{\imath}}{\partial u_1}+\frac{\partial A^*}{c^2\,\partial \sigma_1}\cdot\frac{\partial \sigma_1}{\partial u_1}\right] =$$

$$= \sin(\hat{\imath}+\lambda)\frac{r^2}{r_M^2}\left[2\,\sigma_1 \sin(\hat{\imath}+\lambda)\frac{\partial A^*}{c^2\,\partial\sigma_1} - [illegible]\right].$$

(2.3.2.97)

Cunoscînd derivatele $\frac{\partial A^*}{\partial \sigma_1}$ şi $\frac{\partial A^*}{\partial \hat{\imath}}$, [illegible] ntru factorii precedenţi din analiza reţelei de [illegible] complezanţă şi amplificarea debitului masic), şi efectuînd integrala (2.3.2.96), se obţine factorul N_t. Din motive asemănătoare, [illegible] cienţii precedenţi $\hat{\imath}+\lambda \cong \frac{\pi}{2}$ şi de aici ;

$$N_1 \cong 2\left(\frac{r}{r_M}\right)^2 \sigma_1 \frac{\partial A^*}{c^2\,\partial\sigma_1} \cong 2\,\sigma_t \frac{\partial A^*}{c^2\,\partial\sigma_1}\,. \qquad (2.3.2.98)$$

După integrare ;

$$N_t \cong -2\cdot\sigma_t\cdot C \qquad (2.3.2.99)$$

Legătura simplă obţinută între [illegible] cavitaţiei din partea turaţiei şi compl[illegible] ntă în evaluarea rolului jucat de fluctuaţiile [illegible] Astfel, înlocuind în (2.3.2.99) definiţiile lui N_t [illegible] dacă ;

$$\frac{\Delta\tilde{n}}{\bar{n}} \gg \frac{\sigma_t\,\rho\,u_1^2}{\Delta\tilde{p}_1}\,, \qquad (2.3.2.100)$$

atunci influenţa fluctuaţiilor vitezei unghiulare [illegible] asupra funcţiei de transfer şi invers. [illegible] ţie s-a definit o nouă funcţie de transfer :

$$W^* = \frac{\Delta\tilde{p}_1}{\Delta\tilde{n}} = 2\,\sigma_t \qquad (2.3.2.101)$$

care exprimă variaţia presiunii de la intrare [illegible] funcţie de variaţia vitezei unghiulare în aproxim[illegible].

Din formula (2.3.2.101) acest [illegible] lă rezultat parţial confirmat de [illegible], deoarece cu acest prilej se pune în [illegible] (Re + Im) a funcţiei de transfer [illegible] ţă se datorează parţial ipotez[illegible] care [illegible], făcute cît şi prin ignorarea [illegible] bule şi de rost.

2.3.3 Modelul spectrului de bule

Experimental s-a observat că [illegible] ic în turbopompe funcționînd în regim [illegible] un spectru larg de bule. Se va analiza [illegible] ent format dintr-un spectru (nor) de bule [illegible] fluctuații de presiune. Aici este necesar [illegible] cuasistatică și o analiză mai generală [illegible] perturbațiilor produse asupra unui curent [illegible] printr-o regiune de presiune scăzută în care bulele [illegible] apoi se sparg (implodează). Modelul de față [illegible] este o sinteză a lucrărilor /1, 46, 151/ și [illegible] critică a rezultatelor.

Cavitația apare într-un număr variat [illegible] turbopompe. Centrele de nucleație și nucleele prezente [illegible] intră în pompă pot să crească exploziv [illegible] care sînt purtate de curent în condițiile [illegible] zută la aspirația și pe extradosul palet[illegible] nu este posibil a stabili o linie [illegible] [illegible] forme de cavitație [illegible] tului de bule. Pe măsură ce coefi[illegible] tului) se micșorează se formează [illegible] cu vapori și se va realiza o zonă de [illegible] ul paletei în zona de depresiune [illegible] tă paletei de obicei apare [illegible] portat de curent. Se identifică și [illegible] de rost, care la pompa axială [illegible] dicate sau în inductorii pompelor [illegible] asociați cu zone de intensă turbulență [illegible] /22, 46, 85, 88/. Cavitația [illegible] bite mult deosebite de debitul nominal [illegible] axa unui vîrtej /160/ [illegible] nea de către bulele antrenate [illegible] inversat. Toate aceste forme [illegible] trate în fig.2.3.3.1.

După cum s-a arătat în capitolul [illegible] retice și experimentale cu privire la [illegible] diferă substanțial între ele. Astfel [illegible] tor surse de complexitate [illegible] vitație din turbopompe [illegible] cavitația spectrului de bule [illegible] datorate unei mulțimi de bule [illegible]

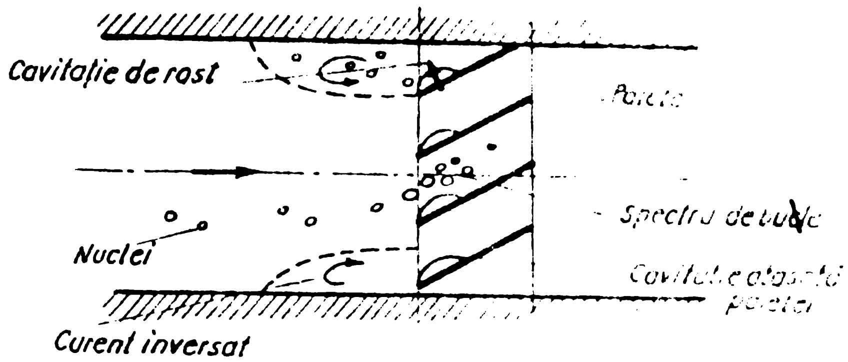


Fig. 233.1 Ilustrarea schematică a diferitelor forme de cavitație într-un inductor de pompă centrifugă sau de pompă axială (turbo...

unui curent de bule cavitînde. Deși ... fața se îndreaptă spre apă drept ... o serie de pompe lucrează cu alte lichide ... fierbere la temperaturi criogenice este ... termodinamice care intervin în studiul ... efectele termice atît asupra curentului ... perturbațiilor care depind de ... care sînt considerate și evaluate. ... au stat în atenția multor autori /... vitație și fierbere a fost tratată ... va particulariza o formulă ge... caracteristice care facilitează ... pat va cavita sau va fierbe.

Pentru soluționarea problemei ... teze simplificatorii referitoare la ... fost generate de nuclei prezenți în ... 2) mișcarea relativă între ... neglija ; 3) bulele sînt ... a nu se influența reciproc ... bulelor după ecuația Rayleigh-Plesset ... :

$$r\frac{d^2r}{dt^2}+\frac{3}{2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2=\frac{p_v(T_\infty)-p(t)}{\rho_L}\ \ldots \qquad (\ldots.1)$$

unde prin r - s-a notat ... bulei ... tatea lichidului ; S - ... sa cinematică.

Dacă se ... p(t), soluția acestei ... în timp r(t). Presiunea ... ...unea parțială ... vapo...

$p_{vap}(T_B)$ şi presiunea parţială a masei [illegible] în bulă p_G[illegible]. [illegible] mai presupune că masa de gaz din bulă [illegible] (constantă) la urmărirea fenomenului de cavitaţie [illegible] vaporilor [illegible] lui în bulă este mult mai mare. Se presupune [illegible] raza r_R din care se va dezvolta bula în echilibru [illegible] infinit amonte p_∞ astfel că :

$$(p_B)_{r_R} = p_\infty + \frac{2S}{r_R} \qquad [illegible].2)$$

In această zonă temperatura bulei [illegible] curentului de lichid T_∞ aşa încît presiunea [illegible] fi $p_{vap}(T_\infty)$ şi presiunea parţială a gazului [illegible] :

$$(p_G)_{r_R} = p_\infty + \frac{2S}{r_R} - p_{vap}(T_\infty) \qquad [illegible].3)$$

Obţinînd presiunea parţială a [illegible] temperatură din legea gazelor perfecte [illegible] (3.1) poate fi înlocuit cu :

$$p_B(T_B) - p(t) = -(p - p_\infty) - [p_\infty - p_{vap}(T_\infty)] [illegible] - p_{vap}(T_\infty)] + [p_\infty + \frac{2S}{r_R} - [illegible]] \qquad [illegible].4)$$

unde ultimul termen reprezintă presiunea [illegible]

Se consideră variaţii mici [illegible] dezvoltînd în serie Taylor reţinem numai [illegible] :

$$p_{vap}(T_B) - p_{vap}(T_\infty) = -\theta_B\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right) [illegible] \rho [illegible] \qquad [illegible].5)$$

unde $\theta_B = \frac{T_B - T_\infty}{T_\infty}$ şi α este căldura [illegible] densitatea vaporilor saturaţi ρ_{vap} [illegible]. Ultima relaţie rezultă din [illegible] feritelor modalităţi de adimensionali[illegible]

$$2 r_1 \frac{d^2 r_1}{dt_1^2} + 3\left(\frac{d r_1}{dt_1}\right)^2 + C_p(t) + \theta [illegible] \frac{1}{dt_1} + \frac{4}{r_1 [illegible]} = (\theta_B + 1) [illegible] \qquad [illegible]$$

în care v şi l sînt viteza şi lungimea [illegible]

$$r_1 = \frac{r}{l}\ ;\ t_1 = \frac{t\,v}{l}\ ;\ C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho_L v^2}\ ; [illegible]$$

$$\alpha' = \alpha \frac{\rho_{vap}}{[illegible]}\ ;\ \psi_{vap} [illegible]$$

Diferenţa între cavitaţie şi [illegible] /1o, 4o, 131/ rezidă în următoarele :

Cavitaţia în general apare la [illegible] lichidului unde creşterea bulelor este [illegible] lichidului şi nu de către difuzia termică. [illegible] bulei rămîne aproximativ constantă. [illegible] a coeficientului de presiune $C_p(t)$ [illegible] se poate descrie complet de cât [illegible] $\theta = 0$. La temperaturi mai ridicate [illegible] micşorată din cauza fluxului cu care [illegible] suprafaţa de separaţie în sensul vaporizării [illegible] de situaţie procesul se numeşte fierbere [illegible] cavitaţie. Desigur în fiecare lichid există [illegible] sub care bulă va creşte esenţial prin cavitaţie [illegible] va apare. La o analiză mai atentă a [illegible] necesară ecuaţia termodinamică a creşterii [illegible] gaz. Ecuaţia termodinamică a energiei [illegible] şi permite soluţia simultană a razei [illegible] θ_B [illegible] în timp. Ecuaţia energiei care soluţionarea [illegible] în lichid /131/ :

$$\frac{\partial T}{\partial t_1} + \frac{r^2}{Y^2}\frac{dr}{dt}\frac{\partial T}{\partial Y} = D(\frac{\partial^2}{\partial Y^2} \ldots) \qquad \ldots.7)$$

unde D - este coeficientul de difuzie [illegible] temperatura la un punct situat la raza [illegible]

Ecuaţia lui Fick pentru fluxul [illegible] este:

$$F_{T} = 4\pi r^2 k_L (\frac{\partial T}{\partial Y}) \qquad , \qquad \ldots.8)$$

în care k_L - este coeficientul de [illegible] lichidului.

Căldura absorbită de masa de [illegible] :

$$Q_G = \frac{4}{3}\pi r_N^3 \left[p_\infty - p_{vap}(T_\infty) + \frac{2S}{r_N}\right](\frac{1}{\gamma_G - 1} \ldots \frac{1}{T_\infty}) \qquad \ldots.9)$$

şi de către masa de vapori din bulă :

$$Q_{vap} = \frac{p_{vap}(T_B)}{T_B}\frac{4}{3}\pi r^3 (\frac{1}{\gamma_{vap}-1} \ldots) \hat{m}', \qquad \ldots.10)$$

unde cu γ - s-a notat exponentul politropic, $\hat{m}'$ - [illegible] de producere a vaporilor la suprafaţa de separaţie şi ρ_{vap} - densitatea vaporilor saturanţi. Masa vaporilor din bulă este $4\pi r^3 \rho_{vap}(T_B)/3$ sau :

$$\hat{m}' = \frac{4\pi r^3 \rho_{vap}(T_B)}{3}\left[\frac{3}{r}\frac{dr}{dt} + \left(\frac{1}{\rho_{vap}}\frac{d\rho_{vap}}{dT}\right)_{T=T_B}\frac{dT}{dt}\right] \qquad ([illegible].3.11)$$

Fluxul căldurii rămase să evaporeze lichidul este :

$$E_r - E_G - E_{vap}$$

Producţia masică de vapori la interfaţă va fi :

$$\hat{m}' = \frac{E_T - E_G - E_{vap}}{\alpha(T_B)} \qquad ([illegible].3.12)$$

Eliminînd din cele de mai sus $\hat{m}'$ şi cu relaţia de stare obţinem ecuaţia energiei :

$$\frac{dr}{dt}\left\{\alpha(T_B)\,\rho_{vap}(T_B) + \left(\frac{r_N}{r}\right)^3 \frac{T_B}{T_\infty}\left[p_\infty - p_{vap}(T_\infty) + \frac{2\sigma}{r}\right]\right\} +$$

$$+ \frac{r}{3T_B}\frac{dT_B}{dt}\left\{p_{vap}(T_B)\left(\frac{\alpha(T_B)\,\rho_{vap}(T_B)}{p_{vap}(T_B)} - 1\right)^2 +\right.$$

$$\left. + \frac{p_{vap}(T_B)}{\gamma_{vap}-1} + \left(\frac{r_N}{r}\right)^3 \frac{T_B}{T_\infty}\,\frac{\left[p_\infty - p_{vap}(T_\infty) + \frac{2\sigma}{r_N}\right]}{\gamma - 1}\right\}$$

$$= k_L\left(\frac{\partial T}{\partial Y}\right)_{Y=r} \qquad ([illegible].3.13)$$

Ecuaţia adimensională pentru [illegible] presupunînd efecte termice neglijabile $\theta_B \ll 1$ şi α, ρ_{vap}, p_{vap} [illegible] constanţi este :

$$\frac{dr_1}{dt_1}\left[\alpha\psi_{vap} + \left(\frac{r_{1N}}{r_1}\right)^3\left(\sigma + \frac{4}{r_{1N}We}\right)\right] + \frac{r_1}{3}\frac{d\theta}{dt}\left\{\psi_{vap}\left[(\alpha - 1)^2 +\right.\right.$$

$$\left.\left. + (\gamma_{vap} - 1)^{-1}\right] + \left(\frac{r_{1N}}{r_1}\right)^3(\gamma_G - 1)^{-1}\left(\sigma + \frac{4}{r_{1N}We}\right)\right\} =$$

$$= \frac{2k_L T_\infty}{\rho_L v^2}\left(\frac{\partial\theta}{\partial Y_1}\right)_{Y_1=r_1} \qquad ([illegible].3.14)$$

Forma adimensională a ecuaţiei ([illegible]) este :

$$\frac{\partial\theta}{\partial t_1}+\frac{r_1^2}{Y_1^2}\frac{dr_1}{dt_1}\frac{\partial\theta}{\partial Y_1}=\frac{D}{\ell v}\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial Y_1^2}+\frac{2}{Y}\frac{\partial\theta}{\partial [illegible]}\right) \qquad (2.3.3.15)$$

Pentru cercetarea dinamicii unui curent ce cavitează [illegible] fierbe se va proceda în mod similar cum s-a făcut în subcapit[illegible] precedente şi anume se va considera un curent [illegible] şi o pe[illegible] oscilatorie. Ambele părţi pot avea efecte [illegible] proprii, diferite. Deoarece soluţia completă a setului de ecuaţii (2.3.3.8), (2.3.3.14) şi (2.3.3.15) este prea complicată se va folosi o modalitate fenomenologică de soluţionare a problemei urmînd [illegible] Brennen în /12/. Se intenţionează a se st[illegible] curent [illegible] gravitaţional şi complezanţa sa cu efectele termice [illegible] complezanţe. Creşterea bulelor într-un curent mediu ce fierbe [illegible] cu mult mai lentă decît în cazul cavitaţiei astfel încît fierbe[illegible] poate calcula ca o primă aproximaţie a cavitaţiei pentru un curent mediu uniform. Dar pentru a şti în ce situaţie [illegible] se va stabili o formulă care să indice dacă [illegible] ie într-un fenomen dat.

Fierberea. Dacă se neglijează [illegible] ecuaţia (2.3.3.6) şi influenţa tensiunii su[illegible] fenomenul gazos atunci :

$$\theta_B=\frac{1}{\alpha\,\Psi_{vap}}\,[illegible]_p(t_{[illegible]}) \qquad [illegible].3.16)$$

Dacă stratul de difuzie [illegible] atunci o soluţie aproximativă locală [illegible] /20/ este :

$$\theta=A\,e^{\left[\frac{D}{v\ell}\varepsilon^2 t-\varepsilon(Y-[illegible])\right]} \qquad (2.3.3.17)$$

cu A şi ε – constante locale [illegible] ită :

$$\left(\frac{\partial\theta}{\partial Y_1}\right)_{Y_1=r_1}=-\sqrt{\frac{v\ell}{D}\,\theta_B\,\frac{d\theta}{dt_{[illegible]}}} \qquad [illegible].3.3.18)$$

Un studiu al proprietăţilor [illegible] arată că la temperaturi de fierbere [illegible] determinant din ecuaţia energiei este :

$$\alpha\,\Psi_{vap}\frac{dr_1}{dt_1}\cong\frac{2\,k_L\,T_\infty}{\rho_L\,v\,\ell}\left(\frac{\partial\theta}{\partial [illegible]}\right) \qquad [illegible].3.3.19)$$

Substituind θ_B din relaţia [illegible] (2.[illegible]) rezultă că :

$$\frac{dr_1}{dt_1} \cong - \frac{T_\infty c_{pL} \rho_L}{\alpha^2 \psi_{vap} p_{vap}} \sqrt{\frac{D}{lv} C_p \frac{dC_p}{dt_1}} \qquad (2.3.3.2o)$$

Condiţia de fierbere față de cavitaţie cere ca termenii inerţiali din (2.3.3.6) să fie mici în comparaţie cu coeficientul de presiune C_p. Deci o condiţie :

$$\left(\frac{dr_1}{dt_1}\right)^2 \ll C_p \qquad (2.3.3.21)$$

Comparînd cu (2.3.3.2o) rezultă o condiţie pentru $\frac{dC_p}{dt_1}$. Dar $\frac{dC_p}{dt_1}$ este de ordinul lui σ astfel că înlocuind aceasta în (2.3.2.2o) rezultă :

$$\sqrt{\frac{v^3 \sigma}{l}} \ll \frac{2 \mathcal{L}^2 \rho_{vap}^2}{D^{1/2} c_{pL} T_\infty \rho_L^2} = \Sigma(T) \qquad (2.3.3.22)$$

Această relaţie defineşte o temperatură [illegible] pentru un proces particular dat. Dacă [illegible] $\sqrt{\frac{v^3 \sigma}{l}}$ sînt mult mai mici decît proprietăţile termodinamice ale lichidului sau vaporilor $\Sigma(T)$ atunci va [illegible], [illegible] se va instala cavitaţia.

Valorile funcţiei $\Sigma(T)$ pentru apă, oxigen şi hidrogen sînt prezentate în fig.2.3.3.2. Pentru o [illegible] mai [illegible] s-a

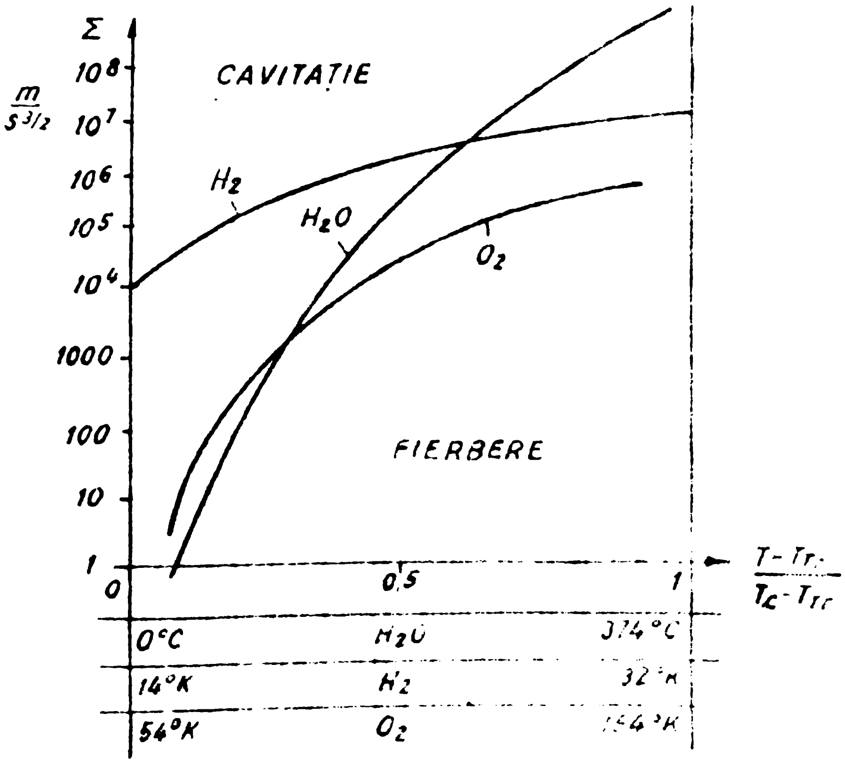


Fig. 233.2 Funcţie termodinamică Σ(T) după [40] pentru apă, oxigen şi hidrogen

introdus o temperatură adimensională relativă la punctul triplu T_{Tr} şi punctul critic T_c de temperatură.

De exemplu : pentru o viteză de v = 1oo m/s cu o [illegible] caracteristică de l = o,5 m cu coeficientul σ [illegible] o,1 [illegible] $\sqrt{\frac{v^3 \sigma}{l}} \cong 400$ $m/s^{3/2}$ şi oxigenul va cavita sub 1[illegible],5°C, hidrogenul va fierbe mereu şi apa va cavita sub 6o°C.

Această analiză este utilă mai ales pentru lichide deosebite de apă unde bunul simţ poate să înşele.

Pentru a studia răspunsul unui curent cavitaţional la perturbaţii impuse din exterior întîi trebuie soluţionată problema regimului staţionar mediu. In acest regim creşterea [illegible] bulei se poate obţine din ecuaţia (2.3.3.6) cu $\theta_L = 0$ prin aproximaţie numerică cu metoda Runge-Kutta utilizînd condiţiile iniţiale

$$r_1(o) = r_{1M} \quad \text{şi} \quad \left(\frac{dr_1}{dt_1}\right)_{t_1=o} \qquad (2.3.3.23)$$

S-a admis

$$We = 1o^8 \; ; \quad Re = 1o^7$$

şi

$$c_p(t_1) = 0 \qquad t_1 \leq 0 \quad \text{şi} \quad t_1 \geq 1 \qquad (2.3.3.24)$$

$$c_p(t_1) = \bar{c}_{pM} \sin^2 \pi t_1 \quad \text{cu} \quad \bar{c}_{pM} < [illegible] < t_1 < 1$$

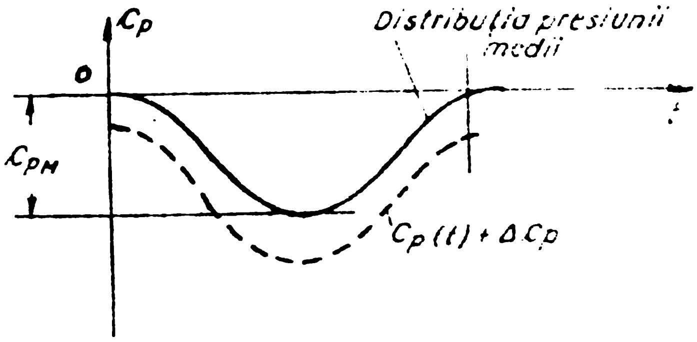


Fig. 233.3 Variaţia admisă a presiunii

Deşi printr-o analiză Fourier [illegible] lege de variaţie a presiunii în timp (de [illegible] -2oo [illegible] dată o astfel de încercare a autorului [illegible] pentru simplitate forma de mai sus în [illegible] rezultatele numerice obţinute indică o [illegible] $c_p(t_1)$ cît mai ales o influenţă a valorii [illegible] $|c_{pM}|$ [illegible] a lui σ asupra evoluţiei bulei. [illegible] $|c_{pM}|$ [illegible] σ [illegible] acelaşi ordin de mărime din ecuaţia lui [illegible] mari ale vitezei în zona considerată [illegible] $|c_{pM}|$ [illegible] deci variabila temporală se poate cu aproximaţie înlocui cu una spaţială x în măsura în care se discută de curentul principal.

Densitatea [illegible] a nucleelor în curent în banda de raze r_N şi $r_N + dr_N$ se notează cu $N^*(r_{1N})\, dr_N$ de bule pe unitatea de volum de lichid, unde $N^*(r_{1N})$ este densitatea de distribuţie numerică a bulelor. Se presupune că nu se creează sau distrug bule. Volumul total al bulelor pe unitatea de secţiune transversală a curentului înmulţită cu lungimea $l\, dx$ (în loc de $l\, dt$) de traiectorie va fi :

$$\int_{r_{1N}} \frac{4\pi}{3} N(r_{1N}) \left[r_o(x) \right]^3 l\, dx\, dr_1 \qquad (2.3.3.25)$$

unde $N(r_{1N}) = N^* l^4$ este densitatea de distribuţie adimensională.

Se va releva importanţa densităţii de distribuţie în analiza ce urmează. Datele experimentale sînt sărace cu privire la forma acestei distribuţii. Totuşi lucrările lui /4, 7?, 10?/ [illegible] o apreciere chiar dacă nu se referă la intrarea în turbopompe. [illegible] apreciază că la intrarea în pompele din circuitul [illegible] un număr de bule să fie mai mare decît la apa [illegible] [illegible] staţiunile de încercare a pompelor.

Complezanţa definită în cap. 2.[illegible] [illegible] unui model de spectru de bule într-o analiză [illegible]. [illegible] o perturbaţie a curentului principal [illegible] prin $c_p(x)$ şi $r_o(x)$ de o frecvenţă atît de scăzută, ω, [illegible] este ea însăşi o soluţie a ecuaţiei curentului principal. [illegible] perturbaţia se consideră a fi o mică modificare [illegible], Δc_p aşa precum se vede în fig.2.3.[illegible] :

$$c_p^*(x) = c_p(x) + \Delta c_p \qquad (2.3.3.26)$$

Curentul afluent realizează de [illegible] şi de aici nucleele corespunzătoare se vor [illegible] la r_{1N}. Dar cantitatea de gaz în aceste nuclee [illegible] va fi aceeaşi precum în cele originale atunci din ec. (2.3.3.[illegible]), cu condiţiile amonte şi legea gazelor perfecte rezultă :

$$\left(\frac{r_{1N}^*}{r_{1N}}\right)^3 = \frac{\sigma + 4/We\; r_{1N}}{\sigma + \Delta c_p + 4/We\; r_{1N}^*} \qquad (2.3.3.27)$$

Dacă perturbaţia este mică [illegible] ecuaţii pentru r_{1N}^* este :

$$\frac{r_{1N}^*}{r_{1N}} \cong 1 - \frac{\Delta c_p}{3\sigma + 12/We\; r_{1N}^* + \Delta c_p} \qquad (2.3.3.28)$$

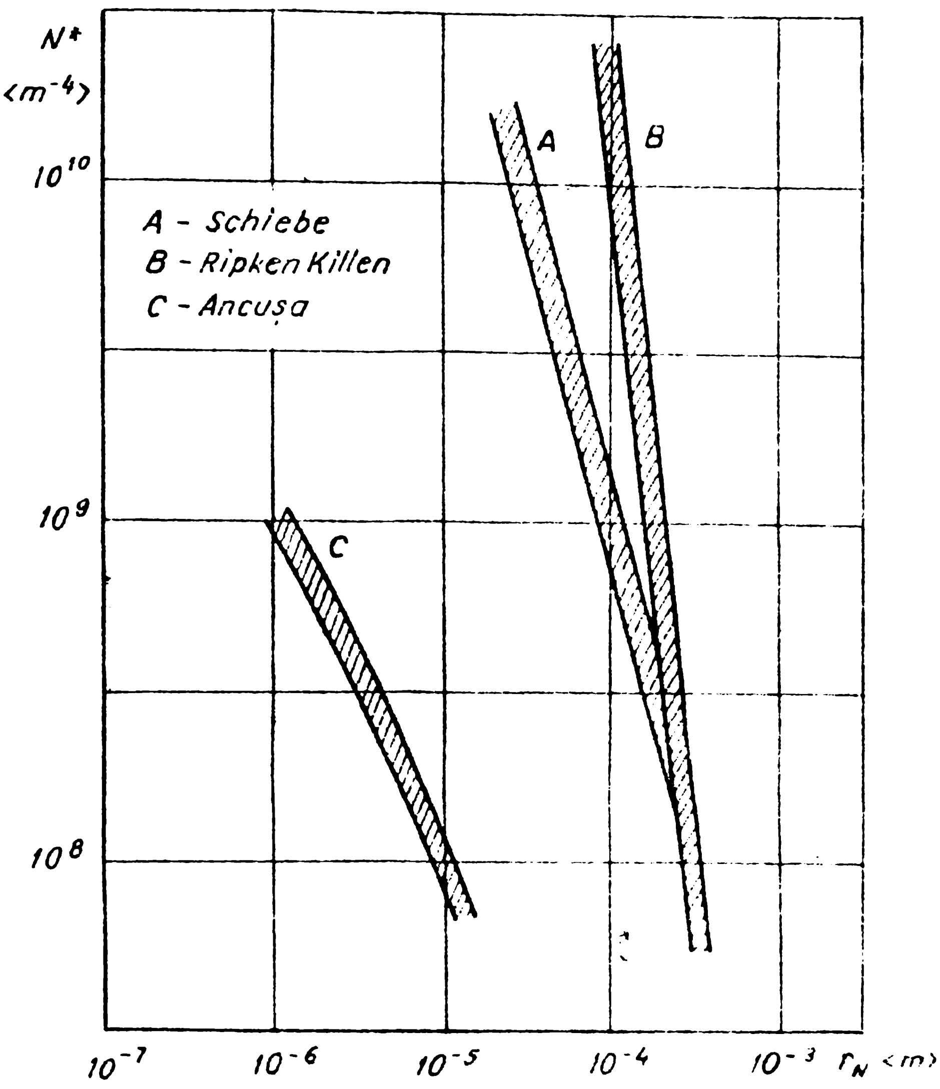


Fig. 233.4 Rezultatele experimentale şi evaluări teoretice a funcţiei de densitate de distribuţie numerică a bulelor după [100] [4] [105]

Inseamnă că mişcarea bulei în [illegible] dată de soluţia ecuaţiei (2.3.3.6), cu ϑ [illegible] r_1 înlocuit cu r_{1N}^*, cu σ înlocuit cu $\sigma + \Delta c_p$ şi $c_p(t)$ rămînînd la fel. Volumul total al bulelor într-un element de volum [illegible] de (2.3.3.25) cu $r_1(x)$ înlocuit cu $r_1^*(x)$. Atunci [illegible] volumului unitar cu presiunea se calculează din (2.3.3.2?) şi (2.3.2.84) şi complezanţa adimensională este dată de :

$$C_1(x) = -\frac{4\pi}{3\,\Delta c_p}\left\{\left[r_1(x)\right]^3 - \left[r_1^*(x)\right]^3\right\} \qquad (2.3.3.29)$$

complezanţa totală fiind :

$$C_t = \int C_1(x)\,dx \qquad (2.3.3.30)$$

respectiv

$$C_3 = \int C_t(r_{1N})\,f(r_{1N})\,dr_{1N} \qquad (2.3.3.31)$$

Fiindcă unele rezultate se vor [illegible] în complezanţe locale unitare C_1 sau complezanţe pe unitatea de densitate numerică a bulelor C_t s-au dat rel. (2.3.3.29) şi (2.3.3.30). Unele compromisuri trebuie făcute privind limitele de integrare a rel. (2.3.3.30). Este adevărat că nucleii existenţi în curent înainte de $x = 0$, $t = 0$ au o oarecare complezanţă ca şi bulele ce rămîn în curent aval de regiunea de presiune scăzută, de interes pentru noi. Oricum din cauza valorii scăzute a complezanţei în aceste zone le neglijăm şi integrăm de la $x = 0$, $t = 0$ la unul din minimele ce apar în procesul imploziei bulelor /138/. Valorile calculate pentru complezanţa unitară totală C_t pînă la prima şi respectiv a doua implozie a bulelor este redată în fig. 2.3.3.5 pentru diferite valori ale razei nucleului r_{1N} şi coeficientului de cavitaţie σ. Contribuţia substanţială la integrare provine din zona de dimensiuni maxime ale bulei şi se observă că, completarea prin perioada a doua de evoluţie a bulei aduce o pondere redusă în valoarea lui C_t.

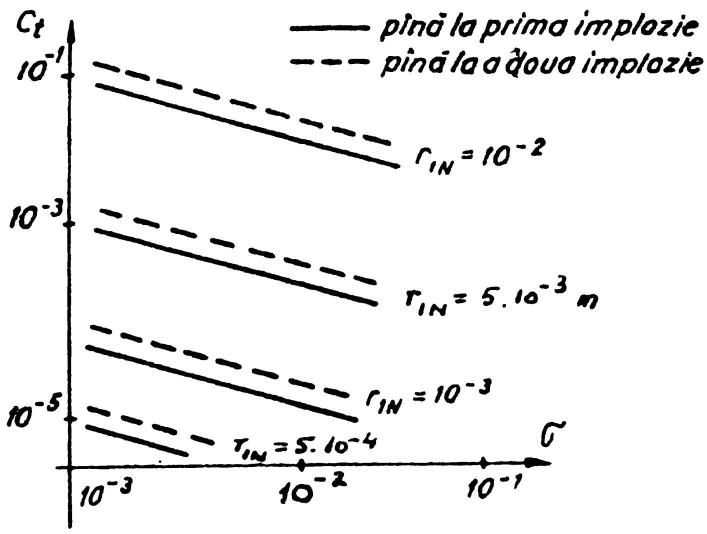


Fig. 233.5 Valorile cuasistatice ale complezanţei unitare totale după [12]

Din fig.2.3.3.5 se poate deduce legea empirică

$$C_t \cong 10^3\, r_{1N}^2/\sqrt{\sigma} \qquad (2.3.3.32)$$

Pentru funcţia de distribuţie a densităţii numerice bulelor din fig.2.3.3.4 se poate exprima aproximativ

$$N(r_{1N}) = 10^{-7}(r_{1N})^{-4} \quad \text{pentru} \quad r_N \geq 3.10^{-5}\ \text{m}, \qquad (2.3.3.33)$$

unde s-au neglijat bulele sub 3.10^{-5} m.

Luînd valoarea tipică pentru lungimi $l = 0,3$ m complezanţa totală din (2.3.3.31), (2.3.3.32) şi (2.3.3.33) este :

$$C_B \cong \sigma^{-1/2} \qquad (2.3.3.34)$$

Se observă ca un dezavantaj al tratării de față că nu introduce dependența lungimii caracteristice de mărimile hidrodinamice ale curentului și geometrice ale pompei (unghi de incidență, coeficient de cavitație etc.).

Comparațiile teoretice și experimentale realizate de Brennen /40/ arată același ordin de mărime al complezanței cu abateri datorate probabil aproximărilor făcute (mai ales absența unei curbe a distribuției densității numerice a bulelor) și unor elemente neadecvate în măsurătorile experimentale. (fig. 2.3.3.6.)

Peste o anumită limită a frecvenței de pulsație a perturbației (nedeterminată încă actualmente) efectele dinamice nu se mai pot neglija și analiza dinamică linearizată se impune. Bulele individuale în mișcarea lor de-a lungul traectoriei vor fi supuse unei variații de presiune de forma :

$$C_p(x_1) = \bar{C}_p(x_1) + \Delta C_p\, e^{i\omega t_1} \qquad (2.3.3.35)$$

Se consideră amplitudinea fluctuațiilor de presiune ΔC_p o constantă reală suficient de mică pentru ca aproximația lineară să fie valabilă și atunci mișcarea rezultantă a bulei va fi de forma

$$r_1(x_1) = \bar{r}_1(x_1) + \Delta r_1(x_1)\, e^{i\omega t_1} \qquad (2.3.3.36)$$

unde desigur Δr_1 reprezintă fluctuațiile radiale ale bulei la o anumită poziție de-a lungul traectoriei. Oricum fluctuațiile în rază și presiune ~~văzute~~ la o bulă individuală vor fi date de formulele (2.3.3.35) și (2.3.3.36) cu x_1 înlocuit de t_1. Substituind în (2.3.3.6) cu $\theta_B \cong 0$ și extrăgînd identitatea mișcării medii, neglijînd termenii cuadratici se ajunge la următoarea relație între Δr_1 și ΔC_p :

$$\frac{d^2 \Delta r_1}{dx_1^2} + \frac{d\,\Delta r_1}{dx_1}\left(2\,i\omega + \frac{3}{\bar{r}_1}\frac{d\bar{r}_1}{dx_1} + \frac{4}{Re\,\bar{r}_1^2}\right) + \Delta r_1\left[\frac{1}{\bar{r}_1}\frac{d^2\bar{r}_1}{dx_1^2} - \omega^2 + \right.$$

$$+ \frac{3\, r_{1N}^2\left(r_{1N}\,\sigma + \frac{4}{We}\right)}{2\,\bar{r}_1^5} - \frac{2}{\bar{r}_1^3\, We} + 3\,i\omega\frac{1}{\bar{r}_1}\frac{d\bar{r}_1}{dx_1} +$$

$$\left. + \frac{4}{Re\,\bar{r}_1^2}\left(i\,\omega - \frac{1}{\bar{r}_1}\frac{d\,\bar{r}_1}{dx_1}\right)\right] = -\frac{\Delta C_p}{2\,\bar{r}_1} \qquad (2.3.3.37)$$

Această ecuație diferențială de ordinul doi are coeficienții funcții cunoscute de x_1 îndată ce mișcarea medie a razei bulei s-a determinat. Soluții pentru $\frac{\Delta r_1}{\Delta C_p}$ se pot obține cu metoda Runge-Kutta.

Dacă complezanța dată de rel. (2.3.3.29) este linearizată în mod similar se remarcă proporționalitatea între complezanța unitară locală și $\frac{\Delta r_1}{\Delta C_p}$;

$$C_l = -4\pi r_0^2 \frac{\Delta r_1}{\Delta C_p} \qquad (2.3.3.38)$$

Aceasta se integrează ușor în scopul determinării complezanței unitare totale. $\frac{\Delta r_1}{\Delta C_p}$ și C_l - sînt numere complexe. Soluția limită a ecuației (2.3.3.37) pentru frecvențe ridicate se datorește termenului $\omega^2 \cdot \Delta r_1$ care crește odată cu frecvența de pulsație $\omega \to \infty$ astfel încît :

$$\frac{\Delta r_1}{\Delta C_p} \to \frac{1}{2\,\bar{r}_1\,\omega^2} \quad \text{și} \quad C_l \to -\frac{2\pi \bar{r}}{\omega^2} \qquad (2.3.3.39)$$

Din această relație se conchide că odată cu creșterea frecvenței de pulsație a perturbației : 1) Partea reală a complezanțelor totale C_t și C_B, va devia de la o valoare inițială pozitivă cuasistatică la valori negative care apoi vor tinde la zero la frecvențe foarte mari. 2) Partea imaginară se va apropia de zero la ambele limite superioare și inferioară cu un extrem (probabil minim) pentru frecvențe intermediare.

Exemplele de calcul prezentate în /39/ care sînt redate aici oferă în raport cu poziția sau timpul adimensional x_1 respectiv t_1 pentru diferite frecvențe reduse, dimensiuni de nuclei și coeficienți de cavitație în fig.2.3.3.7 și fig.2.3.3.8. Acestea au fost integrate pentru a obține complezanța unitară totală C_t pînă la primul minim (implozie) și valorile se prezintă în fig.2.3.3.9 și fig.2.3.3.10 ca o funcție de frecvență pentru cîteva valori parametrice ale dimensiunilor nucleilor și coeficienților de cavitație. De asemenea se arată frecvențele naturale ale nucleilor inițiali date de relația :

$$\omega_N = \frac{1}{r_{1N}}\left[\frac{3\sigma}{2} + \frac{4}{We\; r_{1N}} - 2\left(\frac{2}{r_{1N}\,Re}\right)^2\right]^{1/2} \qquad (2.3.3.40)$$

Această valoare se poate deduce din (2.3.3.37) punînd condiția unui curent de presiune uniformă :

$$\bar{r}_1 = \bar{r}_{1N} \; ; \; \frac{d\bar{r}_1}{dx_1} = \frac{d^2\bar{r}_1}{dx_1^2} = 0 \quad \text{și} \quad \frac{d(\Delta r_1)}{dx_1} = \frac{d^2(\Delta r_1)}{dx_1^2} = 0$$

astfel încît rămîne :

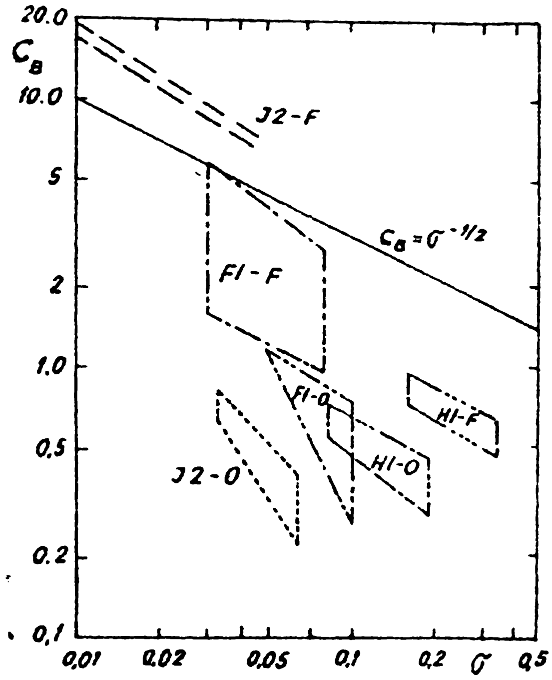


Fig. 233.6 Comparația între dependența teoretică propusă și rezultatele experimentale asupra unor pompe cu privire la complezanța totală a bulelor C_B în funcție de coeficientul de cavitație σ

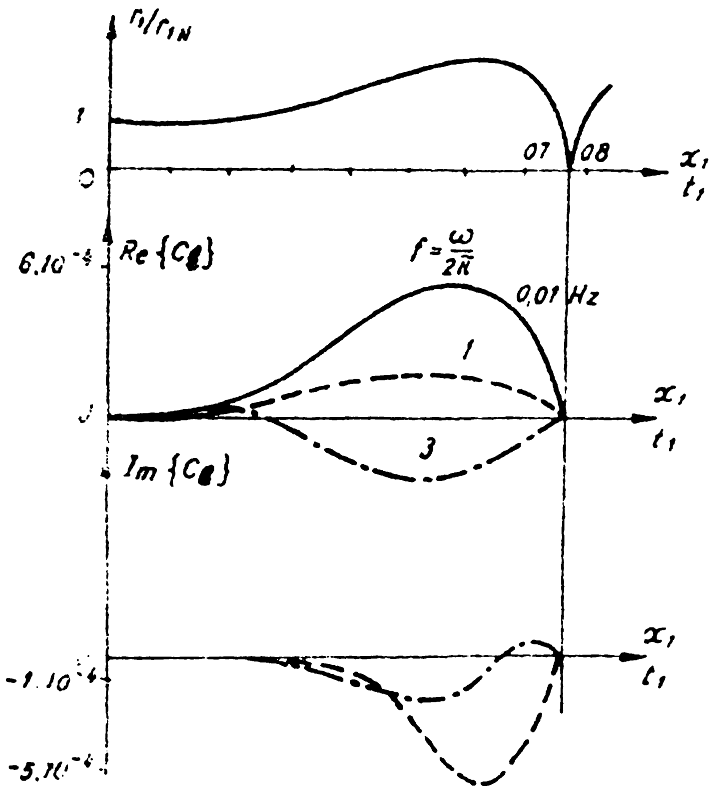


Fig. 233.7 Valoarea complezanței locale unitare până la prima implozie a bulei cu $r_{1N} = 10^{-3}$ și $\sigma = 0{,}01$ pentru diferite frecvențe de pulsație a perturbației.

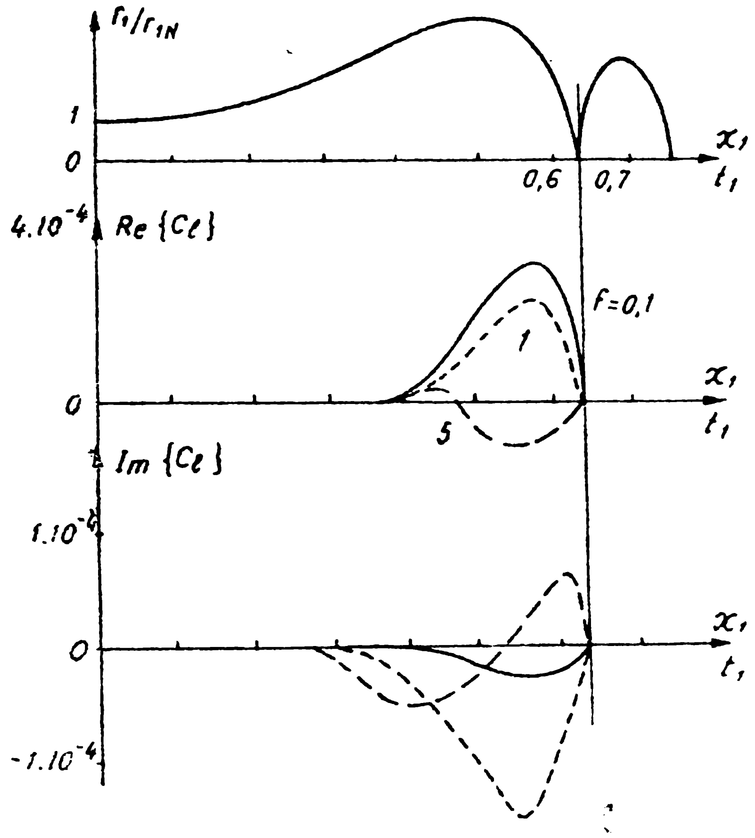


Fig. 233.8 Valoarea complezanței locale pînă la prima implozie a bulei cu $r_{1N} = 10^{-3}$ și $\sigma = 0{,}1$ pentru diferite frecvențe de pulsație a perturbației.

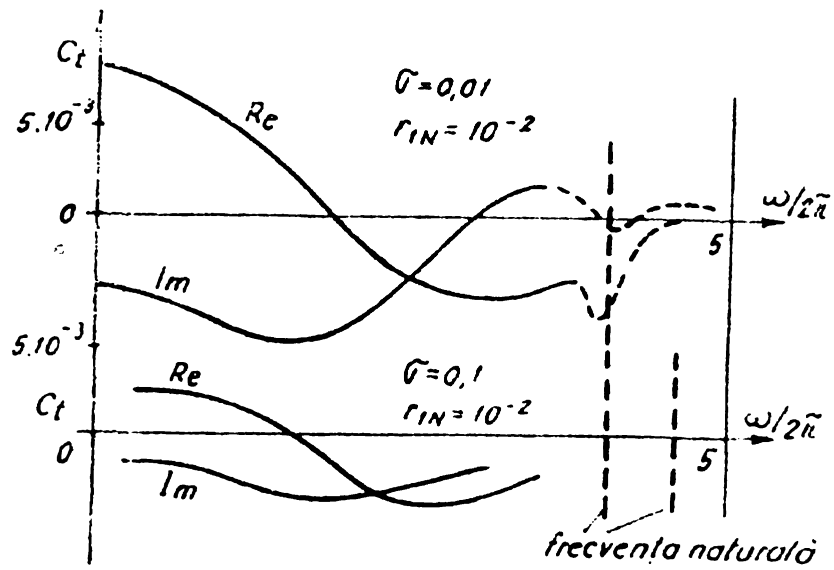


Fig. 233.9 Dependența de frecvență a complezanței unitare totale.

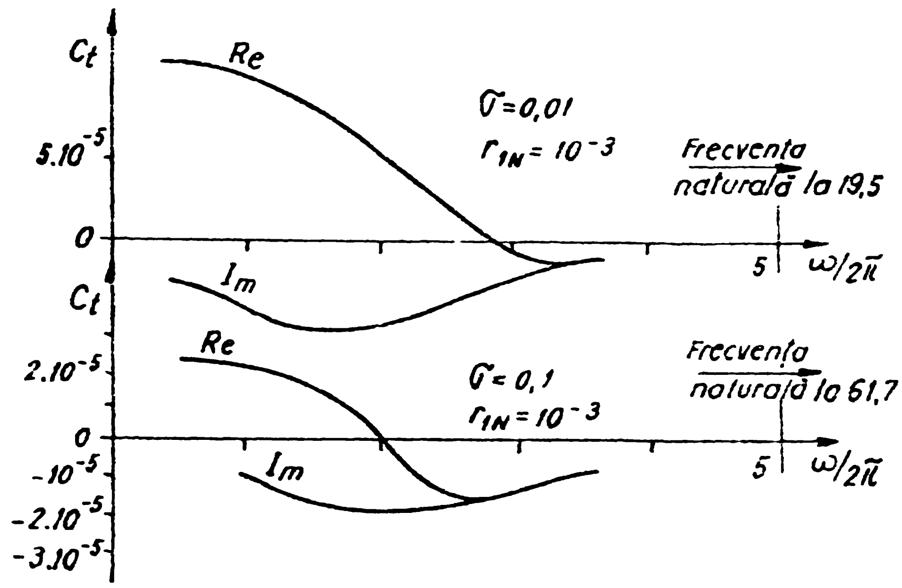


Fig. 233.10 Dependența de frecvență a complezanței unitare totale.

$$\frac{\Delta r_1}{\Delta C_p} = \left[2\, r_{1N} \left(\omega^2 - \frac{4}{r_{1N}^3\, We} - \frac{3\,\sigma}{2\, r_{1N}^2} - \frac{4i\,\omega}{r_{1N}^2\, Re} \right) \right]^{-1} \qquad (2.3.3.41)$$

Calculul acestor frecvențe de rezonanță pentru valorile uzuale ale nucleilor de cavitație a arătat că rezonanță nu prezintă aici deoarece la turbopompe frecvențele sînt în mod uzual între $\omega = 10^{-2}$ și 1 sub frecvențele de rezonanță ale bulelor în mod obișnuit. Din fig. 2.3.3.9 și 2.3.3.10 se observă că mărimea complezanței scade față de valoarea cuasistatică odată cu creșterea frecvenței. Aceasta nu este confirmată și de rezultatele experimentale din cap.4. (fig.4.2.51; 4.2.55; 4.2.59)

Pe baza ecuațiilor stabilite și enunțate în acest capitol se poate trece la calculul efectelor termice asupra complezanței cavitaționale în varianta modelului dinamic. Teoretic și practic s-a constatat o influență redusă și în general în sensul scăderii valorii complezanței.

Calculul complezanței unui curent de bule se poate face pornind de la ecuația stabilită de autor în lucrarea /20/ luînd în considerare analiza cuasistati[redacted]că și linearizată dinamică și se obțin în mod similar valorile complezanței.

Calculele efectuate referitor la răspunsul dinamic a unui curent de lichid cu un larg spectru de bule, în domeniu cavitațional, în prezența unei perturbații armonice de presiune au arătat că în ambele analize (cea cuasistatică și cea dinamică) complezanța cavitațională a curentului se poate obține. Cercetările efectuate sugerează că este posibilă o reducere a valorilor teoretice din cauza

1) restricţiilor de ordin termic în ceea ce priveşte creşterea medie a bulei în timpul trecerii prin regiunea de presiune scăzută ; 2) frecvenţelor mai ridicate care nu au fost luate în considerare în calcule ; 3) efectelor termice auxiliare ale mişcării oscilatorii ale bulei.

Rezultatele analizei în regimuri dinamice nestaţionare se vor extinde în continuare pentru un model simplificat de inductor axial al unei pompe centrifuge sau pentru un rotor de pompă axială. Modelarea este destul de grosieră însă permite obţinerea funcţiilor de transfer în regimuri cavitaţionale ale maşinii.

Consecinţele dinamice ale unui curent hidrodinamic cu un spectru larg de bule ce trec prin canalele dintre două palete a unui rotor de pompă axială sau un regim bifazic între paletele unui inductor axial al unei pompe centrifuge sînt deosebit de interesante. Se presupune absenţa componentei radiale şi curentul din reţeaua de profile de grosime constantă este indicat în fig. 2.3.3.11.

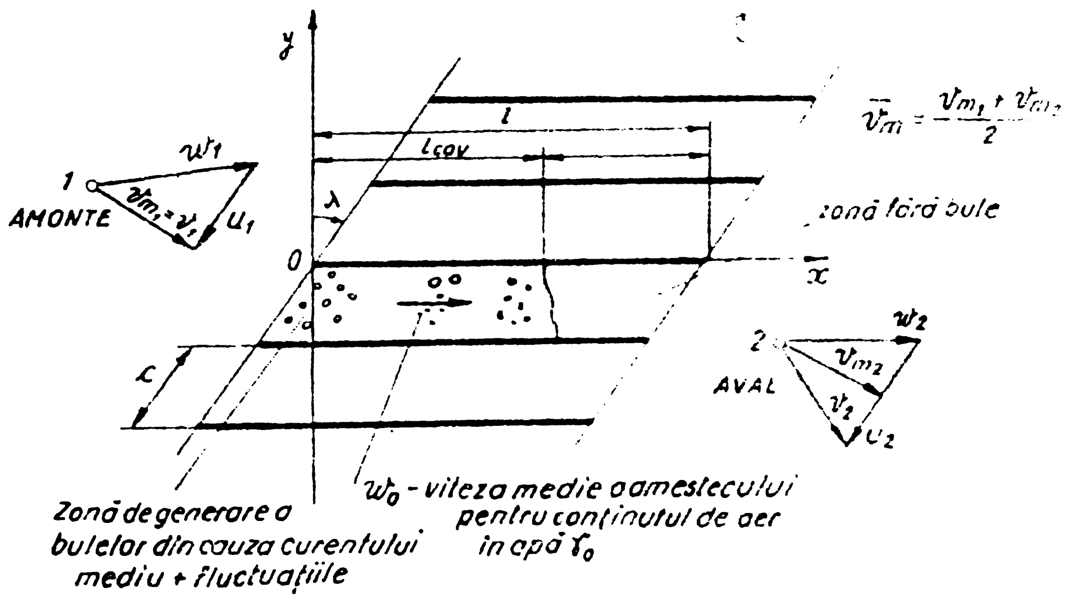


Fig. 233.11 Reprezentarea schematică a reţelei utilizate pentru modelul spectrului de bule, la curgere prin turbomaşini, în regim cavitaţional.

Se presupune o viteză amonte de rotor pur axială $\vec{v}_1 = \vec{v}_{m\,1}$ şi de asemenea $\vec{u}_1 = \vec{u}_2 = \vec{u} =$ const dar $\vec{w}_1$ şi $\vec{v}_{m\,1}$ au o componentă medie şi o fluctuaţie $\vec{w}_1 = \bar{\vec{w}}_1 + \tilde{\vec{w}}_1$; $\vec{v}_{m\,1} = \bar{\vec{v}}_{m\,1} + \tilde{\vec{v}}_{m\,1}$.

Răspunsul dinamic al unui curent de bule cavitaţionale într-o reţea de profile este mai complicat chiar pentru un model mai grosolan al curgerii dar care permite o analiză în regimuri nepermanente şi tranzitorii.

Variaţia parametrilor curentului în secţiunea transversală a unui canal rotoric se va neglija astfel încît de fapt se va considera o analiză monodimensională şi mărimile implicate se vor modifica numai de-a lungul axei x conform fig.2.3.3.11. Punctul la care bulele se sparg se va nota cu l_{cav} şi mai jos de acest punct se va considera că acest canal rotoric conţine numai lichid ieşirea din rotor fiind situată la $x = l > l_{cav}$.

Volumul bulelor în canalele rotorice în orice regim cavitaţional staţionar este în primul rînd o funcţie de coeficientul de cavitaţie σ şi de unghiul de incidenţă i. Deşi în practică există efecte datorate numărului Reynolds, numărului Weber şi de asemenea efecte termice cît şi datorate geometriei profilelor ce formează un canal, în analiza ce va urma, toate acestea se vor neglija. Se va aprecia o medie spaţialo-temporală a conţinutului volumic a fazei gazoase sau vapori în regiunea $0 < x < l_{cav}$ la valoarea γ_0 şi se va considera că nu apare o alunecare între cele două faze lichidă şi gazoasă/vapori în această regiune.

Deşi grosimea paletelor se va neglija efectul lor se poate cu uşurinţă introduce şi rezultă din ecuaţia de continuitate că viteza medie în canalul rotoric este

$$\bar{w}_0 = \frac{\bar{v}_m}{(1 - \gamma_0)\cos\lambda} \quad \text{în zona} \quad 0 < x < l_{cav}$$

şi

$$\frac{\bar{v}_m}{\cos\lambda} \quad \text{în zona} \quad l_{cav} < x < l \qquad (2.3.3.42)$$

Pentru calcule este necesar a cunoaşte valori ale lui γ_0. Desigur γ_0 creşte cu scăderea valorii lui σ. In afara observaţiilor directe care sînt dificil de realizat şi măsurat sau evaluat în ceea ce priveşte valoarea lui γ_0 se oferă o modalitate de determinare efectivă a acestei valori în lucrarea lui Acosta /[illegible]/. In această lucrare s-a arătat de asemenea că pierderile adiţionale de înălţime de pompare în turbopompele axiale funcţionînd în cavitaţie se pot atribui în mare măsură absenţei unui recuperator eficient de presiune în curentul hidrodinamic în apropierea regiunii unde bulele cavitaţionale se sparg (implodează).

Cu alte cuvinte datorită amestecului în această regiune se disipează orice creştere a presiunii posibilă datorită reducerii vitezei de la $\frac{\bar{v}_m}{(1-\gamma_0)\cos\lambda}$ la $\frac{\bar{v}_m}{\cos\lambda}$. Dacă se defineşte coeficientul de înălţime de pompare (sarcină) prin $\gamma_{tt} = \frac{\Delta p}{\rho\, u_2^2}$ atunci reducerea acestei valori asociată cu cavitaţia va fi de ordinul :

$$\Delta\Psi_{st} = \frac{\gamma_0\,(2 - \gamma_0)}{2(1 - \gamma_0)^2 \cos^2\lambda} \left(\frac{\bar{v}_m}{u_M}\right)^2 \qquad (2.3.3.43)$$

Cunoscînd aceste relaţii funcţionale $\Delta\Psi_{st}(\gamma_0, \frac{v_m}{u_{r1}})$ şi dîndu-se performanţele cavitaţionale ale unui inductor în forma $\Delta\Psi_{st}(\sigma, \frac{v_m}{u_M})$ se poate deduce o estimare grosieră a relaţiei dintre cantitatea de vapori din apă γ_0 şi coeficientul de cavitaţie σ. Odată cu oscilaţia curentului amonte se produce o variaţie a unghiului de incidenţă i. Aceasta va realiza o fluctuaţie în numărul şi volumul bulelor generate la muchia de atac în unitatea de timp. Mai mult chiar se va presupune că această neomogeneitate în fracţiunea volumică de vapori sau densitatea amestecului va fi transportată prin canalele rotorice cu viteza amestecului w_0. Aceasta conduce la un termen fluctuant de forma

$$\underline{\Delta\gamma_0}\, e^{i\omega t - i\omega \frac{x}{w_0}}$$

în fracţiunea de vapori sau de forma

$$-\rho_l\, \underline{\Delta\gamma_0}\, e^{i\omega t - i\omega \frac{x}{w_0}}$$

în densitatea amestecului în canalele rotorice la momentul t. Se va presupune că amplitudinea $\underline{\Delta\gamma_0}$ este proporţională cu amplitudinea fluctuaţiilor unghiului de incidenţă şi de aceea proporţională cu amplitudinea fluctuaţiilor debitului masic la intrarea în rotor $\underline{\Delta m_1}$. Deci

$$\underline{\Delta\gamma_0} = -B^{*}\cdot \underline{\Delta m_1} \qquad (2.3.3.44)$$

Se va demonstra că factorul de proporţionalitate B^{*} este analog în efectul său dinamic cu factorul de amplificare a debitului masic.

In regiunea $0 < x < l_{cav}$ a canalului paletelor, presiunea p(x), densitatea amestecului $\rho(x)$, fracţiunea volumică de cavitaţie $\gamma(x)$ şi viteza amestecului w_0 se descompun în partea medie şi partea fluctuantă precum urmează :

$$p(x) = \bar{p} + \underline{\Delta p}(x) e^{i\omega t} \qquad \rho(x) = \bar{\rho} + \underline{\Delta\rho}\, e^{i\omega t}$$

$$\gamma_0(x) = \gamma_0 + \underline{\Delta\gamma_0}(x) e^{i\omega t} \qquad w_0(x) = \bar{w}_0 + \underline{\Delta w_0}\, e^{i\omega t} \qquad (2.3.3.45)$$

unde se presupune că $\bar{p}$, $\bar{\rho} = \rho_l(1 - \gamma_0)$, $\bar{\gamma}_0$ şi $\bar{w}_0$ se presupun a fi independente de x. Densitatea locală a amestecului $\underline{\Delta\rho}(x) = -\rho_l\, \underline{\Delta\gamma_0}$ sau a fracţiunii ocupate de vapori va fi de asemenea o funcţie de presiunea locală $\underline{\Delta p}(x)$. Pentru a reprezenta aceasta este necesar :

cunoaşterea compresibilităţii amestecului K^* care se va presupune uniformă. Măsurarea acestei valori în fenomene nestaţionare bifazice în alt context şi anume, simularea loviturii de berbec în instalaţii hidroenergetice, a făcut obiectul unor cercetări a autorului lucrării de faţă /24/. Revenind, dacă această fluctuaţie împreună cu presiunea este suprapusă peste neomogeneitatea descrisă mai înainte, atunci densitatea amestecului este dată de :

$$\underline{\Delta\rho}(x) = \rho_\ell \; B^* \underline{\Delta m_1} \; e^{-i\omega \frac{x}{v_m}} + K^* \underline{\Delta p}(x) \qquad (2.3.3.46)$$

Dacă aria transversală a canalului paletelor rotorului pompei A_p este constantă atunci debitul masic mediu al lichidului este $\bar{\rho}\; w_o\; A_p$ şi debitul masic fluctuant al lichidului este

$$A_p\left[\bar{\rho}\,\underline{\Delta w_o}(x) + \bar{w}_o \;\underline{\Delta\rho}(x)\right].$$

Este convenabil în scopul analizei dinamice a canalelor paletelor de a defini o fluctuaţie adimensională a amplitudinii debitului masic $\underline{\Delta m}^*$ ca o parte a debitului masic mediu (aceasta va diferi cu un factor de forma $\frac{\bar{v}_m}{u_M}$ de debitele masice adimensionale $\underline{\Delta m_1}$ şi $\underline{\Delta m_2}$)

$$\underline{\Delta m}^*(x) = \frac{\underline{\Delta w_o}(x)}{\bar{w}_o} + \frac{B}{1-\gamma}\; \underline{\Delta m_1}\; e^{-i\omega \frac{x}{\bar{w}_o}} + \frac{K^*}{\bar{\rho}}\; \underline{\Delta p}(x) \qquad (2.3.3.47)$$

Din condiţii de continuitate valorile lui $\underline{\Delta m}^*(x)$ la $x = 0$ şi $x = \ell_c$ trebuie să fie egale cu amplitudinea fluctuaţiilor debitului masic mult amonte şi aval de pompă, respectiv :

$$\underline{\Delta m}^*(o) = \frac{\underline{\Delta m_1}\; u_M}{\bar{v}_m} \;;\quad \underline{\Delta m}^*(\ell_{cav}) = \underline{\Delta m}^*(\ell) = \frac{\underline{\Delta m_2}\; u_M}{\bar{v}_m} \qquad (2.3.3.48)$$

Dinamica canalelor paletelor rotorice va fi dedusă din relaţiile care derivă din ecuaţia de continuitate şi de mişcare. In măsura în care aria transversală a rotorului este constantă ecuaţia de continuitate se poate scrie :

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho\; w_o) = 0\,, \qquad (2.3.3.49)$$

sau în termenii de fluctuaţie definiţi la (2.3.3.45) :

$$i\omega\,\underline{\Delta\rho} + \bar{\rho}\,\frac{\partial\underline{\Delta w_o}}{\partial x} + \bar{w}_o\,\frac{\partial\underline{\Delta\rho}}{\partial x} = 0\,. \qquad (2.3.3.50)$$

Ecuaţia de mişcare pentru aceleaşi fluctuaţii se prezintă în forma :

$$\frac{\partial \underline{\Delta p}}{\partial x} + i\,\omega\,\bar{\varrho}\,\underline{\Delta w_o} + \bar{\varrho}\,\bar{w}_o\,\frac{\partial \underline{\Delta w_o}}{\partial x} = -\,\varrho_L\,\bar{w}_o\,f^*\,\underline{\Delta w_o} \qquad (2.3.3.51)$$

unde s-a introdus un termen caracteristic de frecare pentru a lua în considerare şi simula rezistenţa de frecare la curgerea prin paletele rotorului, unde $f^* = \frac{f}{R_h}$ adică coeficientul de pierderi hidraulice distribuite f raportat la raza hidraulică R_h. Substituind (2.3.3.46) în (2.3.3.50) se obţine :

$$i\,\omega\,K^*\underline{\Delta p} + \bar{w}_o\,K^*\,\frac{\partial \underline{\Delta p}}{\partial x} + \bar{\varrho}\,\frac{\partial \underline{\Delta w_o}}{\partial x} = 0 \qquad (2.3.3.52)$$

Soluţia sistemului (2.3.3.51) şi (2.3.3.52) în raport cu $\underline{\Delta p}(x)$ şi $\underline{\Delta w_o}(x)$ este :

$$\underline{\Delta p}(x) = \bar{\varrho}\,\bar{w}_o^2\left[\xi_1\,G\,e^{\eta_1\frac{x}{l_{cav}}} + \xi_2\,I\,e^{\eta_2\frac{x}{l_{cav}}}\right] \qquad (2.3.3.53)$$

$$\underline{\Delta m}^*(x) = G\,e^{\eta_1\frac{x}{l_{cav}}} + I\,e^{\eta_2\frac{x}{l_{cav}}} + B\,\underline{\Delta m}^*(o)\,e^{-i\omega\frac{x}{\bar{w}_o}} \qquad (2.3.3.54)$$

unde

$$B = \frac{B^*}{1-\gamma_o}\;\frac{\bar{v}_m}{u_M}$$

şi s-au folosit rel. (2.3.3.47) şi (2.3.3.48). Aici G şi I sînt constante, iar η_1 şi η_2 sînt soluţii a ecuaţiei de dispersie :

$$\eta^2 = K\,\frac{\bar{v}_m}{u_M}\,\varepsilon\left(\eta + i\,\omega\,\frac{l_{cav}}{\bar{w}_o}\right)\left[\eta + i\,\omega\,\frac{l_{cav}}{\bar{w}_o} + \varepsilon\,l_{cav}(1-\gamma_o)\right] \qquad (2.3.3.55)$$

unde s-a notat cu $K = K^* u_M^2$ şi $\varepsilon = \frac{\bar{v}_m}{u_M(1-\gamma_o)^2\cos^2\lambda}$ şi în (2.3.3.53)

$$\xi_{1,2} = \frac{i}{\omega\,l_{cav}\,K^*\,\bar{w}_o}\;\eta_{1,2} \qquad (2.3.3.56)$$

Urmează din (2.3.3.53) şi (2.3.3.54) că presiunile şi debitele masice parţiale la limita zonei de cavitaţie cu spectru larg de bule este corelată :

$$\left\|\begin{matrix}\underline{\Delta p}(l_{cav}) - \underline{\Delta p}(o)\\ \underline{\Delta m}^*(l_{cav}) - \underline{\Delta m}^*(o)\end{matrix}\right\| = \left\|\begin{matrix} WB_{11} & \frac{1}{2}\cdot\bar{\varrho}\cdot\bar{w}_o^2\cdot WB_{12}\\ 2WB_{21}/\bar{\varrho}\cdot\bar{w}_o^2 & WB_{22}\end{matrix}\right\|\cdot\left\|\begin{matrix}\underline{\Delta p}(o)\\ \underline{\Delta m}^*(o)\end{matrix}\right\| \qquad (2.3.3.57)$$

unde :

$$WB_{11} = -1 + (\eta_1\,e^{\eta_1} - \eta_2\,e^{\eta_2})/(\eta_1 - \eta_2) \qquad (2.3.3.58)$$

$$WB_{12} \cong -\frac{2(1-M)}{(1-K\,\varepsilon\,\overline{v}_m/u_M)}\left[i\,\frac{\omega\, l_{cav}}{\overline{w}_o}+f\, l_{cav}(1-\gamma_o)\right](e^{\eta_1}-$$

$$-e^{\eta_2})/(\eta_1-\eta_2) \qquad (2.3.3.59)$$

$$WB_{21} \cong -\frac{i\,\omega\, l_{cav}\,K\,\varepsilon\,\overline{v}_m/u_M}{2\,\overline{w}_o}(e^{\eta_1}-e^{\eta_2})/(\eta_1-\eta_2) \qquad (2.3.3.60)$$

$$WB_{22} \cong -1+M\,e^{-i\,\omega\, l_{cav}/\overline{w}_o}+(1-M)(\eta_1\,e^{\eta_2}-\eta_2\,e^{\eta_1})/(\eta_1-\eta_2) \qquad (2.3.3.61)$$

Aceste elemente cuprind funcţiile de transfer a regiunii cu bule de cavitaţie din partea curentului hidrodinamic. Deşi mai sînt necesare unele completări la cele demonstrate este util a examina unele cazuri fizice particulare care apar în cazul turbopompelor.

Astfel dacă $\eta_1, \eta_2 \ll 1$;($K\lambda \ll 1$ şi $\omega \frac{l_{cav}}{\overline{w}_o} \ll 1$) atunci elementele funcţiei de transfer dobîndesc o formă mai simplă :

$$WB_{11} \cong K\,\lambda\,\frac{\overline{v}_m}{u_M}\left[2i\,\frac{\omega\, l_{cav}}{\overline{w}_o}+f\, l_{cav}(1-\gamma_o)\right] \qquad (2.3.3.62)$$

$$WB_{12} \cong -2(1-M)\left[i\,\omega\,\frac{l_{cav}}{\overline{w}_o}+f\, l_{cav}(1-\gamma_o)\right] \qquad (2.3.3.63)$$

$$WB_{21} \cong -i\,\omega\,\frac{l_{cav}}{\overline{w}_o}\,\frac{K\,\lambda\,\overline{v}_m}{2\,u_M} \qquad (2.3.3.64)$$

$$WB_{22} \cong -i\,\omega\,\frac{l_{cav}}{\overline{w}_o}\,M \qquad (2.3.3.65)$$

Analizînd rezultatele obţinute şi comparîndu-le cu definiţia dată mărimilor caracteristice din funcţiile de transfer al unei turbopompe în cap. 2.3.1 se observă că funcţia de transfer WB_{12} conţine un termen inerţial şi unul rezistiv, că funcţia de transfer WB_{21} conţine complezanţa K şi că termenul WB_{22} conţine amplificarea debitului masic. Aceste rezultate sînt o posibilitate de confirmare a raţionamentelor făcute.

Pentru a construi funcţia de transfer a pompei se vor corela variaţiile de presiune şi debit masic de la x = o şi x = l_{cav} cu valorile amonte şi aval de reţea. Relaţia între fluctuaţiile debitului masic s-au descris în rel. (2.3.3.48), rămîne a analiza presiunile.

Deoarece în regimuri staţionare se obişnuieşte definirea curbelor caracteristice statice în termeni referitori la înălţimea de pompare şi nu în raport cu presiunea statică de la aspiraţia şi refularea pompei se va trece la presiuni totale în analiza ce urmează.

Notînd cu 1 respectiv 2 intrarea şi ieşirea din rotorul pompei presiunea totală o descompunem într-o componentă constantă şi una oscilatorie şi se poate scrie

$$P = \overline{P} + \underline{\Delta P}\, e^{i\omega t} \qquad (2.3.3.66)$$

Prin adimensionalizare (împărţire cu $\frac{1}{2}\rho_L u_M^2$) şi linearizare rezultă :

$$\underline{\Delta\Psi}_1 = \frac{\underline{\Delta p_1}}{\frac{1}{2}\rho_L u_M^2} + 2\,\frac{\overline{v}_m}{u_M}\cdot\underline{\Delta m^*} \qquad (2.3.3.67)$$

unde $\underline{\Delta p_1}$ este presiunea statică oscilatorie. Dacă se [illegible] intrarea fără şoc pe palete (aprox. că viteza relativă a [illegible] este paralelă cu paletele la intrare) la x = o conform fig. [illegible].3.11 rezultă că :

$$p_1 + \left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\overline{v}_m}{u_M}\right)\right]_1 - \left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\overline{v}_m}{u_M}\right)\right]_{x=o} = p(o) + \frac{1}{2}\rho_L\left[w(o)\right]^2 \qquad (2.3.3.68)$$

Termenul $\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\overline{v}_m}{u_M}\right)$ reprezintă diferenţa de presiune datorită inerţiei debitului masic între punctul 1 şi intrarea în reţeaua de palete (sau muchia de atac a paletei pompei). Datele experimentale sînt date uneori în raport cu P_1 din care aceşti termeni [illegible] s-au extras deci se vor omite. Din ecuaţia de continuitate rezultă mărimile linearizate ale perturbaţiei ca fiind legate prin

$$\underline{\Delta p(o)} = \frac{1}{2}\rho_L u_M^2\left[\underline{\Delta\Psi_1} - 2\,\frac{\overline{v}_m}{u_M}\,\underline{\Delta m_1^*}/(1-\gamma_o)^2\cos^2\lambda\right] \qquad (2.3.3.69)$$

Această fluctuaţie completează legătura necesară pe partea de aspiraţie pînă la intrarea pe paletele rotorice.

Aval de zona cavitaţională cu bule trebuie întîi [illegible] relaţia $\underline{\Delta p(l_{cav})}$ la $\underline{\Delta p(l)}$. Se introduce acelaşi coeficient de [illegible]are, precum în rel. (2.3.3.51), pentru $l_{cav} < x < l$ (aceasta nu constituie o condiţie necesară ci doar pentru simplitate).

Acum legătura între $\underline{\Delta p(l_{cav})}$ şi $\underline{\Delta p(l)}$ se poate obţine fie construind partea inerţială şi rezistivă sau luînd limitele corespunzătoare şi aplicîndu-se zonei $\ell_{cav} < x < \ell$:

$$\underline{\Delta p(\ell)} = \underline{\Delta p(\ell_{cav})} - \frac{\rho_L(\ell - \ell_{cav})\,\bar{v}_m^2}{\cos^2\lambda}\left(\frac{i\,\omega\cos\lambda}{\bar{v}_m} + f\right)\underline{\Delta m^*(\ell)} \qquad (2.3.3.70)$$

In final $\Delta p(\ell)$ se poate corela cu presiunea totală aval $\Delta\Psi_2$ într-o manieră similară cu cea prin care s-au obţinut relaţiile de la intrare. Deci :

$$\underline{\Delta p(\ell)} = \frac{1}{2}\rho_L u_M^2 \left(\Delta\Psi_2 + 2\,\underline{\Delta m_2^*}\,\mathrm{tg}\,\lambda - 2\frac{\bar{v}_m}{u_M}\,\underline{\Delta m_2^*}\frac{1}{\cos^2\lambda}\right) \qquad (2.3.3.71)$$

Cel de al doilea termen din paranteza (2.3.3.71) este mai important şi este analog pantei obişnuite a curbei $H(Q)$. Acest lucru se poate remarca şi punînd $\underline{\Delta p(o)} = \underline{\Delta p(\ell)}$ şi $\underline{\Delta m_1^*} = \underline{\Delta m_2^*}$ şi scăzînd (2.3.3.69) din (2.3.3.71). Panta curbei este modificată prin diferenţa între presiunile $\Delta p(o)$ şi $\underline{\Delta p(\ell)}$ din cauza diferitelor surse de pierderi care apar într-o pompă. Toate aceste pierderi se pot cuprinde în coeficientul de pierderi f.

Funcţia de transfer a pompei WP se poate construi folosind rel. (2.3.3.69) - (2.3.3.71) din funcţia de transfer a bulelor WB. Elementele matricii de transfer a pompei WP sînt funcţii de următoarele mărimi : unghiul de instalare a reţelei λ , complexul geometric $\ell\cos\lambda/c$ coeficientul $\frac{\bar{v}_m}{u_M}$, frecvenţa adimensională a pompei $\frac{\omega c}{u_M}$, un parametru de rezistenţă a canalelor paletelor $f\ell\,\frac{\bar{v}_m}{u_M}\,\frac{\ell}{c\cos^2\lambda} = F$, lungimea relativă a zonei cavitînde ℓ_{cav}/ℓ (de fapt funcţie de σ), conţinutul mediu volumic de vapori în apă γ_o, complezanţa (sau compresibilitatea) K, factorul amplificării debitului masic.

Dacă se notează :

$$D = -2\,\mathrm{tg}\,\lambda + \frac{2\,\bar{v}_m}{u_M\cos^2\lambda} - 2\,i\,\omega\frac{\ell\cos\lambda}{c}\left(1 - \frac{\ell_{cav}}{\ell}\right)/\cos^2\lambda - 2\left(1 - \frac{\ell_{cav}}{\ell}\right)F \qquad (2.3.3.72)$$

Rezultă :

$$WP_{11} = WB_{11} + D\,WP_{21} \qquad (2.3.3.73)$$

$$WP_{12} = \varepsilon(1 - \gamma_o)\,WB_{12} + Q(1 + WB_{22}) - 2\,\varepsilon\,(1 + WP_{11}) \qquad (2.3.3.74)$$

$$WP_{21} = WB_{21}/\varepsilon\,(1 - \gamma_o) \qquad (2.3.3.75)$$

$$WP_{22} = WB_{22} - 2\,WB_{21}/(1 - \gamma_o) \qquad (2.3.3.76)$$

unde :

$$f\, l_{cav}(1 - \gamma_o) = F\, \frac{l_{cav}}{l} / \varepsilon\, (1 - \gamma_o) \qquad (2.3.3.77)$$

Limita de frecvenţe scăzute a acestor funcţii de transfer se obţine folosind rel. (2.3.3.62) - (2.3.3.65) şi se consideră valori scăzute pentru ω, K, γ_o şi M şi rezultă :

$$WP_{11} \rightarrow K\, \frac{\bar{v}_m}{u_M}\, F\, \frac{l_{cav}}{l} / (1 - \gamma_o) + \frac{1}{2}\, i\, \omega\, K\, \frac{l \cos\lambda}{c}\, \frac{l_{cav}}{l} \Big[2\, tg\, \lambda\ + $$

$$+ \left(2 - \frac{l_{cav}}{l}\right) F + 2\, \varepsilon\, (1 - \gamma_o^2) \Big] \qquad (2.3.3.78)$$

$$WP_{12} \rightarrow -i\, \omega\, \left(2\, \frac{l}{c}\right) / \cos\lambda - 2\, tg\, \lambda - 2\, F \qquad (2.3.3.79)$$

$$WP_{21} \rightarrow -\frac{1}{2}\, i\, \omega\, l_{cav}\, \frac{\cos\lambda}{c}\, K \qquad (2.3.3.80)$$

$$WP_{22} \rightarrow -i\, l_{cav}\, \omega\, \frac{\cos\lambda}{c} \left[(1 - \gamma_o) M\, \frac{u_M}{\bar{v}_m} - K\, \varepsilon \right] \qquad (2.3.3.81)$$

Si în aceste relaţii termenul WP_{12} conţine o parte inerţială şi una rezistivă, WP_{21} are complezanţă şi factorul amplificării debitului masic se prezintă în WP_{22}. In plus WP_{22} este funcţie şi de complezanţă deşi termenul dependent de complezanţă are valori mai mici decît cel dependent de amplificarea debitului masic. Astfel s-a demonstrat o posibilitate de calcul a matricilor de transfer în ipoteza celor două modele unul bazat pe mişcarea potenţială altul pe dinamica unui spectru de bule.

3. CERCETARI EXPERIMENTALE DESPRE DINAMICA TURBOPOMPELOR

3.1 Metode de încercare dinamică

Caracteristicile dinamice ale turbopompelor exprimă dependența mărimilor de ieșire, precum debitul volumic și înălțimea de pompare, în raport cu timpul, în funcție de mărimile de intrare, precum viteza unghiulară și momentul mecanic, ele însele variabile în timp.

Pompa hidrodinamică într-o apreciere dinamică riguroasă se prezintă sub forma unui model matematic exprimat printr-un sistem de ecuații integro-diferențiale, neliniare, cu parametrii distribuiți.

In tratarea teoretică a mașinii (vezi cap.2) pentru soluționarea problemelor propuse s-a aproximat modelul mașinii cu un element liniar și cu parametrii de stare concentrați. Validitatea modelului adoptat cît și valorile reale ale parametrilor și constantelor caracteristice dinamice se pot găsi numai pe cale experimentală. De aici rezultă necesitatea metodelor experimentale în care se măsoară mărimile de intrare și de ieșire și se deduc valorile variabilelor, mărimilor de stare și funcțiilor de transfer. Există trei categorii de metode pentru determinarea experimentală a caracteristicelor dinamice ale pompelor /63, 74, 127/ :

- metode active folosind semnale de probă,
- metode pasive utilizînd mărimile din funcționarea normală,
- metode adaptive mizînd pe modele ajustabile.

Metodele de identificare utilizînd semnale de probă sînt ușor de aplicat și se folosesc des, dar conturbă procesul de funcționare al mașinii. Semnalele de probă utilizabile sînt aperiodice sau periodice cu reprezentanți tipici pentru turbomașini sub forma unor funcții treaptă (în realitate rampă) și respectiv sinusoidale. Semnalele deterministe sub forma unui impuls (de fapt triunghi) și semnalele aleatoare sub forma zgomotului alb sînt mai greu aplicabile turbomașinilor /39, 75, 93/. Metodele de identificare folosind mărimile din funcționarea normală /60, 76/ nu necesită aplicarea unor semnale de probă ci mizează pe regimurile tranzitorii și micile perturbații inerente proceselor reale. Această metodă este aptă pentru acele procese ce nu admit întreruperi sau simulări experimentale. Datele culese din funcționarea reală a mașinii permit găsirea unui model matematic cît mai reprezentativ. Calculele însă, la această metodă, sînt mai laborioase, iar funcțiile de corelație și funcțiile de transfer pot fi afectate de erori (datorită zgomotelor). Metodele folosind modele ajustabile sînt precise, eficiente, însă necesită un efort considerabil de elaborare și de calcul.

In subcapitolele ce urmează se vor prezenta două staţiuni experimentale pe care s-au făcut măsurători şi care permit aplicarea metodei active de identificare a pompelor hidrodinamice din componenţa lor, prin semnale de probă periodice sinusoidale.

Proiectarea unor astfel de staţiuni este mai complicată prin faptul că alături de condiţiile ce trebuiesc îndeplinite pentru testarea caracteristicilor statice ale maşinii se adaugă noi şi nu întotdeauna compatibile restricţii datorită încercărilor de evaluare a performanţelor în regim dinamic. Astfel funcţionarea nestabilă tranzitorie sau oscilaţiile şi vibraţiile în apropierea rezonanţei cît şi auto-oscilaţiile atît din partea elementelor solide cît şi lichide sau a ambelor şi de asemenea fenomenul de cavitaţie sau curgere bifazică fac această problemă dificil de rezolvat. Date utile despre staţiuni de încercare sau încercări de a simula regimuri dinamice în pompe se găsesc în /148/, încercări prin generarea de auto-oscilaţii în /97, 98, 119/ sau de a modifica numai presiunea la intrare în pompă în /132, 164/. Totodată prin încercările dinamice prezentate în /5, 124, 155, 52, 147/ se oferă indicaţii preţioase pentru construcţia staţiunilor de încercare dinamică a turbopompelor.

3.2 Staţiunea LMHT

Staţiunea pentru încercarea dinamică a pompelor hidrodinamice din Laboratorul de maşini hidraulice a Institutului Politehnic "Traian Vuia" din Timişoara, denumită staţiunea LMHT, se compune dintr-un circuit hidraulic, maşini de antrenare, aparatură de măsură şi instalaţiile auxiliare conform fig.3.2.1 şi celor expuse în lucrările autorului /28, 36/ precum şi pe baza fotografiilor din fig. 3.2.2....3.2.4.

Circuitul hidraulic, dezvoltat în plan orizontal, este compus dintr-un rezervor R, conducta de aspiraţie CA, pompa centrifugă P şi conducta de refulare CR. Rezervorul R este închis, parţial umplut cu lichid are o pernă de aer la partea superioară şi are prevăzute două vane profilate V1 şi V2 acţionate de către dispozitivele Ac1 şi Ac2. Conducta de aspiraţie CA, are un tronson transparent pentru vizualizarea condiţiilor de realizare a curentului bifazic prin introducerea aerului cu injectorul I. Pompa centrifugă de tipul CRIS-50 este aşezată cu axul orizontal şi refularea la partea inferioară şi este racordată prin tronsoane de conductă tronconică de reţeaua hidraulică. Pompa centrifugă CRIS-50 a cărei dinamică se studiază are parametrii : înălţime de pompare $H_o = 22$ m, debitul volumic $Q_o = 12$ m^3/h, turaţia arborelui $n_o = 3000$ rot/min, şi este realizată de uzina de pompe "Aversa" din Bucureşti. Conducta de refulare

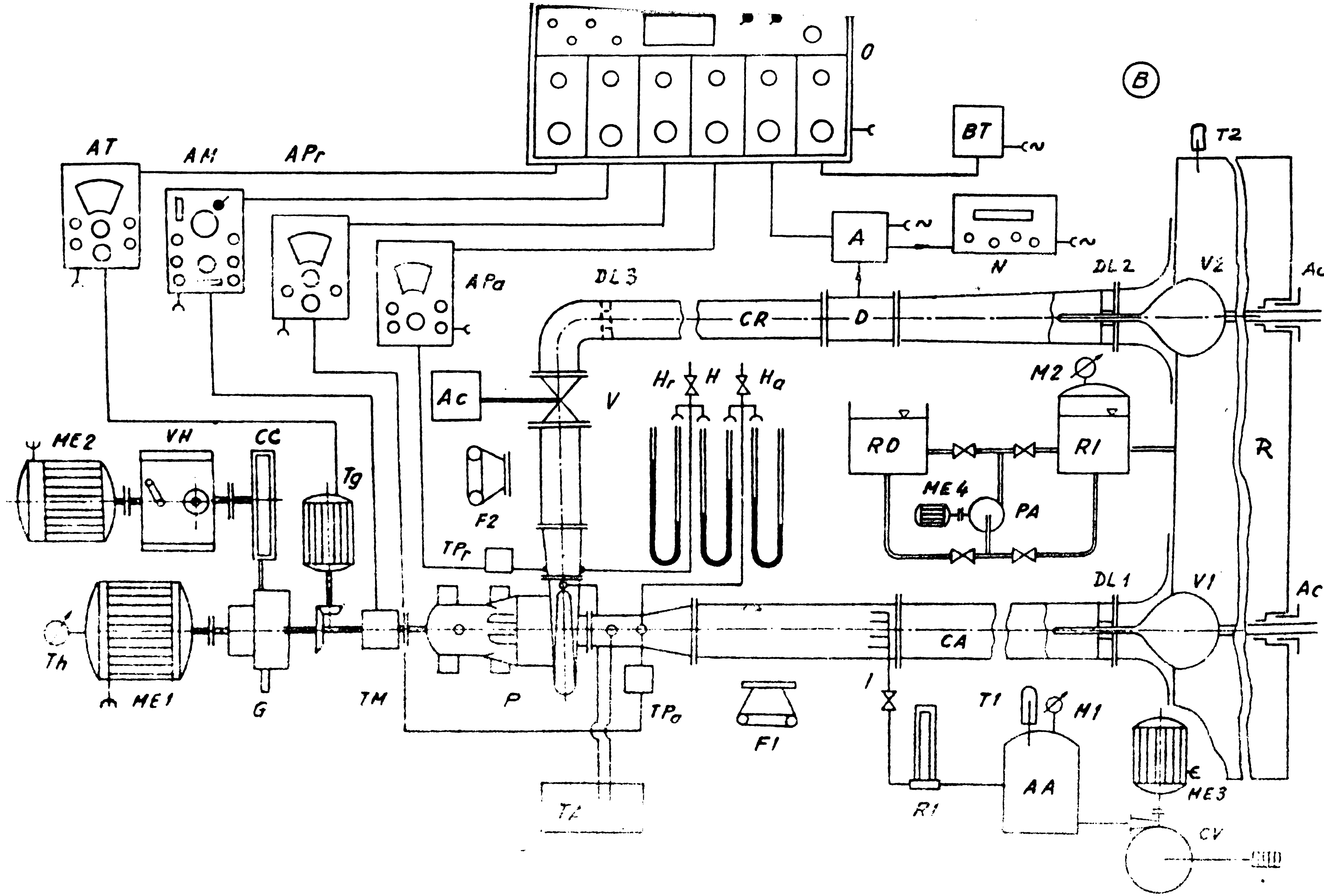
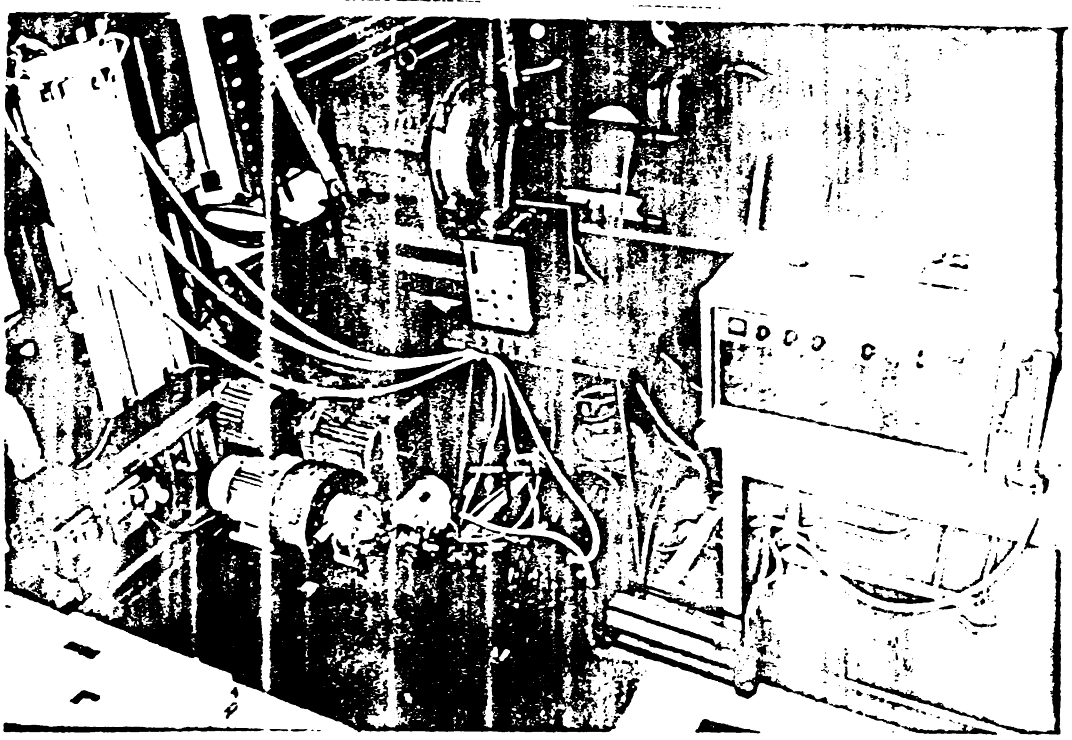
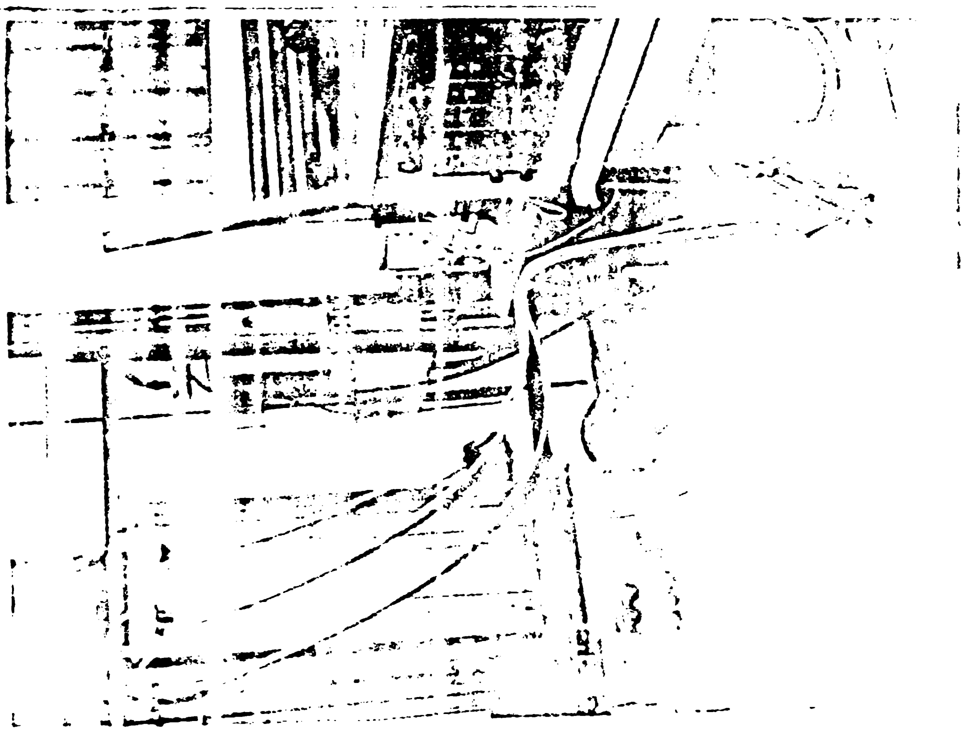
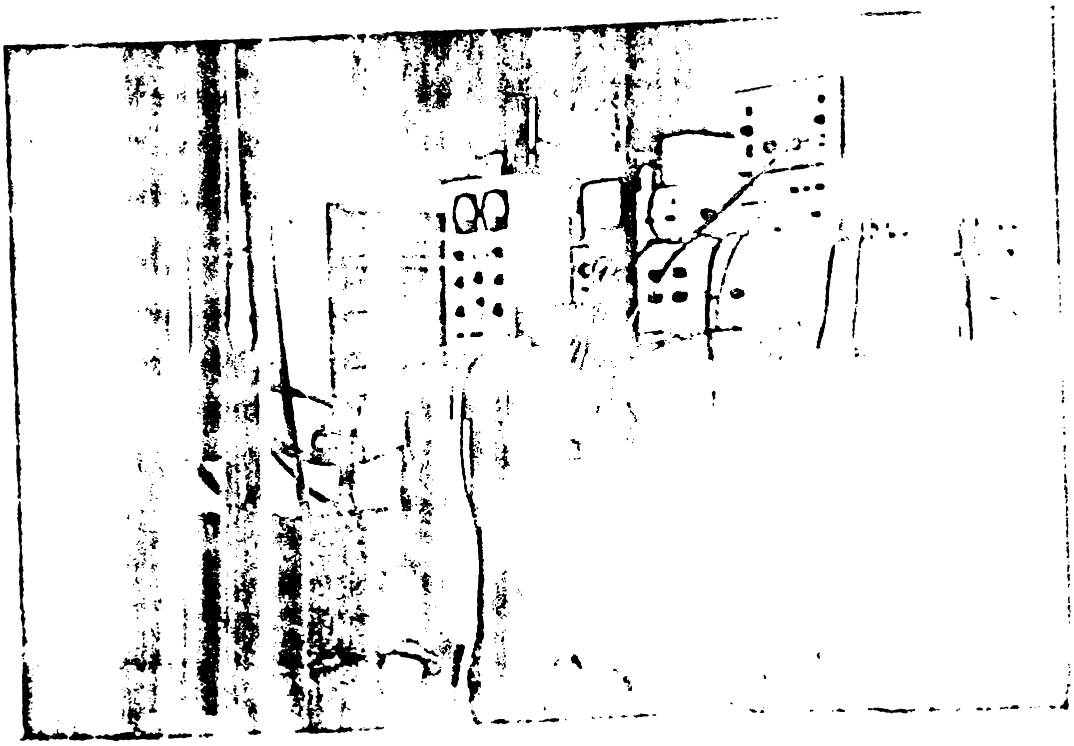


Fig. 32.1 Staţiunea de încercare dinamică a pompelor de la L MHT







CR, are de asemenea în componenţa ei un tronson transparent pentru urmărirea amestecului bifazic aer-apă după trecerea sa prin pompă. Urmează în sensul de curgere al apei o vană de reglaj V acţionată de dispozitivul Ac, un cot la 90^o, o conductă dreaptă, un debitmetru cu turbină D şi un alt racord tronconic.

Maşinile de antrenare sînt formate din motoarele electrice ME 1 (tip ASI-112 M-28-2 cu parametrii principali P_o = 4 kW, n_o = = 2880 rot/min, cos φ = 0,87 , U_o = 380 V, I_o = 8,19 A, conexiune $\curlywedge$) realizat la Electromotor Timişoara şi ME 2 (tip 41-4, STAS 625/49 cu parametrii principali P_o = 1,7 kW , n_o = 1380 rot/min, cos φ = 0,85 , U_o = 380 V, I_o = 4 A, conexiune $\curlywedge$) realizat la Electroprecizia Săcele. Aceste maşini acţionează asupra generatorului de oscilaţii sinusoidale de turaţie G conceput şi realizat la LMHT de autor /26/ pe baza unor angrenaje cu roţi dinţate. Pentru modificarea continuă a frecvenţei semnalului se montează un variator hidraulic VH (tip D-13 cu n_1 = 1500 rot/min, n_2 = 0...60...1800 rot/min, M = 4 kgfm la n_o = 0...60...450 rot/min şi cu P = 2,5 CP de la n_o = 450...1800 rot/min folosind ulei U 405) al firmei Böhringer, Sturm Öllgetriebe, Göppingen şi pentru variaţia continuă a amplitudinii semnalului o camă dublă cu ghidaj-cadru CG concepută şi realizată tot în LMHT /23/.

Instalaţiile auxiliare cuprind dispozitivul de [illegible] a suprapresiunii şi depresiunii în circuitul hidraulic şi [illegible] de injectare a aerului şi de drenare a lui din staţiune. Prima instalaţie este compusă din pompa etajată de alimentare PA (tip [illegible]-80 Timişoara) antrenată de motorul electric ME 4, rezervoarele RD deschis şi RI închis legate prin conducte de rezervorul R şi separate prin patru vane de reglaj şi sens. Instalaţia mai dispune şi de un manometru de control M2 (tip Termotehnica, Bucureşti). A doua instalaţie foloseşte un compresor volumic CV (tip EGV cu parametrii nominali p_o = 7 at, Q_o = 0,23 Nm^3/min, n_o = 1500 rot/min, p_M = 10 at) fabricat de Uzina "Timpuri noi" Bucureşti, antrenat de motorul electric ME 3 şi dispune de acumulatorul de aer AA cu parametrii fluidului controlaţi de către rotametrul Rt (tip TG 300 Medingen, Dresden), termometrul T 1 şi manometrul M 1.

Aparatura de măsură cu care este dotată staţiunea se compune din piezometrele cu mercur H, H_r şi H_a realizate la LMHT, traductoarele de presiune bazate pe un principiu inductiv TP_a, TP_r (tip PI/2-50 cu p_M = 2 at, f_M = 2000 Hz construite la HBM Darmstadt) împreună cu amplificatoarele respective AP_a, AP_r (tip K[illegible] HBM

Darmstadt), traductorul de moment TM (teletensiometrul tip Z... o,2-5,8-16, Huggenberger, Zürich) cu amplificatorul respectiv AM (tip N 23o1, de fapt un tensometru electronic al FAEM, București), debitmetrul cu turbină D (tip HB 5o/7o, Turboquant, Budapest), preamplificatorul A (tip Turboquant, Budapest), numărătorul N cu afișaj numeric, secvențial (tip 537 A Numeport, IFA București), tahometrul Th (tip Jaquet, France), tahogeneratorul Tg (tip ... 5o63o, Georgii Kobold, RFG), amplificatorul AT, baza de timp BT (tip ... Zimmerman, Leipzig), aparatele de filmat și fotografiat A1 și A2 (tip 1578/I Photo Recorder, Orion și respectiv tip Practika ... A, Dresden), oscilograful cu 8 canale O (tip 8SO-1F2 cu viteze de înregistrare de la 0,004...14 m/s, RFT, DDR) completul de măsură termoanemometric TA (tip DISA 2A Herlev, Dănemark), termometrul T? și barometrul B.

Pe baza etalonărilor prealabile acest ansamblu permite excitarea dinamică în cel puțin trei moduri a pompei hidrodinamice și anume prin generatorul G și vanele V1 și V2, într-un domeniu al pulsațiilor $\tilde{\omega}$ = 1...40 rad/s. Astfel se pot determina ... de frecvență și matricea de transfer a unei turbopompe în regimuri energetice și cavitaționale sau în funcționare bifazică ... Rezultate ale acestor măsurători se vor prezenta în cap.4. ... realizarea acestora se vor enumera unele condiții tehnice ... restricții impuse în proiectarea și realizarea stațiunii :

- păstrarea unei viteze medii a fluidului v ≈ 1 m/s ... majoritatea elementelor circuitului hidraulic pentru a nu introduce pierderi hidraulice apreciabile ;

- rigidizarea generatorului de oscilații sinusoidale pentru a nu introduce perturbații suplimentare prin excitarea ... ;

- utilizarea unor conducte cu pereți mai groși pentru a micșora inertanța și complezanța rețelei hidraulice ;

- realizarea unui curent hidrodinamic cît mai uniform la intrarea în pompă prin dispunerea unei conducte drepte lungi amonte de mașină ;

- pulsatorii de debit sînt profilați pentru a induce perturbații suplimentare minime în curentul de lichid și să funcționeze fără cavitație sau degajare a aerului dizolvat ;

- rezervorul R este prevăzut cu o pernă de aer pentru a fi elastic și a permite decuplarea hidraulică a celor doi pulsatori V1 și V2 ;

- suprafața interioară a elementelor circuitului hidraulic s-a protejat împotriva coroziunii prin acoperire cu o vopsea epoxidică ;

- calitatea apei din staţiune este menţinută corespunzătoare prin adaus de 0,6 kg $Na_2CrO_4 \cdot 4H_2O$ la 1 m^3 H_2O completată cu aprox. 0,5 kg KOH pentru a atinge pH ⩾ 8...8,5 şi a avea astfel asigurată neutralitatea chimică a celor două medii solid şi lichid în contact;

- asigurarea condiţiilor pentru măsurarea corectă a debitului cu debitmetrul cu turbină D realizînd o conductă dreaptă neperturbată de lungime egală cu 10 diametrii de conductă amonte şi 5 diametrii de conductă aval de acest element;

- amplitudinea fluctuaţiilor nu trebuie să fie prea mare pentru a mai păstra valabile ipotezele dependenţelor lineare dar nici prea mici pentru a nu fi înecate în zgomot. S-a admis această amplitudine între 2...6 % ;

- s-a căutdt reducerea turbulenţei curentului prin dispozitive de liniştire DL 1, DL 2, DL 3 formate din grătare de uniformizare şi site. Nu s-a optat pentru variaţii de diametre pentru a nu mări volumul reţelei hidraulice ;

- turaţia motorului electric şi a transmisiei intermediare asigura turaţii pînă la 6000 rot/min pentru a realiza regimurile cavitaţionale dorite ;

- arborele de legătură între ME 1 şi P s-a realizat cît mai rigid la torsiune ;

- aerul blocat sau colectat în punctele superioare ale reţelei hidraulice se poate colecta şi extrage prin legătura cu sistemul de creare a depresiunii în instalaţie ;

- traductoarele de măsură şi lanţul de instrumente asociate cu ele trebuie să aibe frecvenţele proprii mai ridicate cu cel puţin un ordin de mărime faţă de frecvenţa de pulsaţie a mărimii de excitaţie dinamică pentru a evita efecte de rezonanţă sau de amplificare dinamică a complexului de măsură şi de alterare astfel a rezultatelor.

3.3 Staţiunea Caltech

Staţiunea pentru încercarea energetică şi cavitaţională a pompelor centrifuge cu prerotor axial existentă la institutul tehnologic din Pasadena (SUA) va fi denumită în cele ce urmează staţiunea Caltech. Schema circuitului hidraulic a staţiunii Caltech este redată în fig. 3.3.1 şi fotografiile fig.3.3.2 şi fig.3.3.3. Staţia detailat descrisă în /62, 121, 122/ este construită cu scopul măsurării şi determinării funcţiilor de transfer şi de frecvenţă precum şi a altor caracteristici dinamice ale unor pompe axiale şi centrifuge atît în regimuri energetice cît şi cavitaţionale. Circuitul hidraulic (vezi fig. 3.3.1) se compune dintr-o pompă P, antrenată de

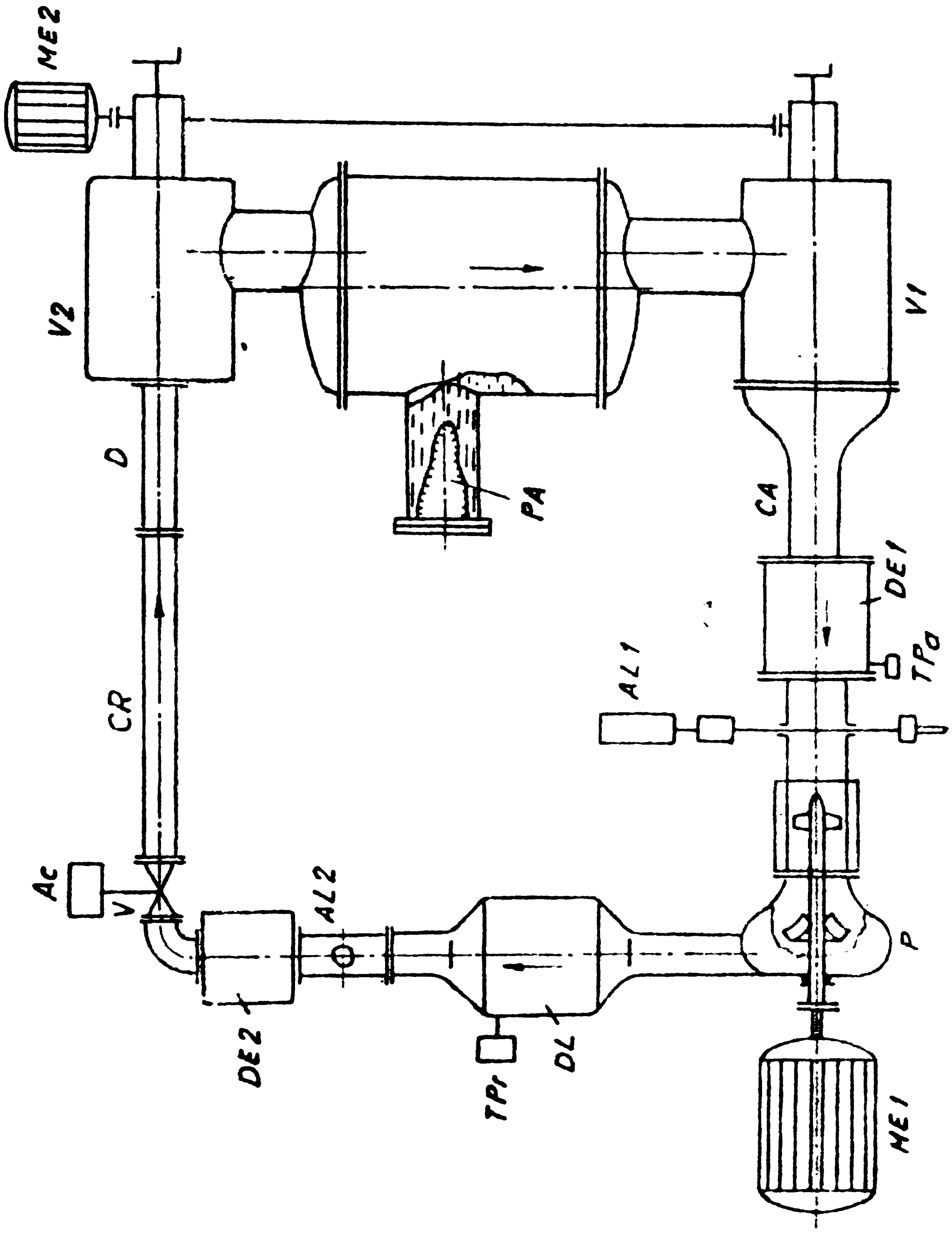


Fig. 33.1 Schema circuitului hidraulic a stațiunii Caltech

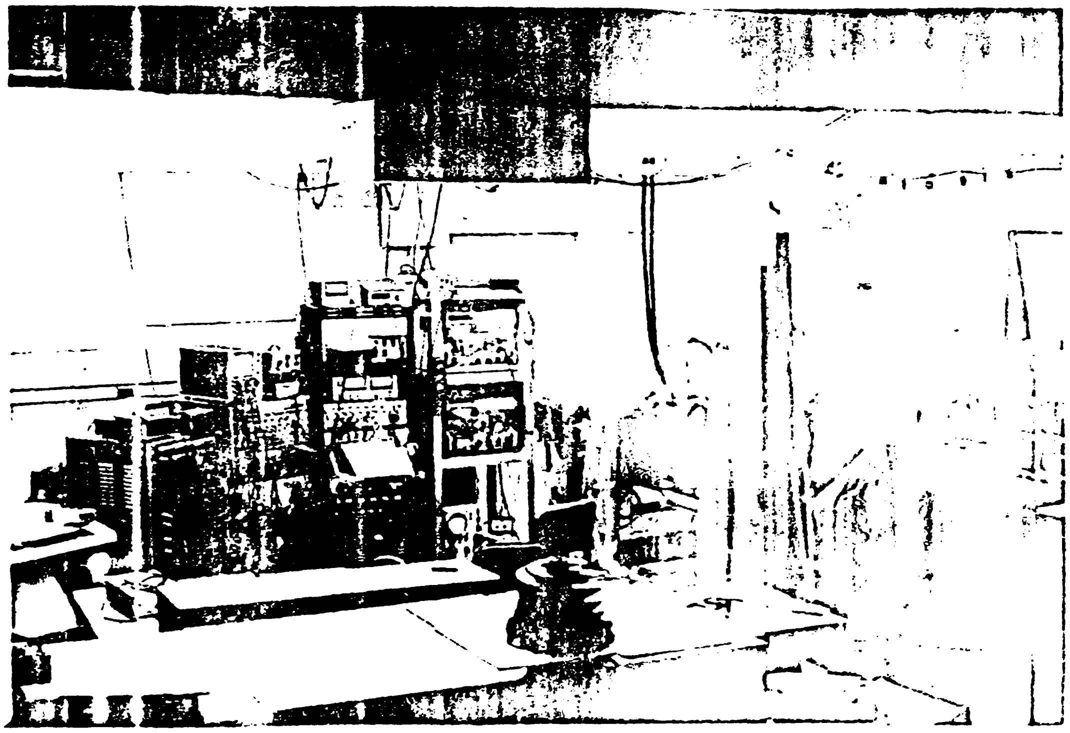


Fig.3.3.2 Staţiunea de încercări [illegible]
de la Caltech

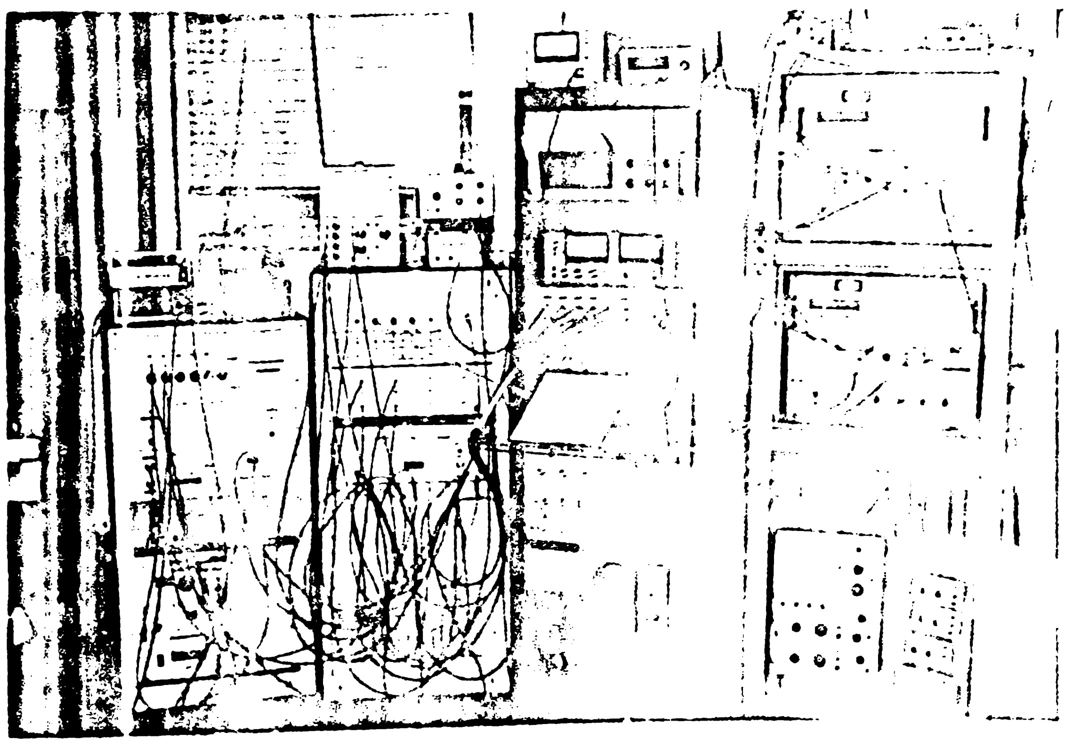
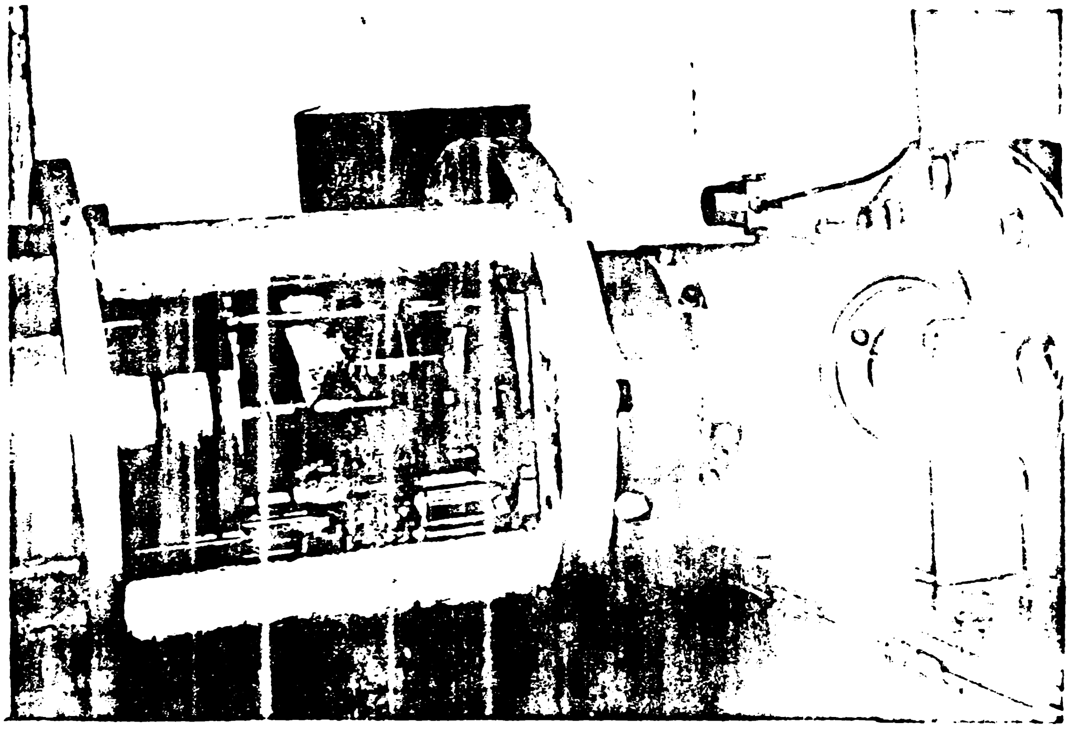


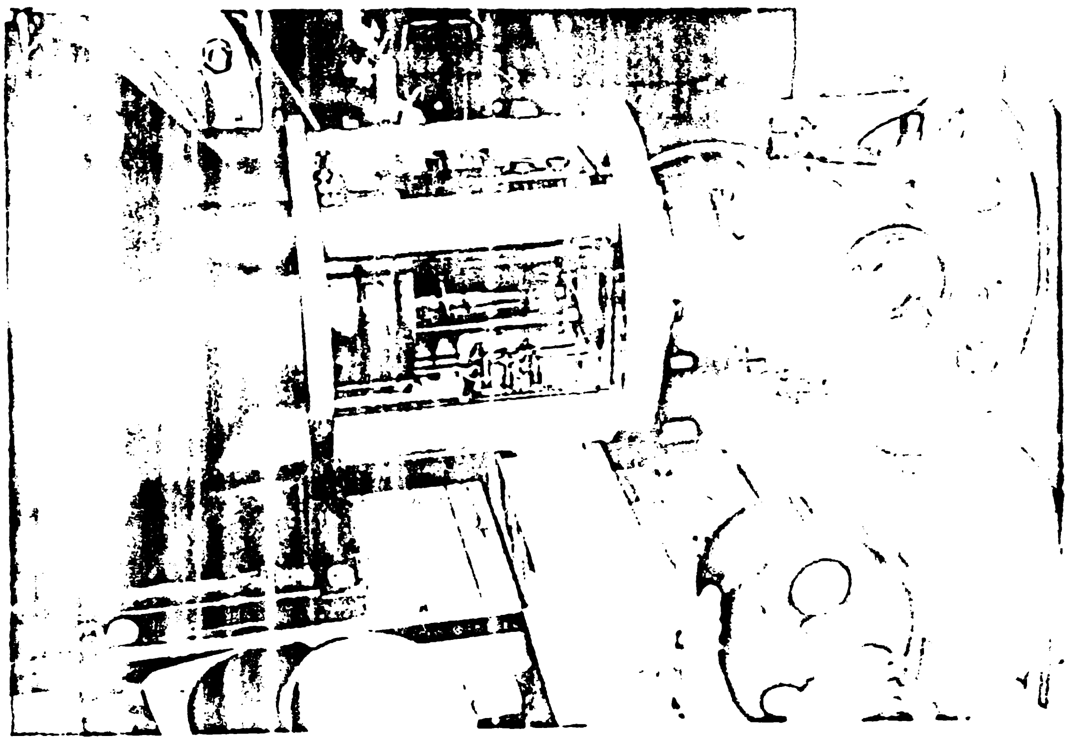
Fig.3.3.3 Aparatura de măsură [illegible]
staţiunii de în[illegible]
de la Caltech

motorul electric ME, un dispozitiv de liniştire DL cu site şi filtre, vana de reglare V acţionată automat prin Ac, conductele de aspiraţie CA şi refulare CR şi rezervorul R cu perna de aer PA. Detalii ale pompei cu zona activă a inductorului şi aparatura de măsură [illegible] redate în fig.3.3.4 , fig.3.3.5 şi fig. 3.3.6. Sistemul automat de menţinere a aceluiaşi regim de funcţionare mediu al pompei reglează [illegible] debitul pompei pe baza indicaţiilor debitmetrului cu turbină D ce acţionează prin intermediul unui dispozitiv de automatizare asupra acţionării Ac şi vanei speciale de reglare V. Pentru a nu [illegible] acest sistem cu fluctuaţiile impuse în circuitul principal [illegible]torul de debit are timpul de răspuns de ordinul a 5 secunde. [illegible] principal al staţiunii este de a creia fluctuaţii ale curentului de lichid prin vanele de perturbaţie V1 şi V2 într-un domeniu al frecvenţelor pînă la 50 Hz şi de a măsura variaţiile de debit şi presiune [illegible] curentului hidraulic la intrarea respectiv ieşirea din pompă [illegible] anemometrele cu laser AL, debitmetrele electromagnetice DE [illegible] traductorii de presiune TP_a şi TP_r. Dimensiunile modeste [illegible] (conducte şi rezervoare) sînt necesare pentru a menţine [illegible] sistemului la o valoare rezonabilă şi a permite efectuarea [illegible] fără a introduce corecţii legate de elemente cu parametri [illegible]. Dacă se analizează formele matricii de transfer a pompei [illegible] în prezenta lucrare şi anume WP în rel. (2.2.1) şi (2.5.1.1) [illegible] faptul că prin modificarea concomitentă a debitelor şi p[illegible] în staţiune o singură mulţime de măsurători a mărimilor [illegible] respective este insuficientă (practic, mai puţine ecuaţii [illegible] necunoscute). Deci este necesar a perturba funcţionarea [illegible] în mai multe moduri pentru a obţine un set de date [illegible] independente. Acest lucru la prezenta staţiune se poate realiza [illegible] două vane de perturbaţie V1 şi V2. Se poate funcţiona numai [illegible] din vane sau cu ambele. Dispozitivul comun de acţionare prin [illegible] electric ME 2 poate introduce la aceeaşi frecvenţă de perturbaţie diferite amplitudini de oscilaţie a mărimilor hidraulice şi de [illegible] cu deosebite faze relative între ele. Vanele de perturbaţie [illegible] şi fig.3.3.8 funcţionează ca şi nişte rezistenţe hidraulice. [illegible] interiorul lor curentul hidraulic se bifurcă. O parte a lichidului [illegible] printr-un filtru de bronz poros, relativ nestingherită şi [illegible] componenta medie a curentului lichid şi cealaltă parte este [illegible] cilindrii concentrici prevăzuţi cu fante. Unul din cilindri [illegible] roteşte în scopul producerii componentei oscilatorii a curentului.

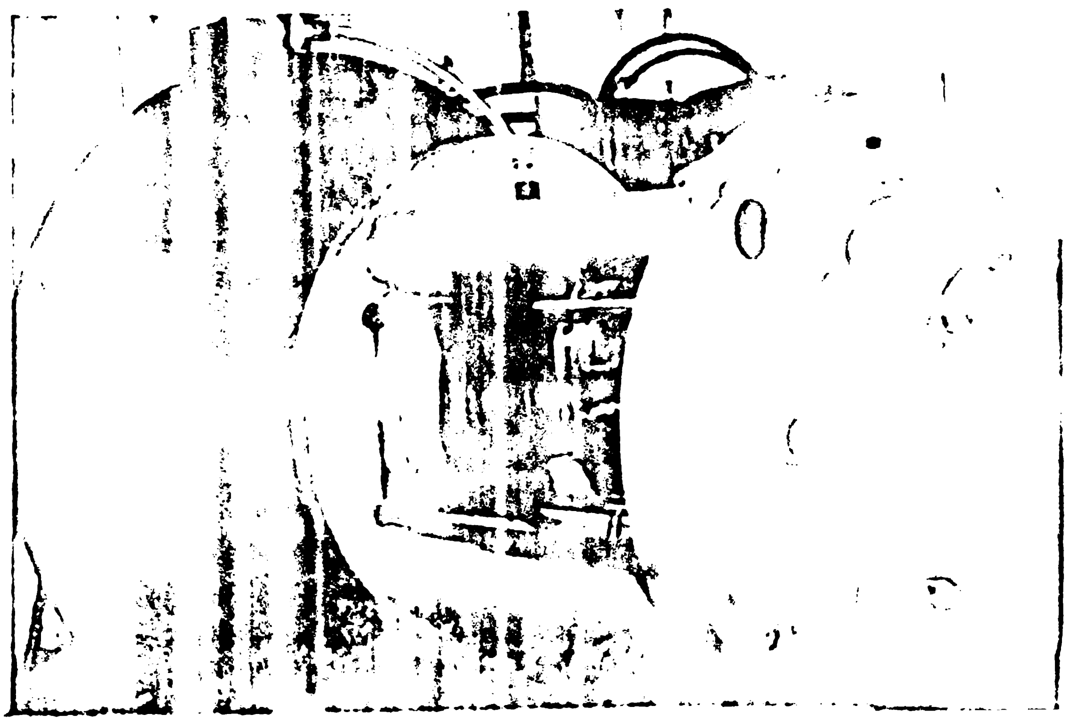
După cum se observă din fig. 3.3.1 cilindrii [illegible] celе două vane de perturbaţie V1 şi V2 pot fi cuplaţi printr-[illegible]



Con ... de
pem ... iu-
na.
... una



de
iu-



de
iu-

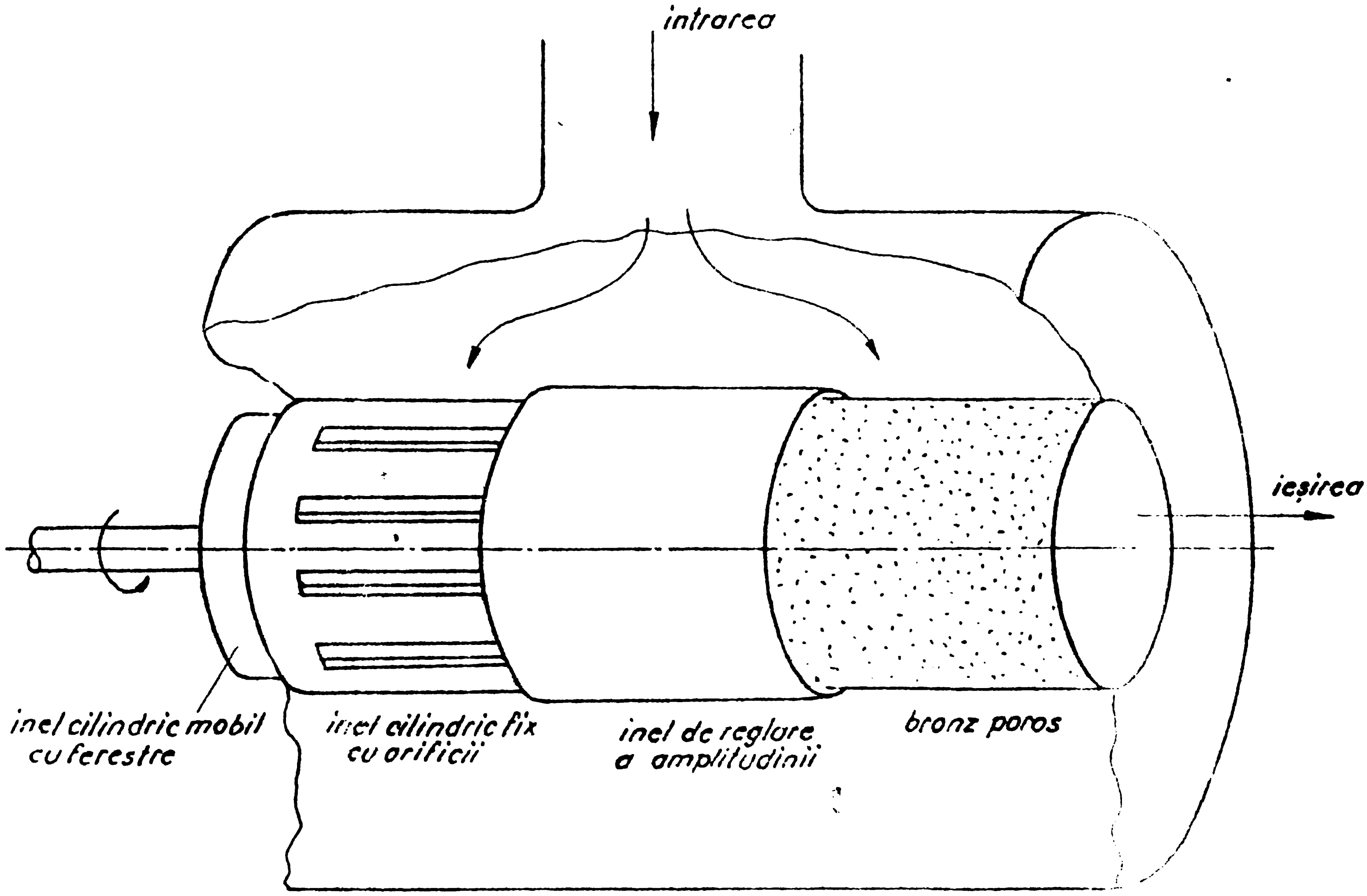


Fig. 33.7 Schema funcțională a vanei de perturbație

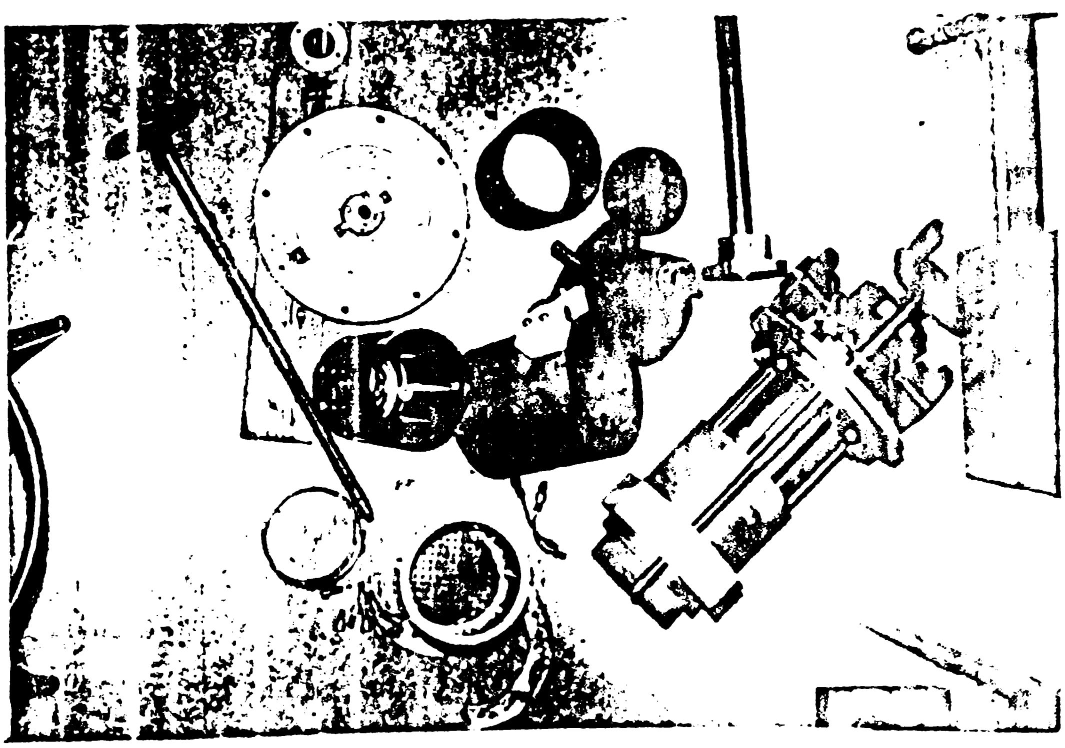


Fig. 3.3.8 Părțile componente ale vanei de pertur-bație în stare demontată și montată.

comun la aceeiaşi antrenare, motorul electric ME 2. Acest motor este comandat la rîndu-i de a funcţiona la o turaţie riguros constantă, de un regulator automat de turaţie.

Rezervorul R are scopul de a permite separarea aerului antrenat în circuit, şi este prevăzut cu un schimbător de căldură pentru menţinerea constantă a temperaturii lichidului vehiculat în staţiune. Legat de acest rezervor se găseşte un dom (compartiment) cu o pernă de aer separată de lichidul din rezervor printr-o membrană elastică care are rolul de a separa şi decupla hidraulic cele două surse de perturbaţie. Modificarea nivelului presiunilor în staţiune se realizează printr-un sistem automat cuplat hidraulic tot la rezervorul R. Staţiunea Caltech are un panou de comandă şi control în care sînt centralizate datele obţinute de la instrumentele de măsură cu care este dotată instalaţia. Tot aici se pot citi valorile numerice de la traductoarele de măsură, se pot urmări parametrii sistemelor automate, se realizează conectarea cu instrumentele înregistratoare şi cuplarea cu centrul de calcul printr-un terminal conversaţional.

In cadrul acestei instalaţii complexe experimentale autorul lucrării de faţă a soluţionat două probleme :

1. Modificarea geometriei vanelor de perturbaţie pentru ca semnalul generat de ele să fie mai apropiat de un semnal sinusoidal.

2. Includerea în racordul de aspiraţie, în faţa pompei, a unui obstacol care să simuleze cotul frecvent întîlnit la instalaţiile de pompare şi care este plasat imediat amonte de rotorul maşinii.

1) Iniţial, soluţia existentă, avea nişte vane de perturbaţie cu ferestrele din cilindrul mobil şi orificiile din cilindrul fix conform fig.3.3.7. Ferestrele şi orificiile au fost de formă dreptunghiulară în număr de 9 pe întreaga suprafaţă laterală a cilindrilor cu lăţimea golului şi a plinului egale. Această situaţie oferea din punct de vedere geometric o variaţie triunghiulară a debitului. Această constatare a fost confirmată din punct de vedere hidrodinamic pentru frecvenţe de pulsaţie mici şi s-au mai încercat şi variante cu dimensiuni inegale ale orificiilor şi ferestrelor care oferea un semnal mai bun la frecvenţe de pulsaţie mai ridicate. Pentru a extrage semnalul armonic dorit rezultatele măsurătorilor executate astfel erau prelucrate într-un analizor Fourier care extrage pulsaţia fundamentală în scopul găsirii funcţiilor de frecvenţă. S-a constatat o oscilaţie armonică dominantă de ordinul al treilea la aceste măsurători şi se considera că se putea obţine cu suficientă acurateţe frecvenţa fundamentală.

Pe baza analizei geometriei vanei de perturbaţie fig.3.3.8 s-a propus şi proiectat un nou cilindru fix cu orificii compuse circulare fig.3.3.9. Cercurile de diametrul egal cu lăţimea ferestrei cilindrului mobil sînt aproape tangente între ele şi dispuse pe întreaga înălţime a ferestrei cilindrului mobil. Comparativ se oferă variaţia secţiunii geometrice a vanei de perturbaţie în ipoteza I a unui orificiu cu fereastra perfect sinusoidală, II a unui orificiu cu fereastra conjugată dreptunghiulare şi III a unui orificiu circular cu fereastra dreptunghiulară. Deci ariile vor fi :

$$S_I = \Delta S_I \cos \alpha_I \qquad (3.3.1)$$

$$\alpha_I = \omega \cdot t \ ; \quad \Delta S_I = \frac{\pi}{2} \ ; \quad \omega = \frac{\pi}{10} \ ; \quad t \in [\,0,\ 10\,] \qquad (3.3.2)$$

$$S_{II} = \pi - \alpha_{II} \qquad (3.3.3)$$

$$\alpha_{II} = \omega \cdot t \qquad \omega = \frac{\pi}{10} \qquad t \in [\,0,\ 10\,] \qquad (3.3.4)$$

$$S_{III} = \pi r^2 - r^2 \alpha_{III} \cdot \sin \alpha_{III} \cos \alpha_{III} \qquad (3.3.5)$$

$$\alpha_{III} = \arccos \left[1 - u \cdot t \right] ; \ r = 1 \ ; \ u = \frac{2}{10} \ ; \ t \in [\,0,\ 10\,] \qquad (3.3.6)$$

conform notaţiilor din fig. 3.3.9. Rezultatul unor calcule se poate aprecia comparativ în tabelul 3.3.1.

Tabelul 3.3.1

t	α_I	S_I	α_{II}	S_{II}	α_{III}	S_{III}
0	0		0		0	π
1	$\pi/10$	3,06	0,314	2,83	0,65	2,97
2	$\pi/5$	2,83	0,628	2,51	0,935	2,68
2,5	$\pi/4$	2,67	0,785	2,35	1,04	2,52
3	$3\pi/10$	2,50	0,942	2,20	1,16	2,34
4	$2\pi/5$	2,06	1,256	1,88	1,37	1,97
5	$\pi/2$	1,57	1,57	1,57	1,57	1,57
10	π	0	3,14	0	3,14	0

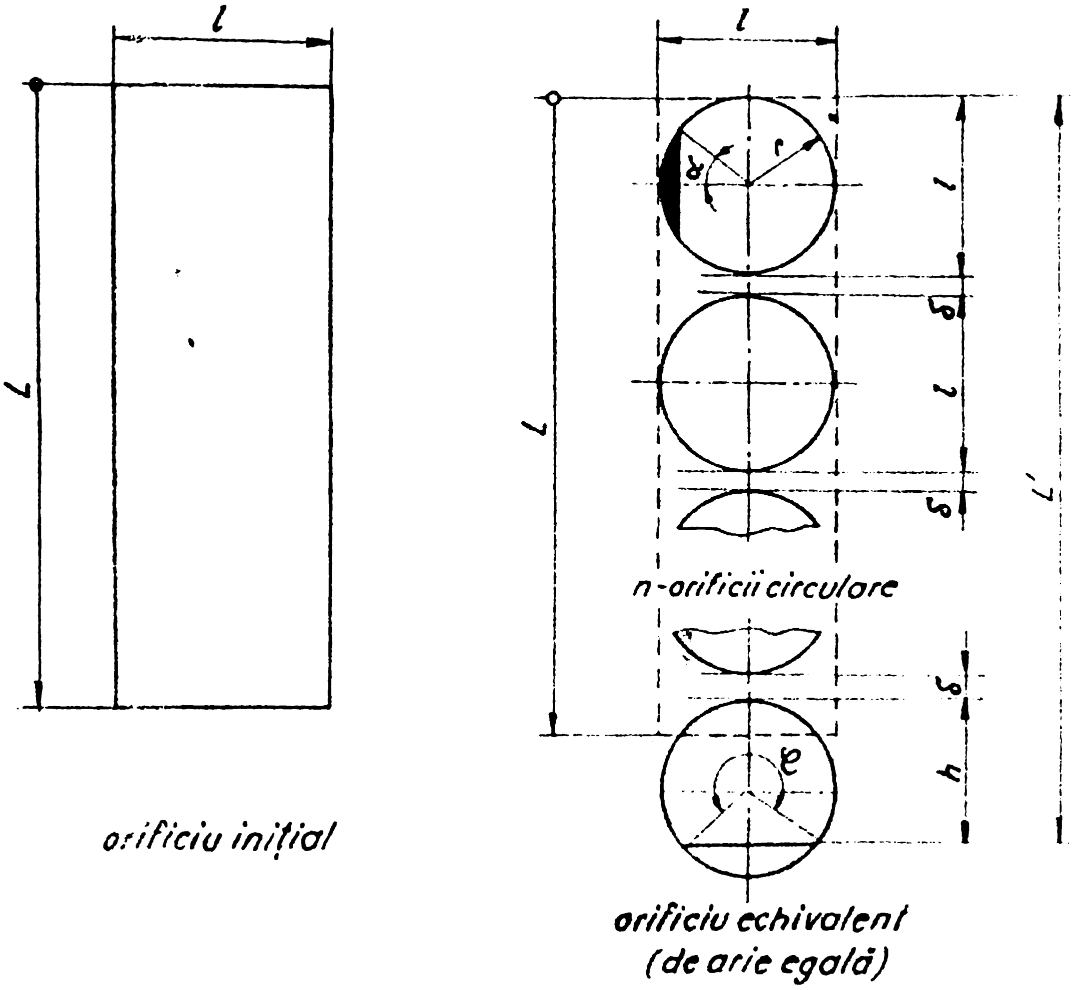
Se observă din formulele (3.3.1)...(3.3.6) şi tabelul 3.3.1 că abaterea maximă faţă de o situaţie ideală sinusoidală este :

$$\left. \frac{\Delta S_{I-II}}{S_I} \right|_M = \left. \frac{S_I - S_{II}}{S_I} \right|_{t=2,5} \cong 12\ \% \qquad (3.3.7)$$

Prin geometria vanei de perturbaţie introdusă se ajunge la o micşorare a acestei abateri la numai :

$$\left. \frac{\Delta S_{I-III}}{S_I} \right|_M = \left. \frac{S_I - S_{III}}{S_I} \right|_{t=3} \cong 6,4\ \% \qquad (3.3.8)$$

In fig.3.3.5 sînt reprezentate grafic pentru o apreciere com-



Dacă $n=\frac{4L}{\pi l}=[n]+\underline{n}$ (parte întreagă + parte subunitară)

$$L'=(l+\delta)[n]+l\,\frac{1-\cos\frac{\varphi}{2}}{2}$$

unde $\varphi-\sin\varphi=2\,\underline{n}\,\pi$

Fig. 33.9 Orificiul inelului cilindric al vanei de perturbație.

parativă cele trei curbe de variaţie a ariei deschise de ferestrele vanei. De aici se deduce că varianta III este mai avantajoasă. In principiu există posibilitatea apropierii şi mai accentuate, printr-o geometrie adecvată a orificiului sau a ansamblului fereastră - orificiu, de o variaţie sinusoidală dar aceasta se poate obţine numai pe seama unei profilări mai complicate a orificiilor, executabilă cu o tehnologie mai pretenţioasă sau printr-o lege de mişcare a cilindrului mobil al vanei realizabilă prin mijloace mai laborioase decît cele actuale. Ca un dezavantaj al sistemului propus III se constată uşoara dependenţă a legii de variaţie a ariei de amplitudinea semnalului prin faptul că nu întotdeauna se vor găsi un acelaşi număr de cercuri al orificiului în cîmpul liber al ferestrei. Această eroare este sub 1 % şi scade pe măsură ce $n = \frac{4L}{\pi l}$ numărul de cercuri creşte. De asemenea la frecvenţe de pulsaţie mai ridicate f > 40 Hz inerţia coloanei lichide face ca forma hidrodinamică a semnalului de perturbaţie (variaţiile de debit) să se îndepărteze tot mai mult de variaţia geometrică a deschiderii orificiilor.

2) Deoarece în majoritatea sistemelor hidraulice pompele funcţionează cu reţele hidraulice prevăzute cu un cot la 90° imediat amonte de pompă s-a cercetat dacă această vecinătate nu conduce la caracteristici deosebite ale ansamblului faţă de caracteristicile pompelor obţinute în condiţii hidrodinamice ortodoxe. Atît în regim staţionar cît şi în regim nestaţionar apare o [redacted] modificare a cîmpului hidrodinamic la intrarea în rotorul pompei de către curenţii secundari generaţi în cot /53/, care se manifestă prin zone de stagnare, pulsaţii şi chiar curent inversat în faţa rotorului de pompă. Pentru că din motive tehnico-economice amplasarea unui cot la 90° amonte de pompă în circuitul hidraulic al staţiunii Caltech nu era posibilă s-a optat pentru păstrarea traseului hidraulic dar cu simularea prezenţei cotului printr-un obstacol în conducta de aspiraţie fig.3.3.11. Acest obstacol de geometrie aproximativ triunghiulară (în secţiune longitudinală) are ca efect hidrodinamic o reducere a secţiunii de curgere şi generează aval de el două vîrtejuri elicoidale similare curenţilor secundari după cot /98/. In alegerea gradului de reducere a secţiunii şi formei obstacolului s-a ţinut cont ca prin prezenţa sa să nu declanşeze prea devreme fenomenul de cavitaţie în dreptul strangulării, în loc de cazurile după ce apare cavitaţia dezvoltată în pompă . Calculele s-au efectuat pentru un regim staţionar pe baza datelor numerice existente în literatură /157/.

Conform fig.3.3.11 şi avînd datele cunoscute : diametrul conductei d = 101,6 m   bitul nominal Q_0 = 1,83 l/s , turaţia pompei

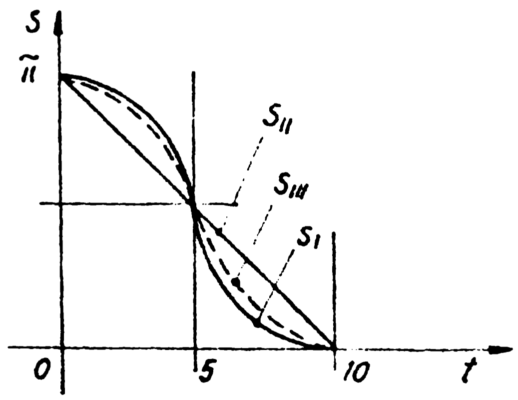


Fig. 33.10 Curbele de variație ale ariei deschise de orificiile vanelor de perturbație.

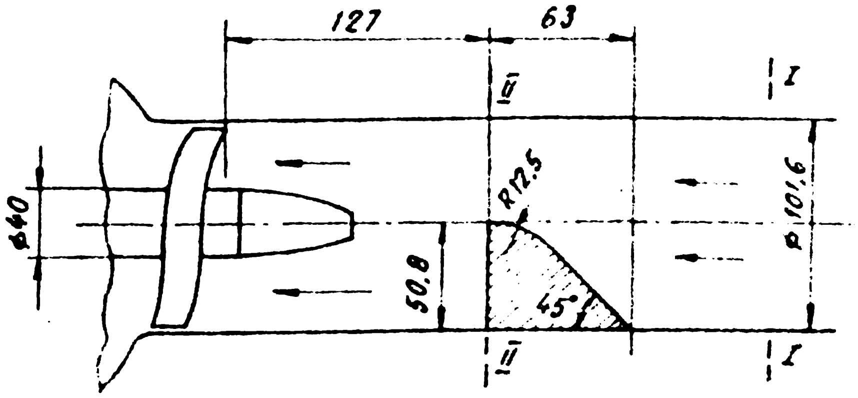


Fig. 33.11 Pragul proiectat și realizat pentru simularea colului amonte de rotorul pompei

n_0 = 6000 rot/min, lichidul vehiculat apă la temperatura de t = 20°C, cu presiunea vaporilor saturanți p_{vap} = 2340 N/m² și valoarea coeficientului de cavitație critic al pompei după /1, 11, 113/ de $\sigma_{c_p} \cong$ 0,08 rezultă presiunea minimă admisibilă amonte de pompă [illegible] din relația :

$$\sigma_{c_p} = \frac{p_I - p_{vap}}{\frac{\rho}{2} U_M^2} \qquad (3.3.9)$$

Conform fig. 3.3.6 pe baza aplicării ecuației transferului de energie și a conservării masei între secțiunile I și II și [illegible]ând coeficientul critic de cavitație al obstacolului triunghiular cu datele din /1o5, 160/ la o valoare aproximativă σ_{c_Δ} = 1,4 definit :

$$\sigma_{c_\Delta} = \frac{p_I - p_{vap}}{\frac{\rho}{2} v_I^2} \qquad (3.3.10)$$

rezultă secțiunea minimă hidrodinamică. Din ea secțiunea t[illegible]lă geometrică minimă II din dreptul obstacolului se obține a[illegible] din secțiunea transversală a conductei. Rezultatele experi[illegible] ob-ținute pe baza acestor raționamente sînt redate în cap. 4.

4. REZULTATE EXPERIMENTALE

4.1 Incercări dinamice energetice ale pompei centrifuge CRIS-30

Metodica încercărilor dinamice se poate explica în următoarele etape :

- verificarea compunerii staţiunii conform fig. 3.2.1
- controlarea etanşării circuitului hidraulic printr-o probă de supra- şi depresiune. S-a acceptat o variaţie (scădere) a presiunii de 1 mm col. Hg într-o oră pentru o suprapresiune iniţială de 1 atmosferă.
- asigurarea alimentării electrice a aparaturii de măsură şi aducerea acesteia în regim termic staţionar prin conectarea, cu 30 de minute înainte de măsurători, la reţea.
- umplerea circuitului hidraulic cu apă, în prealabil, deaerată. Se realizează astfel o fidelitate mai bună a rezultatelor în cea ce priveşte sensibilitatea cavitaţională a lichidului de lucru. Degazarea lichidului se face prin funcţionarea dispozitivului de creare a depresiunii adică a pompei PA cu robinetele de reglare astfel aranjate încît să extragă apă din rezervorul închis RI şi să o refuleze în rezervorul deschis RD, avînd grija ca vana V3 să fie în prealabil închisă. După funcţionarea în regim de degazare o durată de 2-3 ore se deschide vana V3 şi se modifică robinetele de reglare astfel încît pompa PA să introducă apa deaerată în circuitul hidraulic al staţiunii (vezi fig.3.2.1). Conţinutul volumic de aer în apă măsurat pe baza unor probe prelevate din staţiune s-a situat în domeniul 0,3...0,4 %. Aparatul pentru măsurarea conţinutului de aer din apă este de tipul Van Slake şi a fost construit de autor, descris în lucrarea /8/.
- ridicarea curbelor de etalonare ale traductorilor de măsură. Traductorul de presiune de la aspiraţie TP_a are curba de etalonare din fig.4.1.1 obţinută prin compararea indicaţiilor amplificatorului AP_a cu cele ale piezometrului H_a. Diferite nivele de presiuni în staţiune s-au realizat prin instalaţia de creare a suprapresiunii şi depresiunii în sistem. Traductorul de presiune de la refulare are curba de tarare prezentată în fig.4.1.2 utilizînd aceeaşi sursă de modificare în trepte a presiunii în instalaţie şi folosind indicaţiile AP_r şi H_r. Traductorul de moment s-a etalonat static într-un montaj în care o extremitate a traductorului s-a fixat iar celeilalte extremităţi i s-a ataşat o balanţă. Prin încărcarea

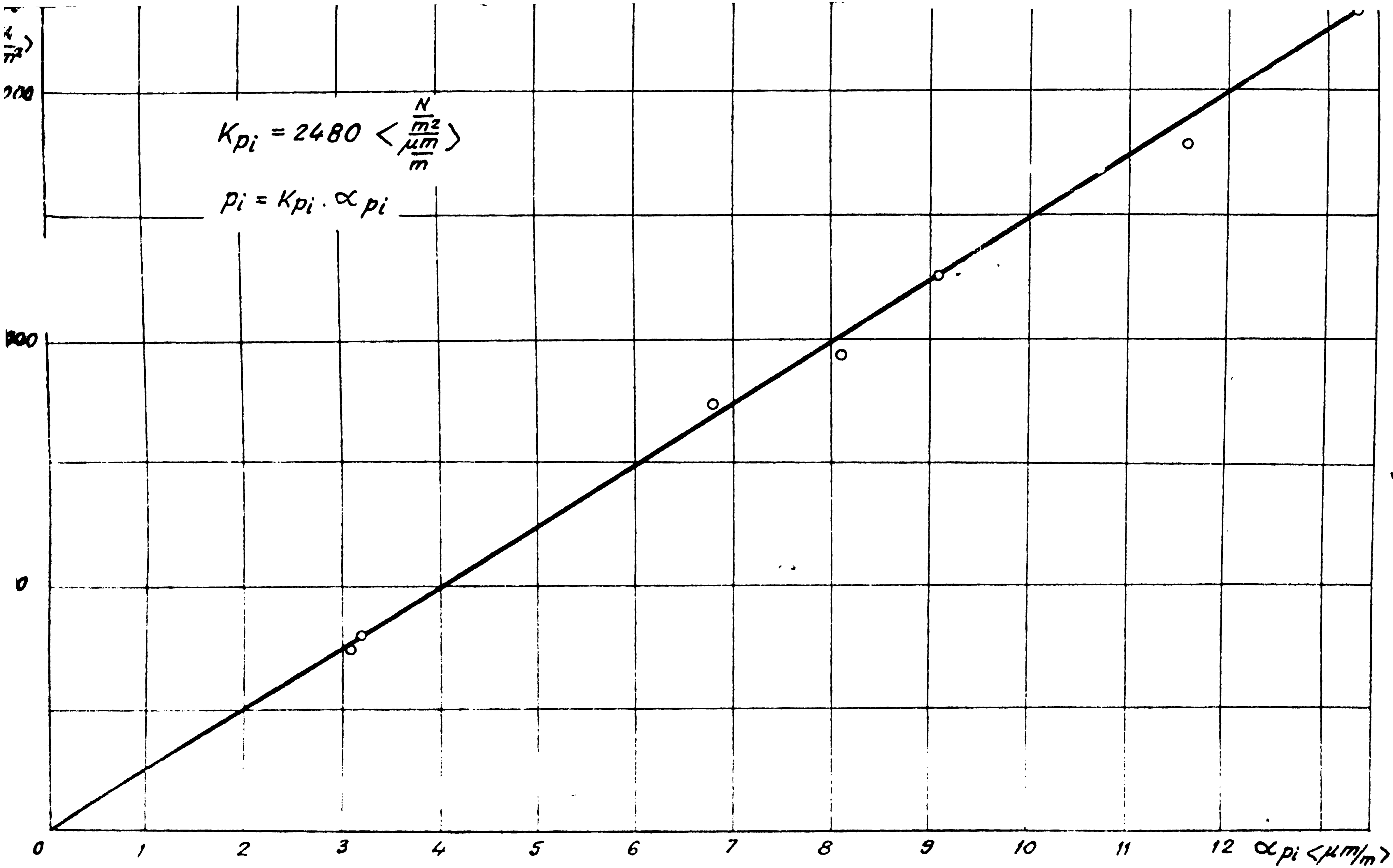


Fig. 41.1 Curba de etalonare a traductorului de presiune tip P 1/2 - 50 Höttinger cuplat cu amplificatorul KWS II-50 folosit pentru măsurarea presiunii de la aspirația pompei.

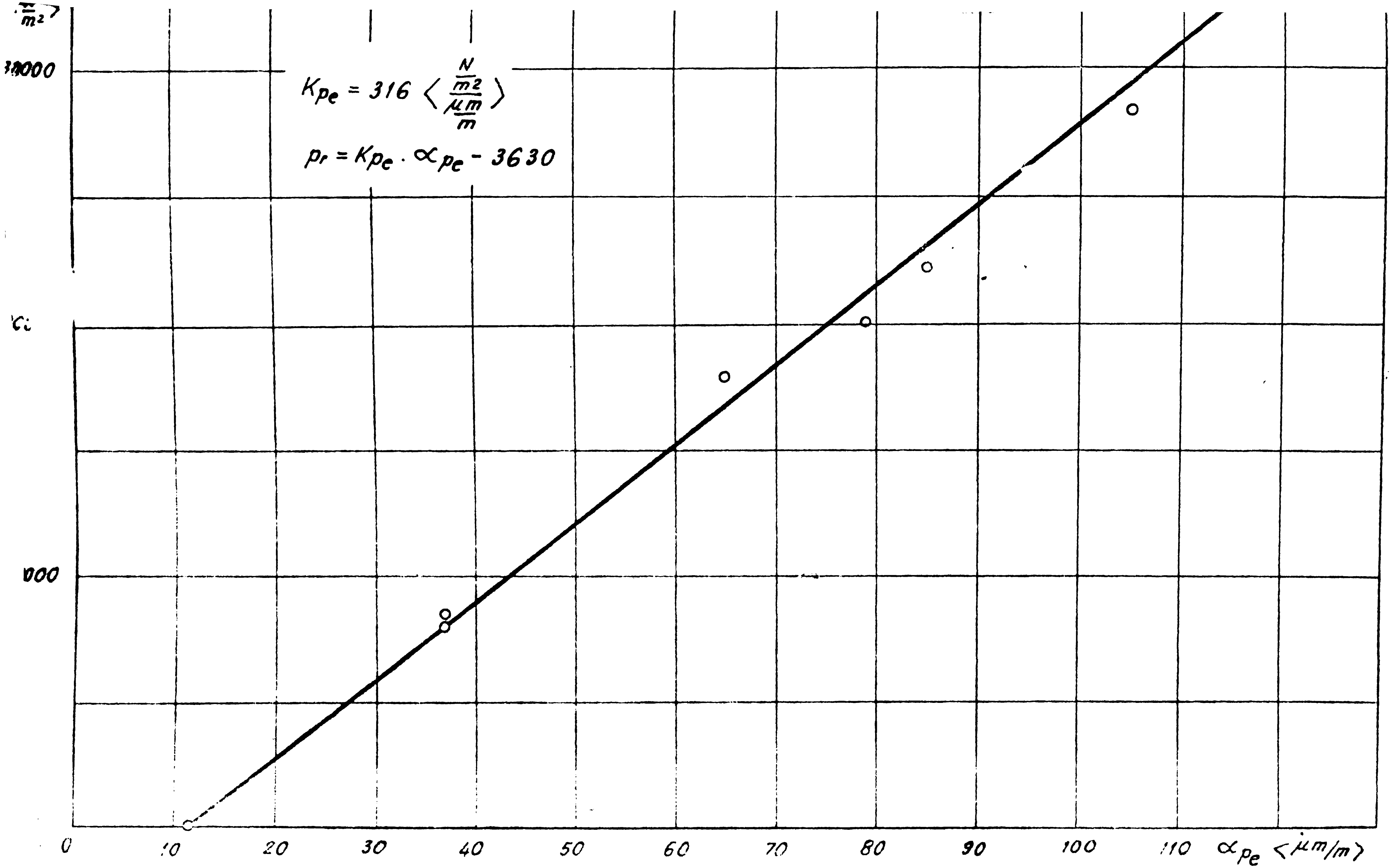


Fig. 41.2 Curba de etalonare a traductorului de presiune LHMT tip MB-1 cuplat cu tensometrul electronic N 2301 folosit pentru măsurarea presiunii de la refularea pompei.

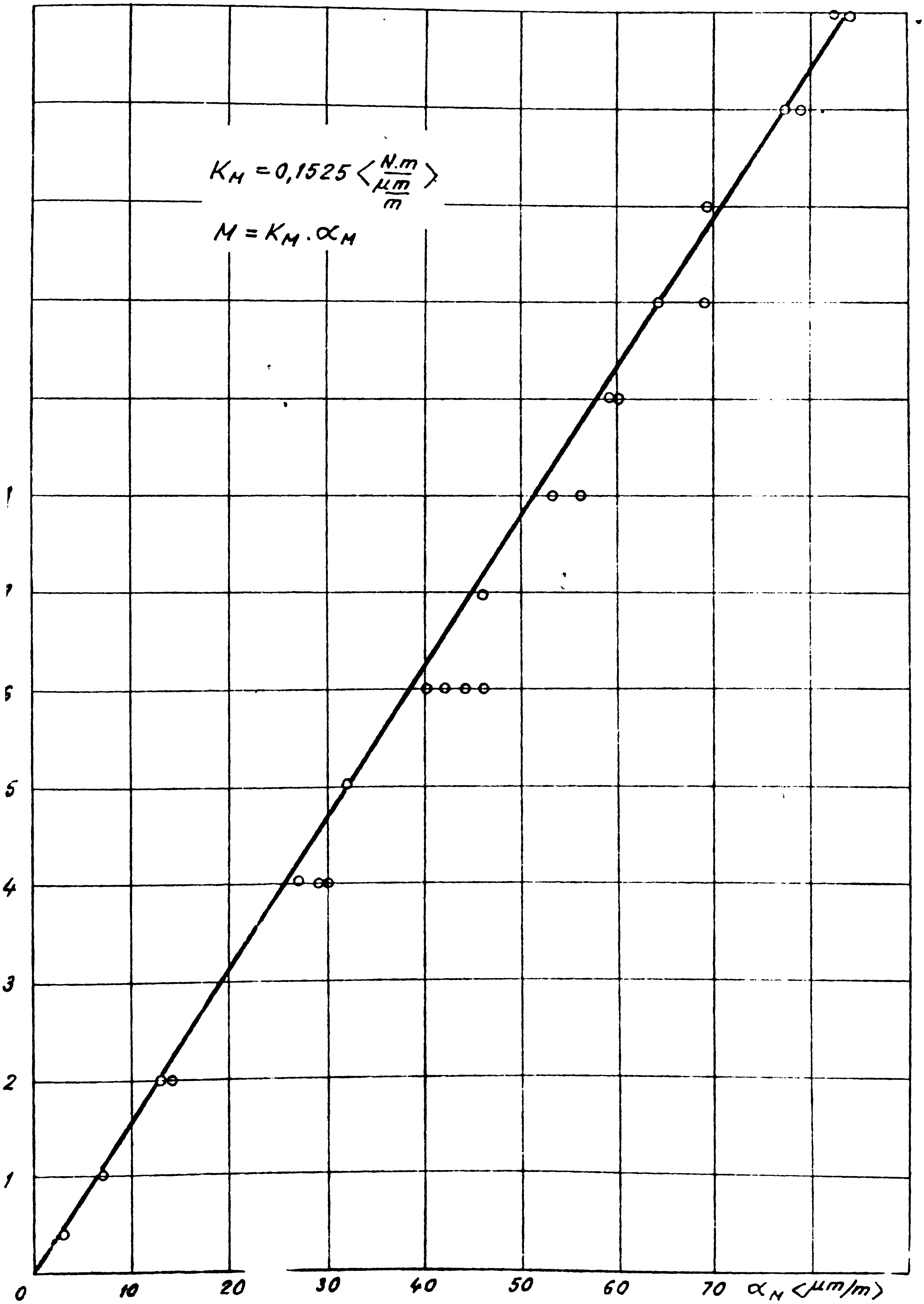


Fig. 81.3 Curba de etalonare a traductorului de moment tip ZF-T1 Huggenberger

balanței s-a determinat curba din fig.4.1.3 folosind indicațiile amplificatorului AM.

Curba de etalonare a debitmetrului cu turbină D s-a verificat într-un montaj special în care la refularea unei pompe după vana de reglare s-au plasat în serie debitmetrul și un vas etalonat.

La tahogeneratorul Tg s-au confruntat rezultatele obținute prin măsurătorile făcute la tahometrul Th și la indicațiile voltmetrului din amplificatorul AT, cu curba de etalonare a traductorului. Modificarea turației motorului electric ME 1 s-a realizat printr-un grup de frecvență variabilă care alimentează stațiunea din fig. 3.2.1.

Pentru curbele de etalonare determinate și verificate s-au înregistrat secvențe filmate cu oscilograful O. Liniaritatea elementelor de pe lanțul de măsură și amplificare pentru presiunea de la aspirație, presiunea de la refulare, moment mecanic și viteză unghiulară au permis ca în final să se deducă constanta de amplificare numai din două valori ale mărimii măsurate respectiv ale spoturilor.

- funcționarea în diferite regimuri staționare a instalației timp de 10...30 minute pentru a separa eventualele bule de gaz în zonele mai ridicate ale circuitului și a le evacua prin purjare de acolo cît și pentru a umezi etanșările și a egaliza temperaturile în stațiune.

- determinarea curbelor caracteristice statice energetice ale pompei centrifuge CRIS-5o. Acestea se stabilesc în maniera clasică menținînd turația pompei constantă și reglînd, cu vana de la refularea pompei V, regimul de funcționare. Unele rezultate sînt redate în fig. 4.1.4 și fig. 4.1.5 incluzînd măsurători obținute la diferite turații

- stabilirea curbelor caracteristice statice cavitaționale pe baza curbelor căzătoare primare din fig. 4.1.6, fig.4.1.7 /9/ și fig. 4.1.8 /6/ obținute prin metodica descrisă în /1, 88, 139/.

- se pornește motorul electric ME 1

- se instalează cu ajutorul vanei V regimul dorit de funcționare al pompei P. Acesta se verifică prin citirile înălțimii de pompare la piezometrul H, debitului la numărătorul N și turației la tahometrul Th

- se realizează nivelul de presiune dorit în sistem. Pentru încercări energetice pînă la turații de ordinul 4500 rot/min s-a constatat că o suprapresiune de 1 at citită la manometrul M2 din rezervorul RI, vas comunicant cu circuitul hidraulic principal, este

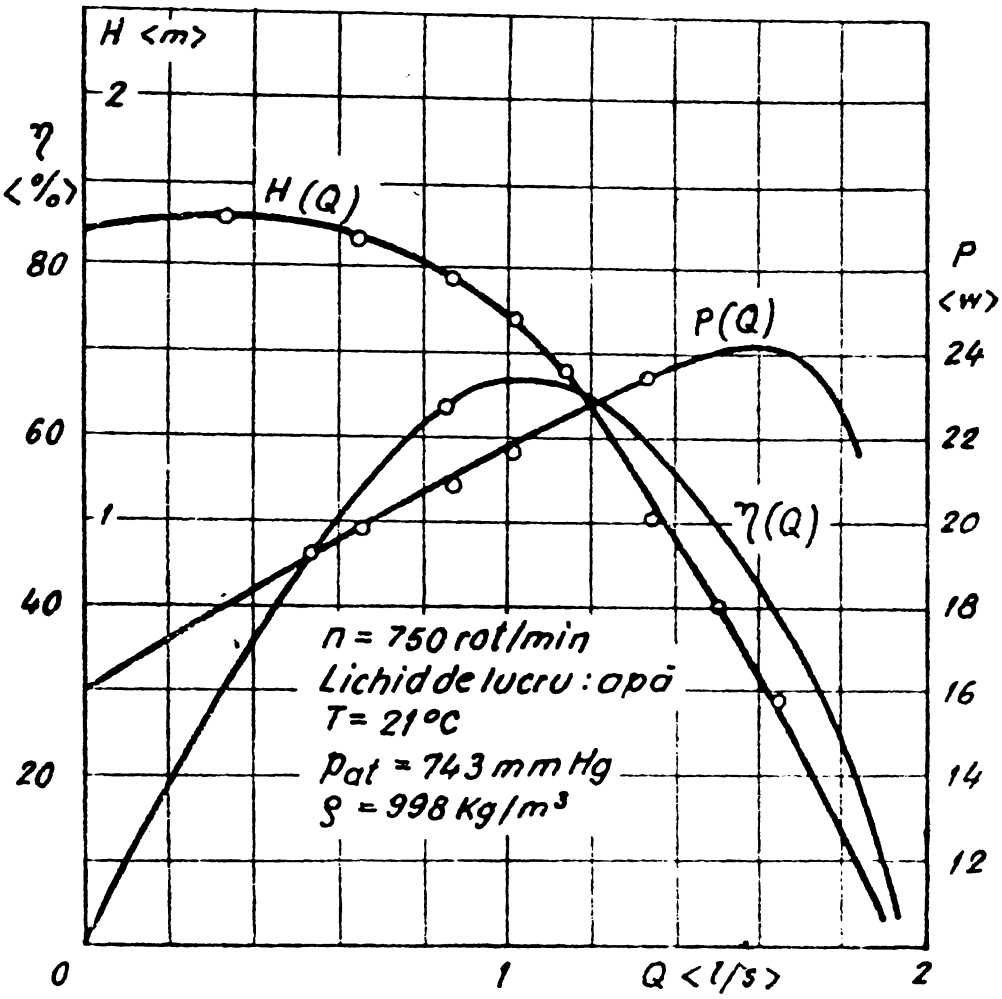


Fig. 41.4 Curbele caracteristice energetice ale pompei CRIȘ-50

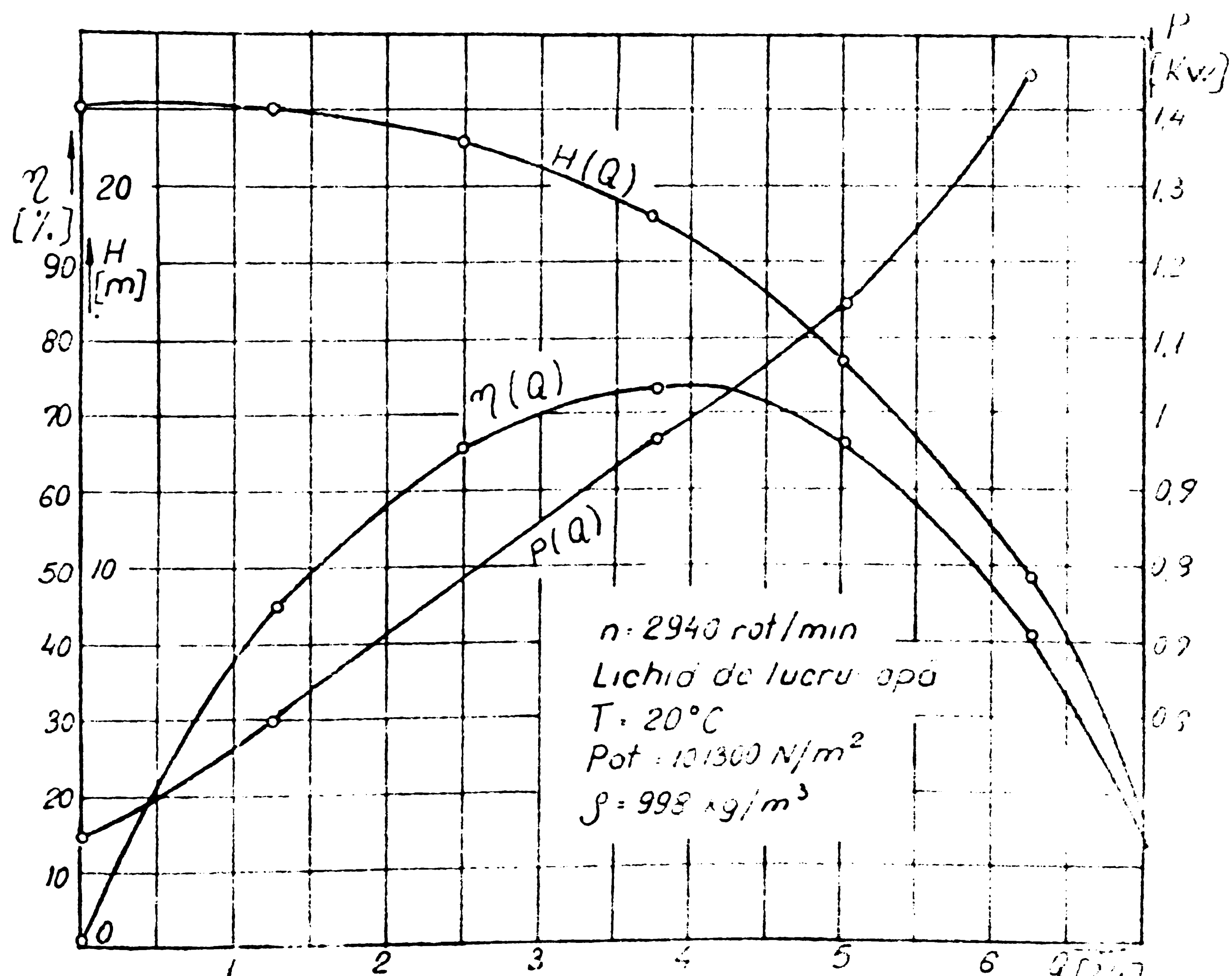


Fig. 41.5 Curbele caracteristice energetice ale pompei CRIȘ-50

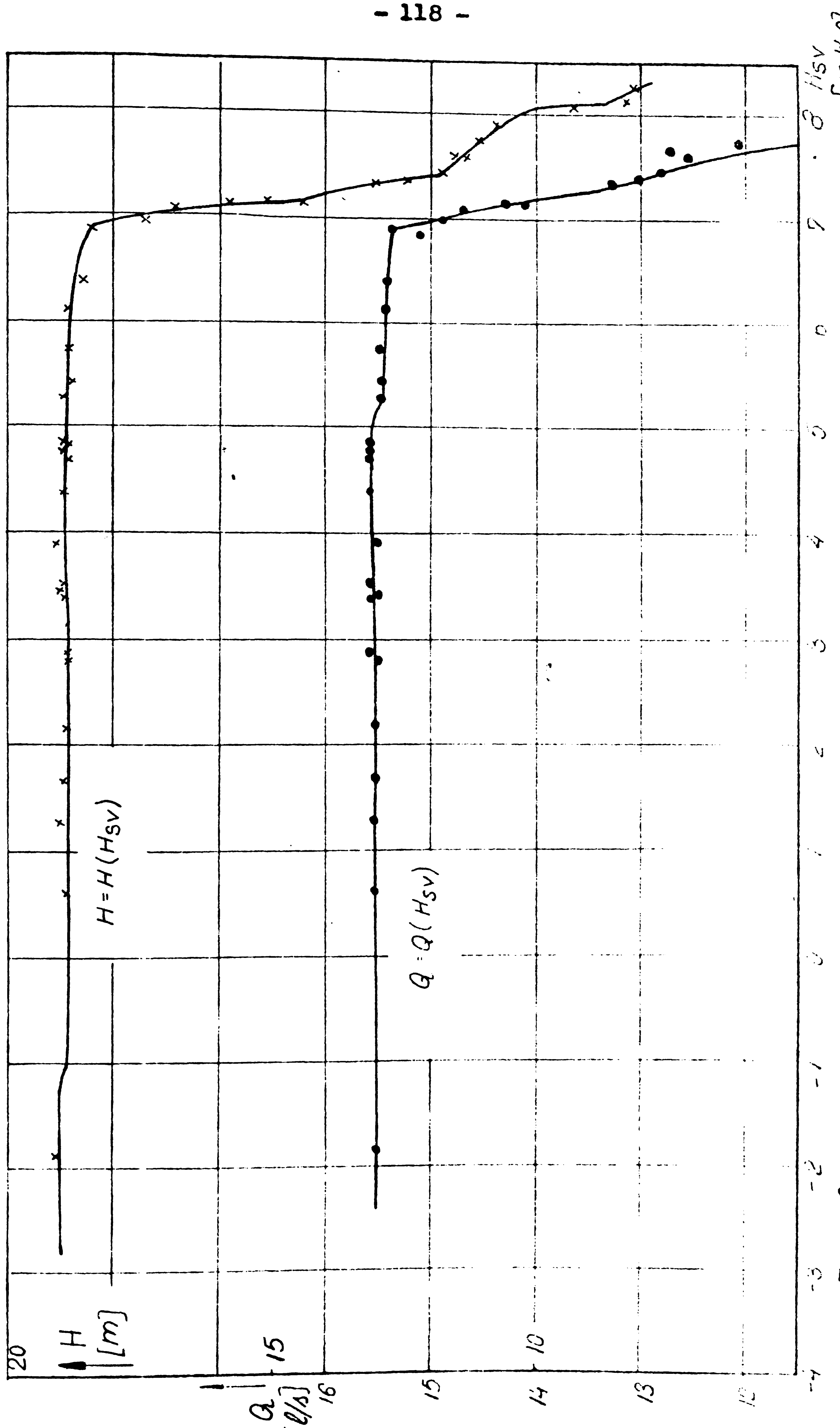
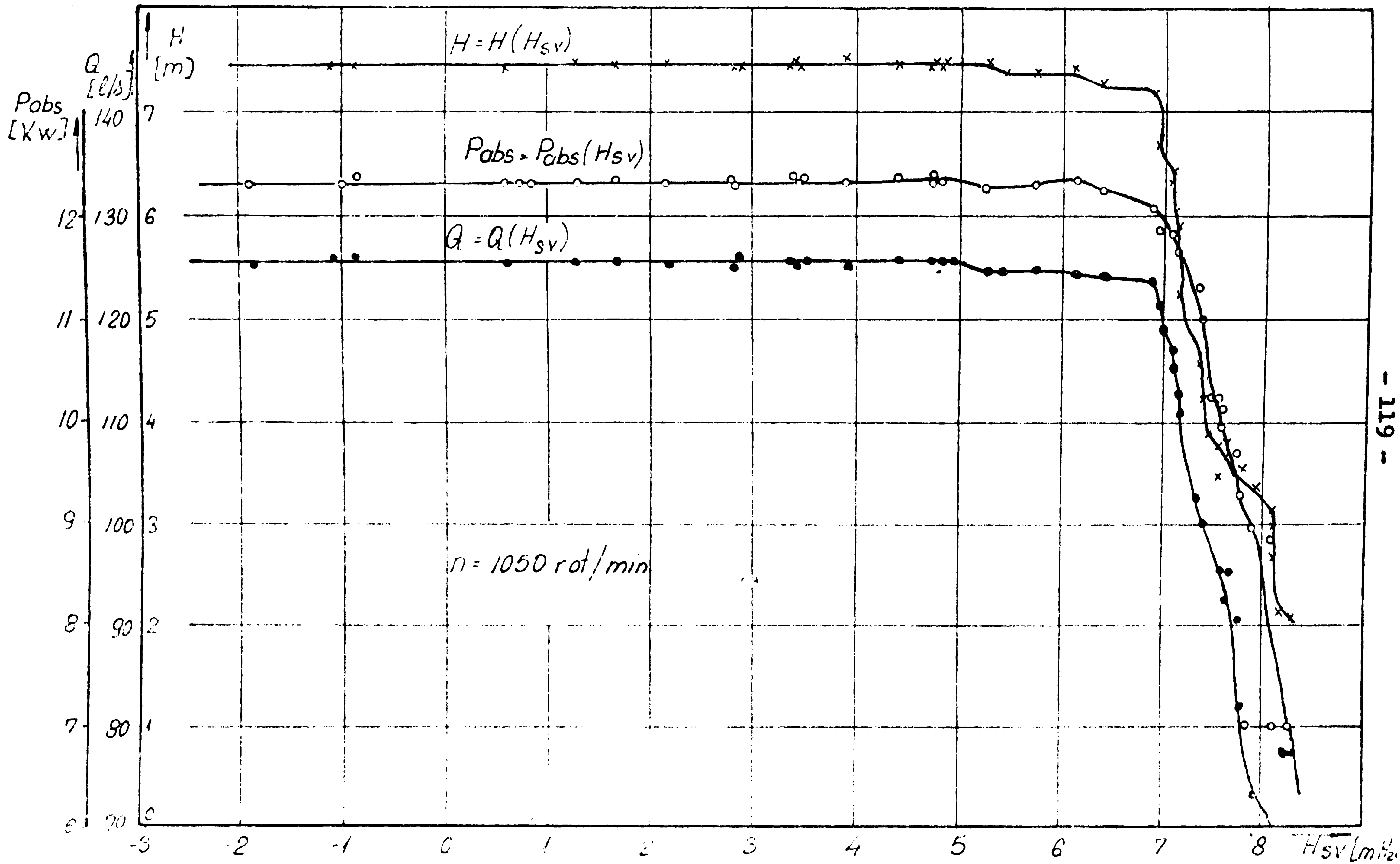


Fig.41.6. Curbele caracteristice de cavitație ale pompei CRIȘ 50



Curbele caracteristice de cavitație ale pompei Brateș 250a

Fig. 41.7

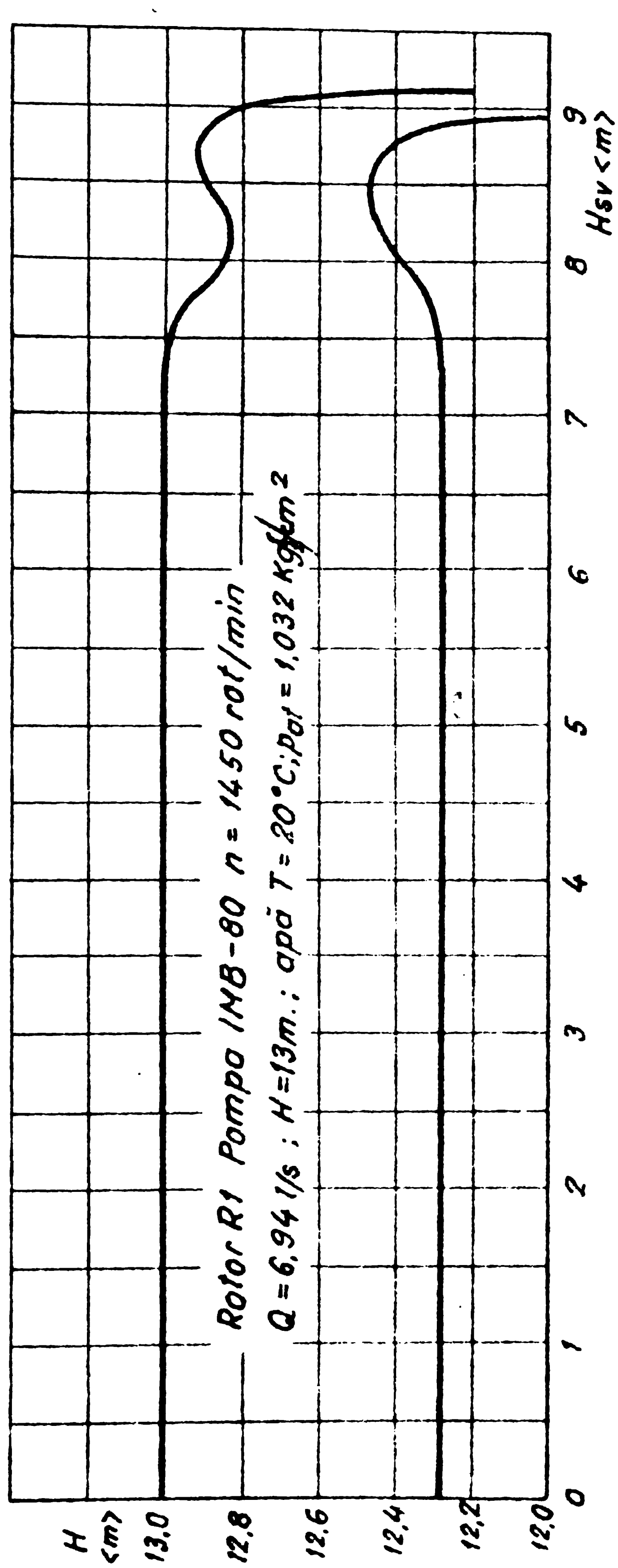

Rotor R1 Pompa 1MB-80 n = 1450 rot/min
Q = 6,94 l/s ; H=13m.; apă T = 20°C; pat = 1,032 Kgf/cm2
H <m>
13,0
12,8
12,6
12,4
12,2
12,0
0
1
2
3
4
5
6
7
8
9
Hsv <m>

Fig.41 8

suficientă pentru evitarea funcţionării în regim cavitaţional a pompei CRIS-5o.

- se stabilesc poziţiile spoturilor pe ecranul osciloscopului şi amplificările lor la oscilograful O. Aceasta se face pentru ca mărimile măsurate şi urmărite să poată fi evaluate ulterior iar în regimuri tranzitorii aceste spoturi să nu depăşească formatul vizualizat şi filmat. In cursul înregistrărilor de cîte ori se consideră necesar se revine la această etapă

- se stabileşte la cama dublă CC excentricitatea dorită

- se porneşte motorul electric ME 2

- se instalează turaţia dorită a variatorului hidraulic VH prin acordarea poziţiei manetelor care schimbă excentricităţile rotorilor motorului hidraulic şi pompei volumice ale variatorului

- se verifică prin indicaţiile osciloscopului O, dacă amplitudinea oscilaţiilor de turaţie nu este prea mare. Pe baza studiilor din literatură /122/ s-a acceptat amplitudinea maximă de 4 % pentru a nu depăşi domeniul de aproximare liniară a fenomenelor ce au loc în funcţionarea unei pompe centrifuge. Dacă valoarea obţinută depăşeşte valoarea maximă admisă se corectează excentricitatea camei combinatorului CC.

- se obţine astfel antrenarea pompei P cu o turaţie ce fluctuează sinusoidal cu amplitudinea şi frecvenţa stabilite de experimentator

- se urmăresc şi se apreciază pe ecranul oscilografului O mişcările spoturilor

- se selectează viteza de filmare şi intensitatea luminoasă a spoturilor

- se cuplează antrenarea filmului şi se înregistrează pe o hîrtie sensibilă de 12o mm lăţime secvenţe cu durata de cel puţin 3-5 perioade complete pentru variaţii de turaţie de frecvenţă şi amplitudine constante fig.4.1.9. Pe aceleaşi înregistrări apare şi baza de timp t cu semnale dreptunghiulare de perioadă egală cu Δt = o,2 s. Concomitent cu turaţia se vor înregistra oscilaţii periodice mai mult sau mai puţin sinusoidale ale presiunii de la aspiraţie, presiunii de la refulare, momentului mecanic şi debitului. Fiecare din aceste mărimi este decalată în timp faţă de sursa de perturbaţii (oscilaţiile de turaţie).

In fig.4.1.9 se oferă un exemplu al unei secvenţe a înregistrărilor unor mărimi caracteristice în regim dinamic.

Ultimele 7 etape se repetă pentru o altă frecvenţă de fluctuaţie a turaţiei şi rezultatul se obţine sub forma unei secvenţe

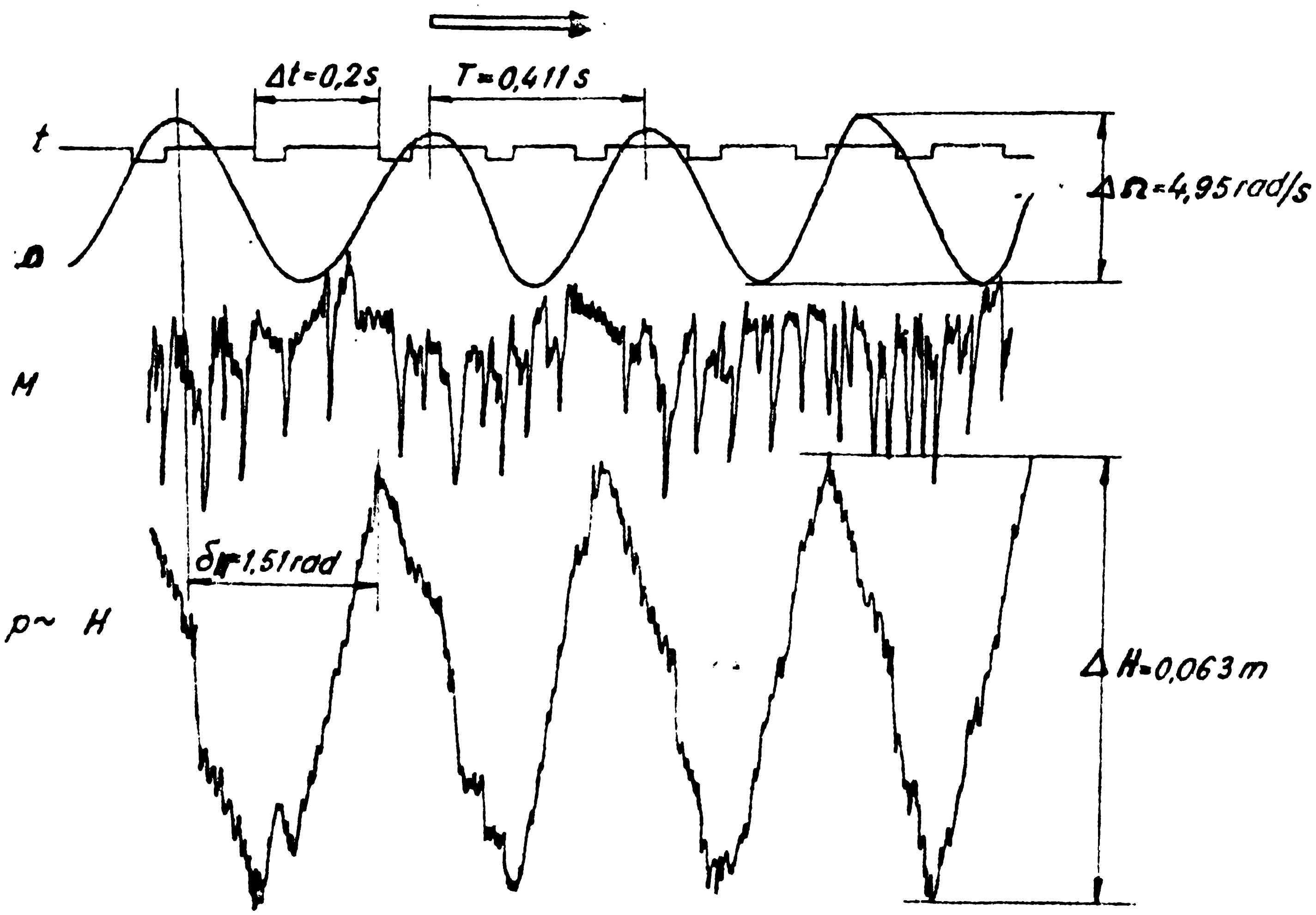


Fig. 41.6 Secvență a înregistrărilor mărimilor caracteristice în regim dinamic ale pompei CRIȘ-50.

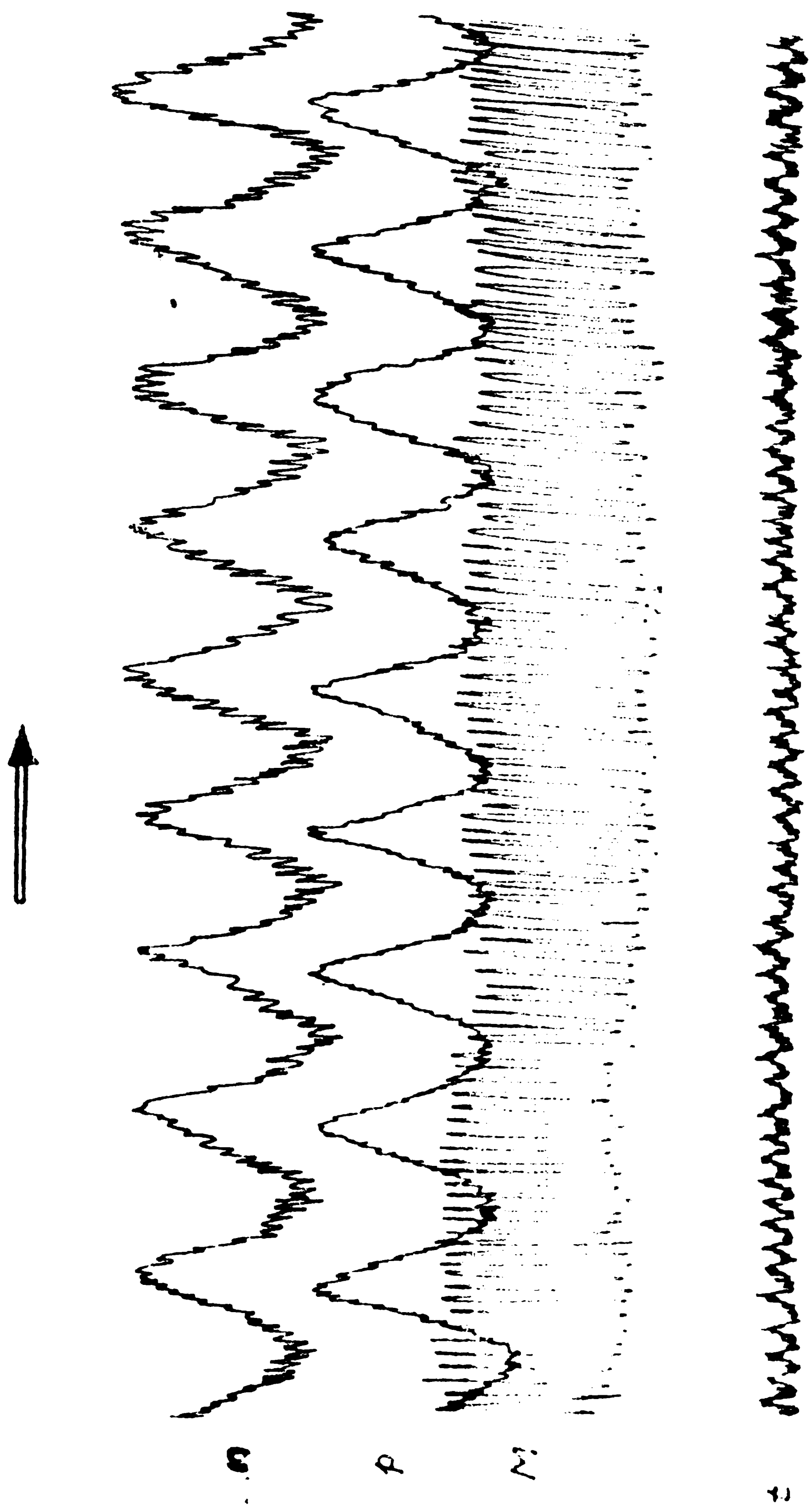


Fig.41.10 Secvența a inregistrărilor mărimilor caracteristice in regim dinamic ale pompei CRIȘ-50

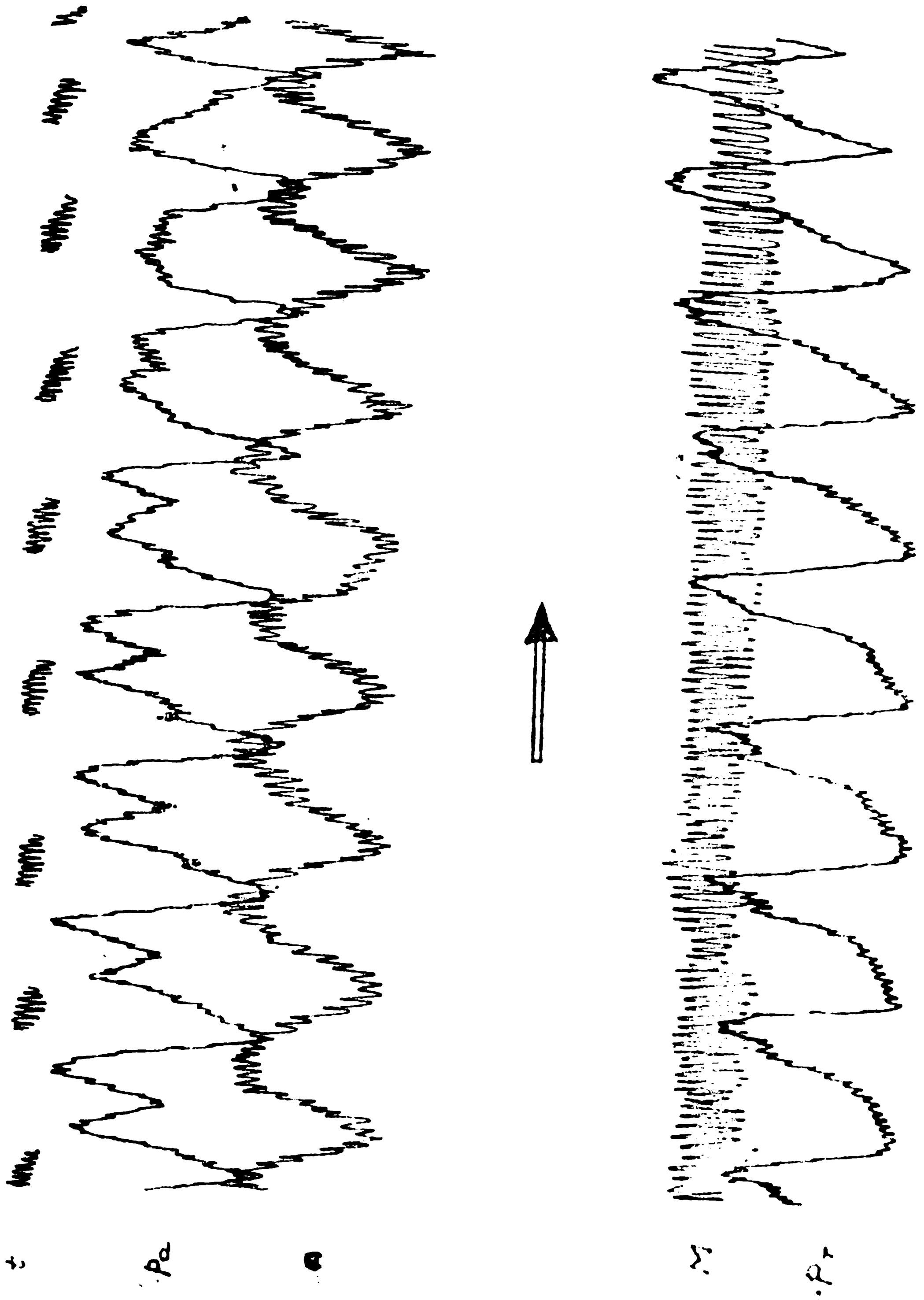


Fig. 41. 11 Secvenţă a înregistrărilor mărimilor caracteristice în regim dinamic ale pompei CRiŞ - 50

precum în fig. 4.1.10. Se acoperă întreaga gamă de frecvenţe de fluctuaţie ce prezintă interes în studiul dinamic al pompei respective. Staţiunea LMHT permite frecvenţe de fluctuaţie a turaţiei f = 0,5.. ... 20 Hz.

Se repetă aceste operaţii pentru o altă amplitudine de fluctuaţie a turaţiei. Astfel pentru a verifica influenţa caracterului neliniar al maşinii studiate s-a trecut de la 4 % la 6,3 % în ceea ce priveşte amplitudinea de fluctuaţie a turaţiei fig.4.1.11.

Din fig.4.1.9...4.1.11 se pot extrage valorile amplitudinii turaţiei Δn şi presiunii Δp, respectiv înălţimii de pompare ΔH şi defazajul între ele δ_H. Raportul variaţiilor relative maxime de turaţie $\frac{\Delta n}{\bar{n}}$ şi înălţime de pompare $\frac{\Delta H}{\bar{H}}$ împreună cu defazajul raportat la perioadă în grade se reprezintă în coordonate polare în fig.4.1.12. Planul complex asociat oferă inversul uneia din funcţiile parţiale de frecvenţă rezultate prin încercarea dinamică a pompei CRIS-50.

Observaţie. Funcţiile de transfer ale pompelor s-au definit în raport cu înălţimea de pompare (vezi rel. 2.2.1) iar în prezenta

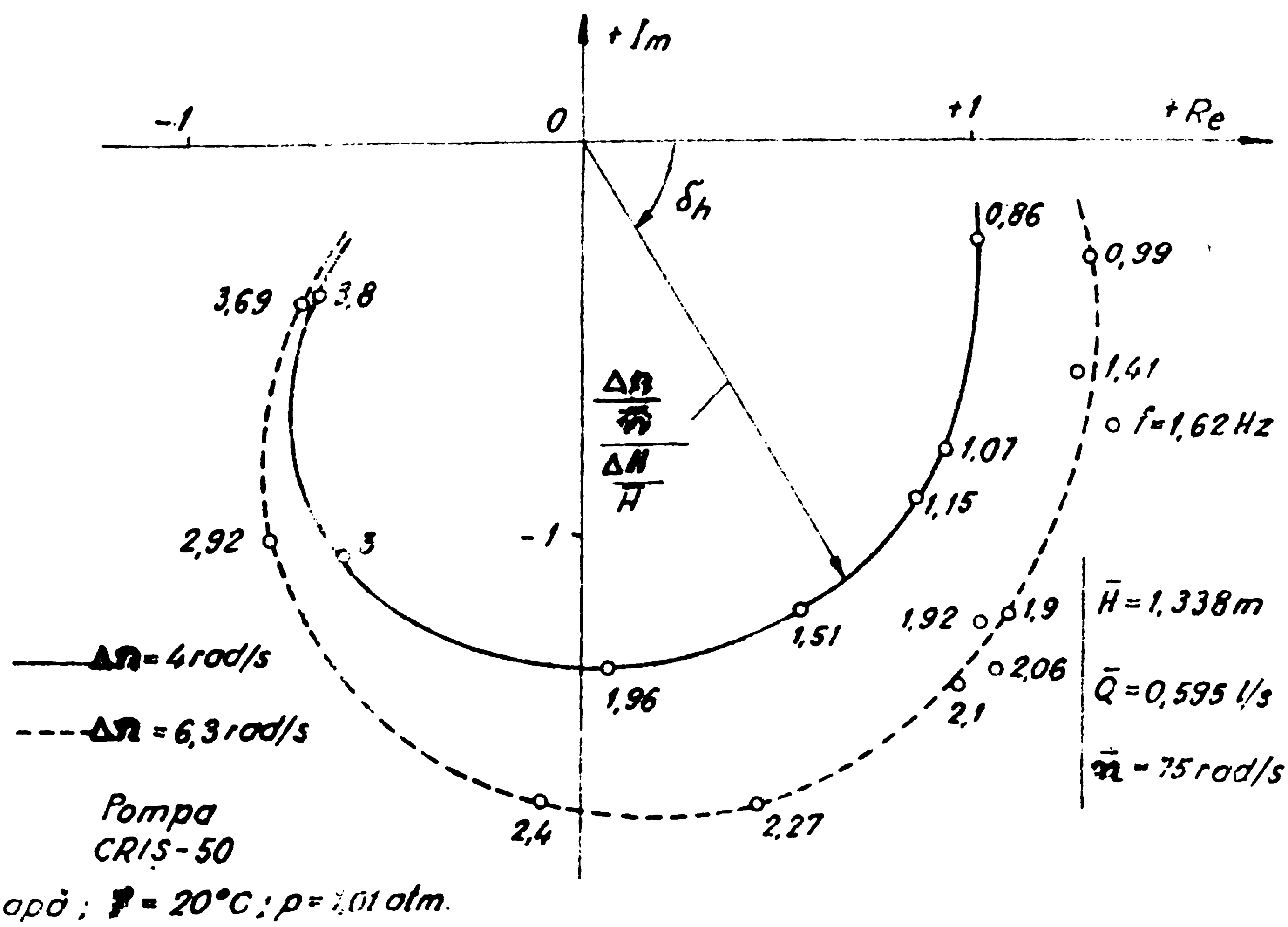


Fig. 4.1.12 Funcţia parţială de frecvenţă a pompei CRIS-50

metodică s-au măsurat presiunile la aspirație și/sau refulare. Aceasta se consideră corect în baza unui model cu parametrii concentrați și pe baza demonstrațiilor făcute în cadrul cap. 2.3.1 în care tocmai rel. (2.3.1.7) respectiv rel. (2.3.1.42) demonstrează limitele valabilității modelului adoptat.

4.2 Măsurători în regim dinamic cavitațional asupra pompei LPO/FT-7

Pompa centrifugală cu inductor axial de tipul LPO/FT echipată cu varianta de rotor 7 a fost testată în cadrul stațiunii Caltech reprezentată în fig. 3.3.1 și i s-au determinat funcțiile de transfer în regim cavitațional. Regimul dinamic cavitațional a fost realizat prin perturbarea armonică a debitului și a presiunii în două moduri : I - numai cu dispozitivul amonte de pompă (vana de perturbație V 1) și II - numai cu dispozitivul aval de pompă (vana de perturbație V 2). Măsurătorile în regim nestaționar asupra pompei s-au făcut cu și fără micșorarea secțiunii de curgere amonte de pompă. Montajul conform fig. 3.3.6 prin plasarea unui obstacol triunghiular înaintea rotorului de pompă încearcă să simuleze prezența unui cot amonte de pompă.

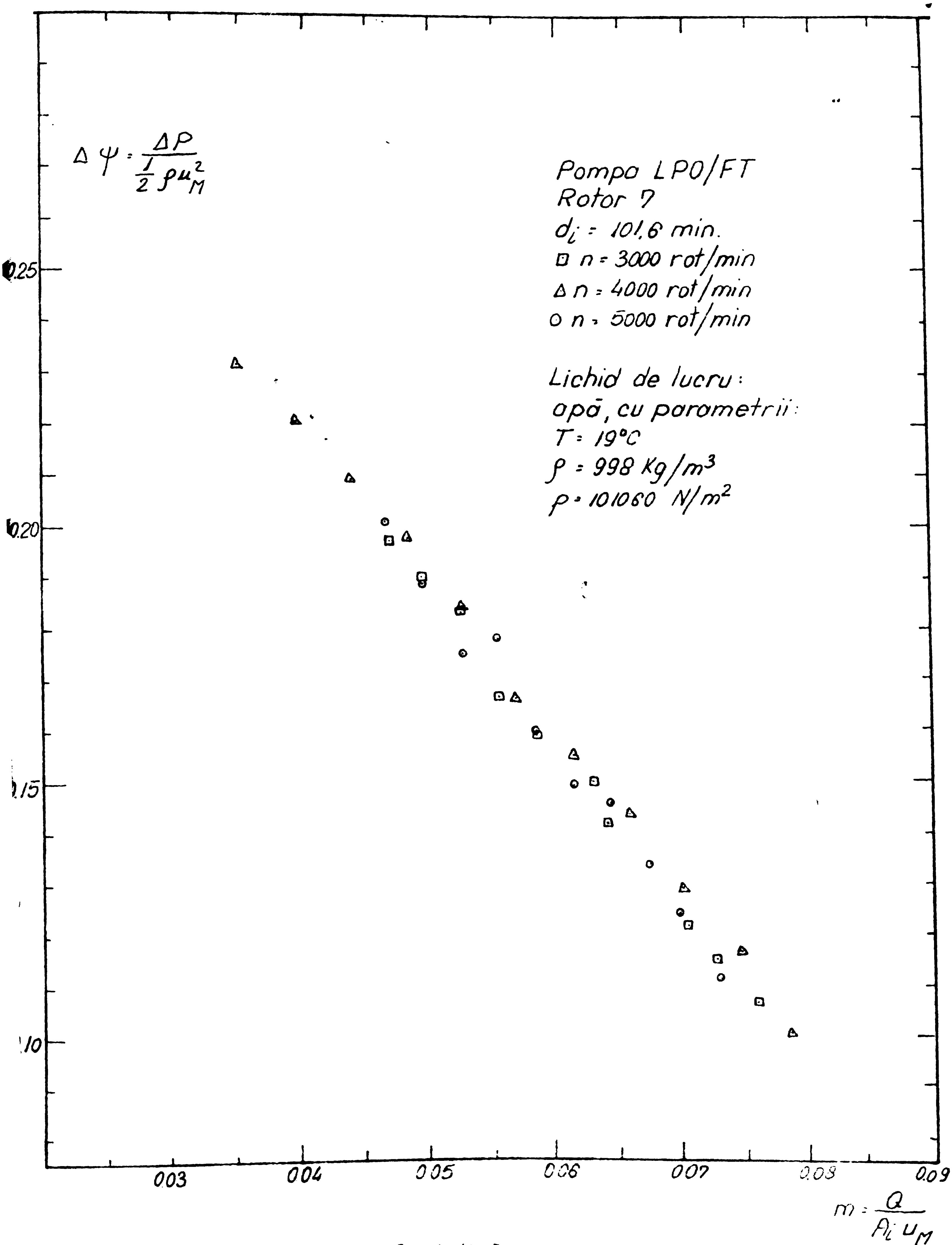
Curba caracteristică statică a pompei s-a determinat după metoda clasică /19/. Rezultatele încercărilor asupra variantei fără obstacol amonte de pompă sînt reprezentate în fig. 4.2.1 și cele cu obstacol amonte de pompă în fig. 4.2.2.

Prezența obstacolului introduce ușoare deosebiri în funcționarea statică energetică a mașinii cum rezultă din comparația celor două figuri. Influența obstacolului este mai pregnantă în funcționarea ansamblului în regimuri cavitaționale. Aceasta rezultă din analiza curbelor caracteristice statice cavitaționale ale pompei care s-au măsurat de asemenea fără obstacol amonte fig.4.2.3 și cu obstacol amonte de pompă fig. 4.2.4.

Diferite regimuri cavitaționale statice fără obstacol amonte (dar cu un rotor de tip 65) au fost fotografiate și se prezintă în suita din fig. 4.2.5...fig.4.2.16. Parametrii de funcționare ai pompei sînt : $n = 6000$ rot/min, $\Delta\Psi = 0,263$, $m = 0,0699$, $p_{at} = 743$ mm col.Hg , $T = 25^{o}C$ iar coeficientul de cavitație al pompei s-a modificat de la $\sigma_{inst} = 0,714$ în fig.4.2.5 pînă la $\sigma_{inst} = 0,0126$ în fig. 4.2.16.

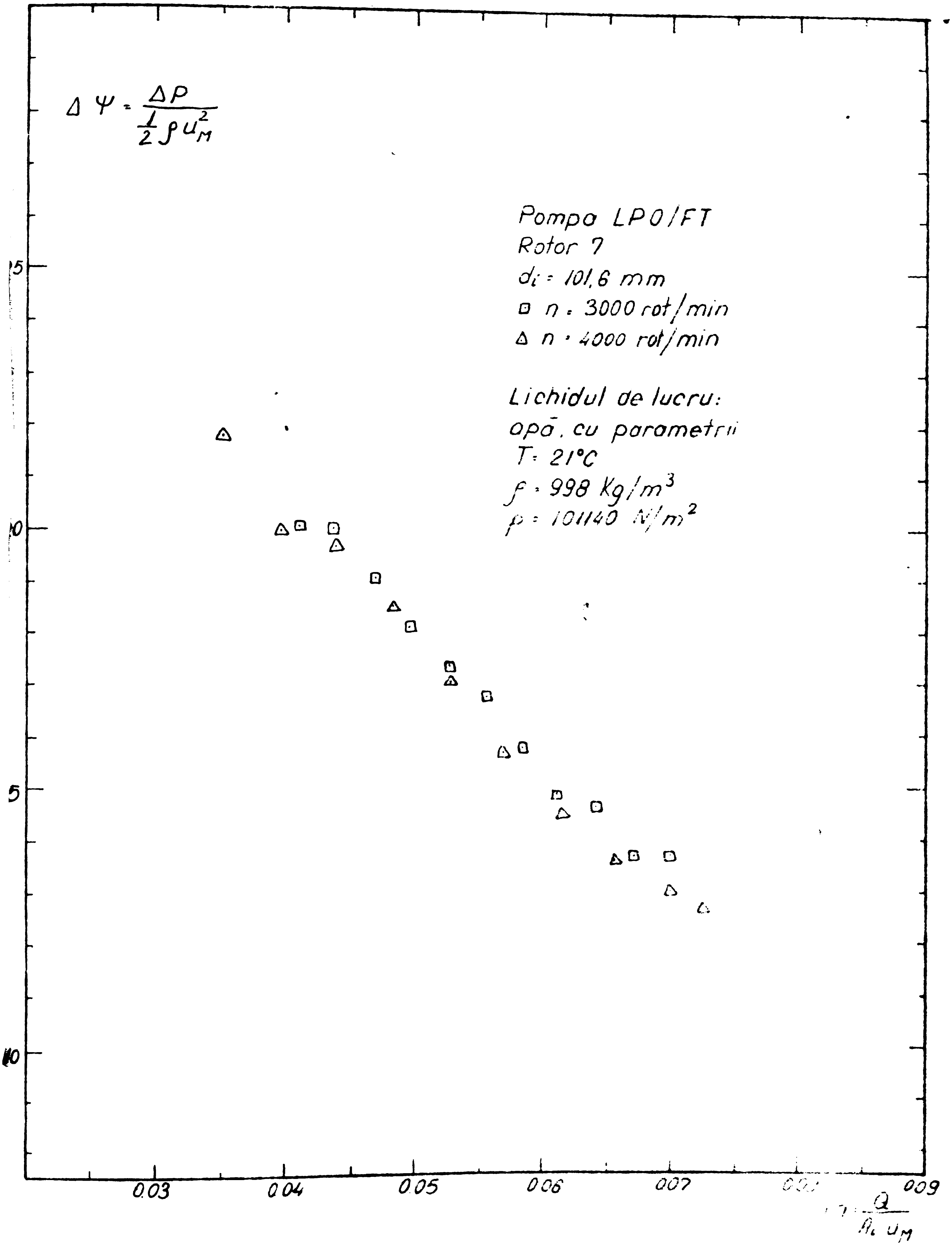
Analizînd fotografiile se observă următoarele :

- dezvoltarea zonei cavitaționale în rotorul pompei odată cu scăderea coeficientului de cavitație al pompei ;



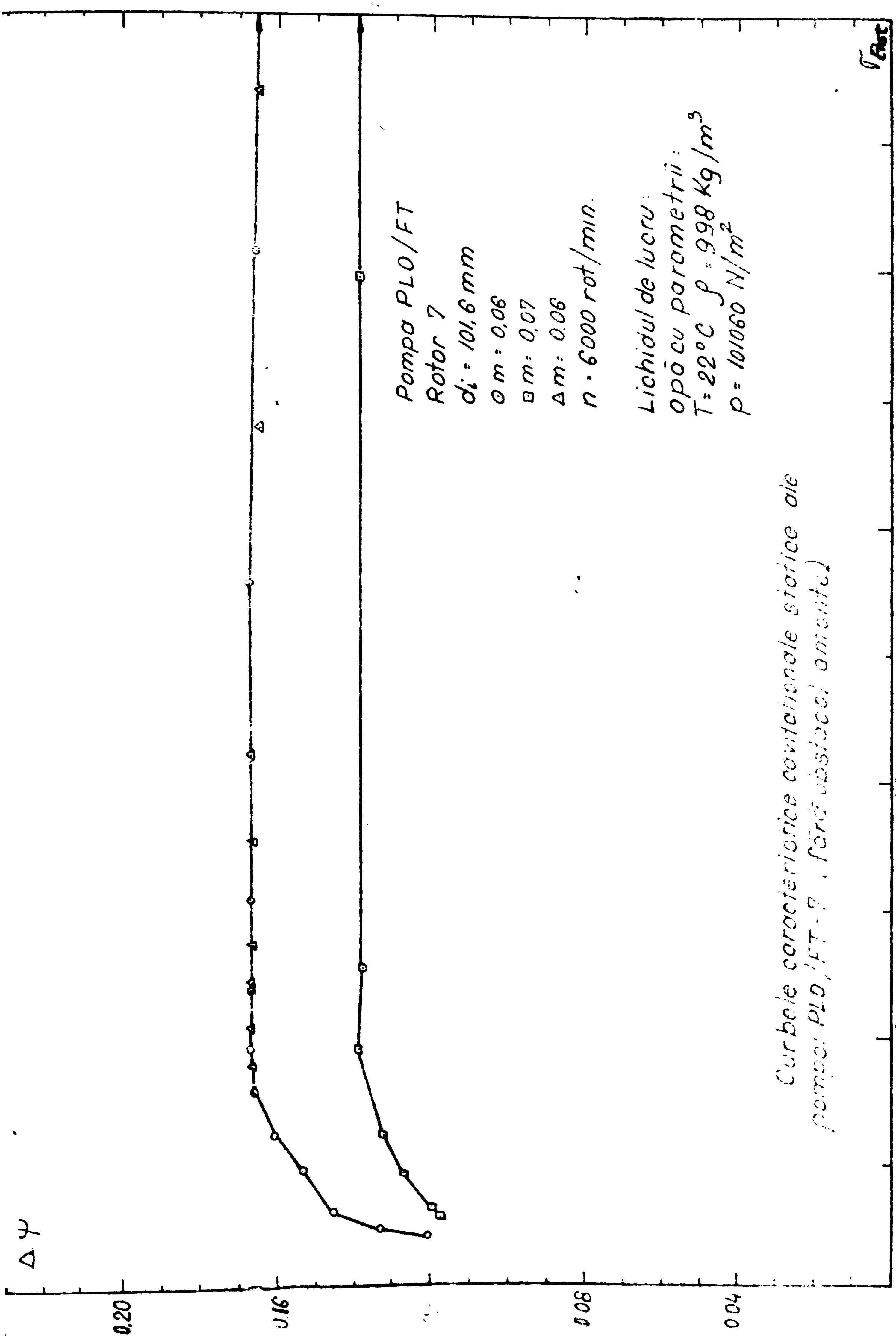
Curba caracteristică statică a pompei LPO/FT-7
(fără obstacol amonte)

Fig. 42.1



Curba caracteristică statică a pompei LPO/FT-7
(cu obstacol amonte)

Fig. 42.2



Curbele caracteristice cavitaționale statice ale pompei PLO/FT-7 , (fără obstacol amonte)

Fig 42.3

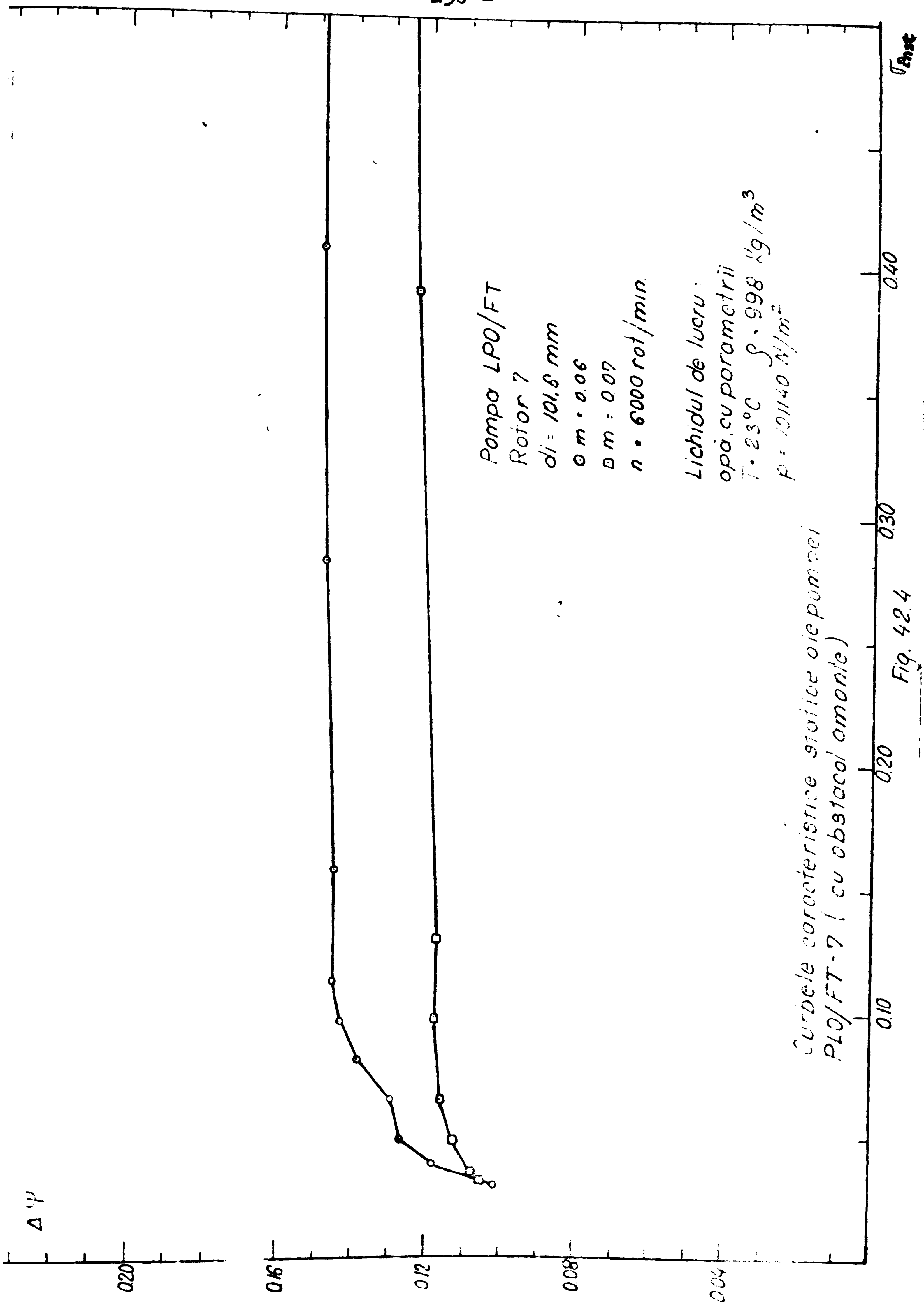


Fig. 42.4

Curbele caracteristice statice ale pompei PLO/FT-7 (cu obstacol amonte)

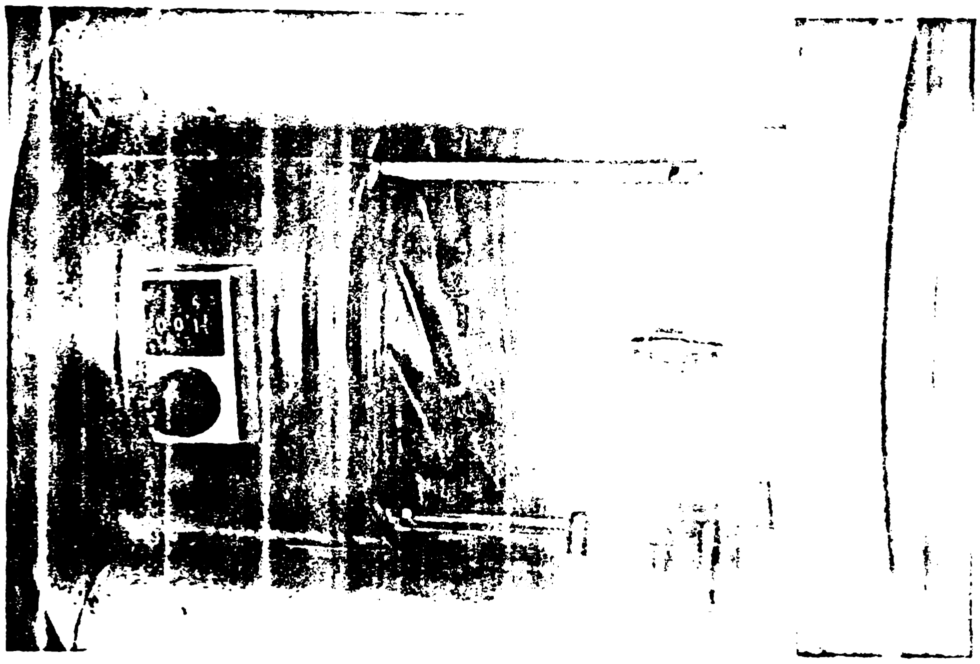


Fig. 4.2.[illegible] $Q = 18{,}8\ l/s$; $n = 6014\ rot/min$; σ_{inst} [illegible] 0,71[illegible]

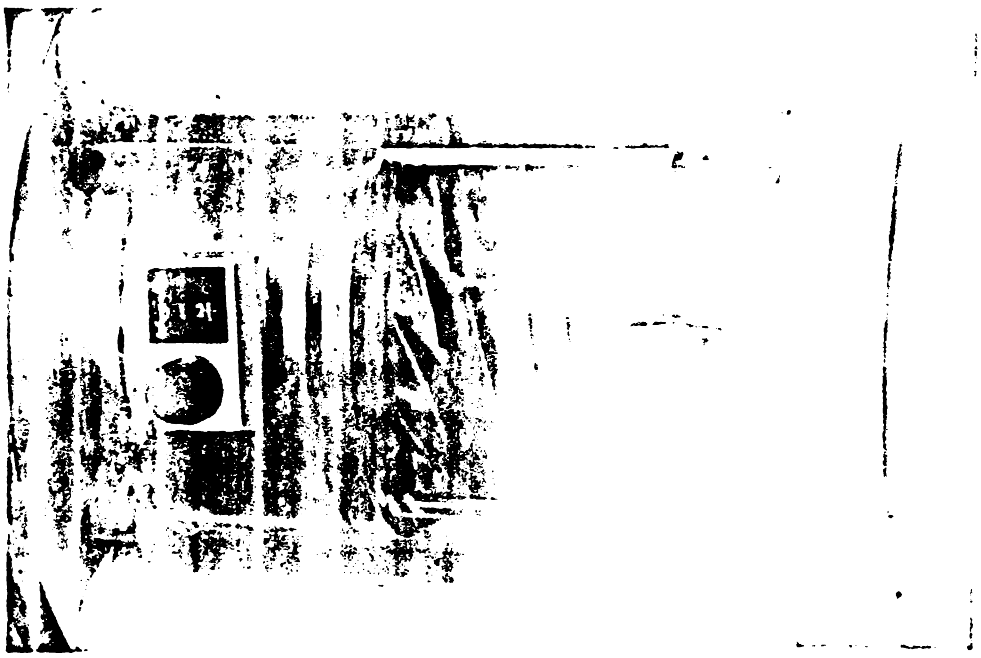


Fig.4.2.[illegible] $Q = 18{,}8\ l/s$; $n = 6017\ rot/min$; σ_{inst} [illegible]

Fig.4.[illegible] $Q = 18{,}8\ l/s$; $n = 6014\ rot/min$; σ_{inst} [illegible]

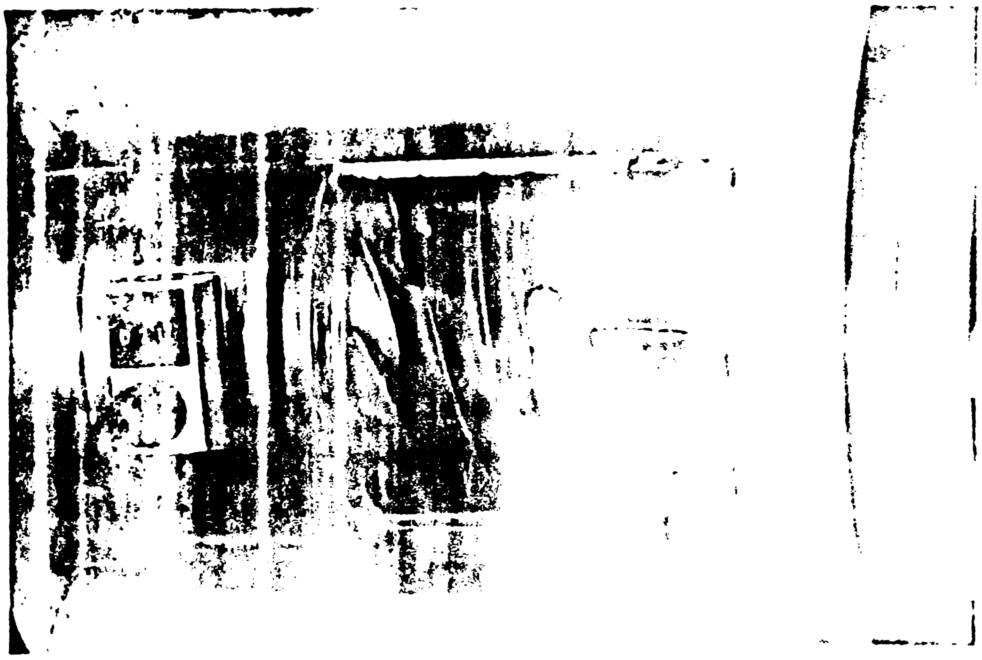


Fig.4.2.[illegible] $Q = 18{,}8\ l/s$; $n = 6016\ rot/min$; σ_{inst} [illegible]

Fig.4.2.9 $Q = 18{,}8\ l/s$; $n = 6018\ rot/min$; $\sigma_{inst} = 0{,}0869$

Fig.4.2.10 $Q = 18{,}8\ l/s$; $n = 6014\ rot/min$; $\sigma_{inst} = 0{,}07512$

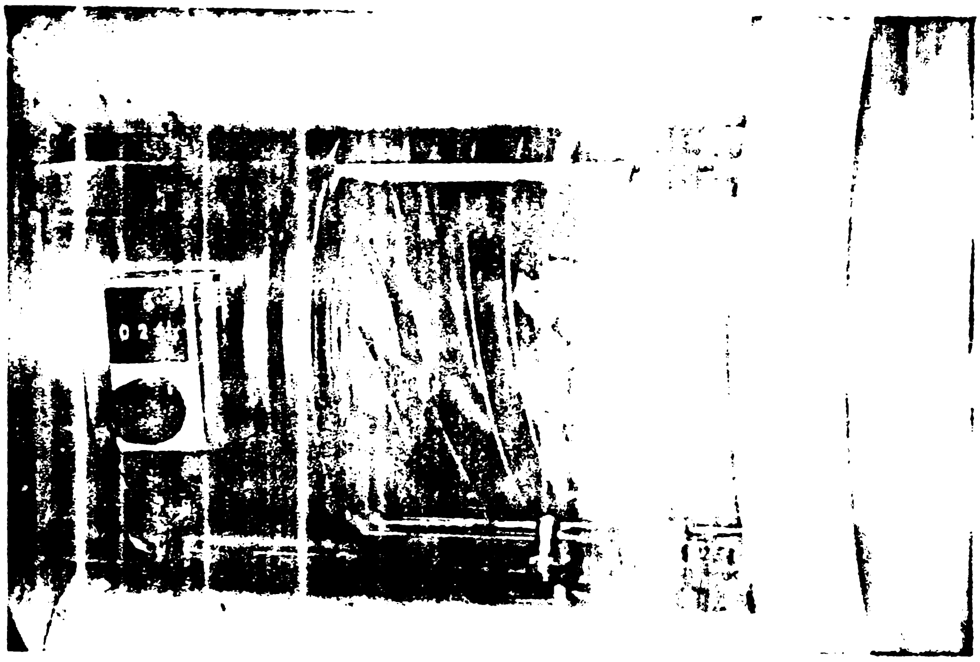


Fig.4.2.11 $Q = 18{,}8\ l/s$; $n = 6022\ rot/min$; σ_{Inst}

Fig.4.2.12 $Q = 18{,}8\ l/s$; $n = 6008\ rot/min$; σ_{Inst}

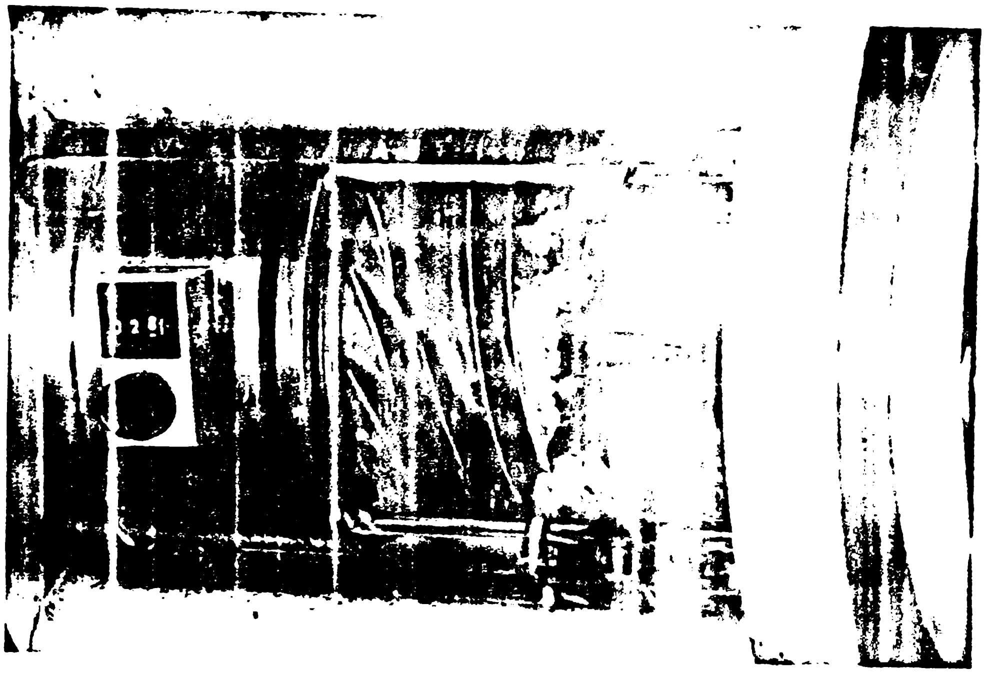


Fig.4.2.13 $Q = 18{,}7$ l/s; $n = 6017$ rot/min; σ_{inst} = 0,0[illegible]

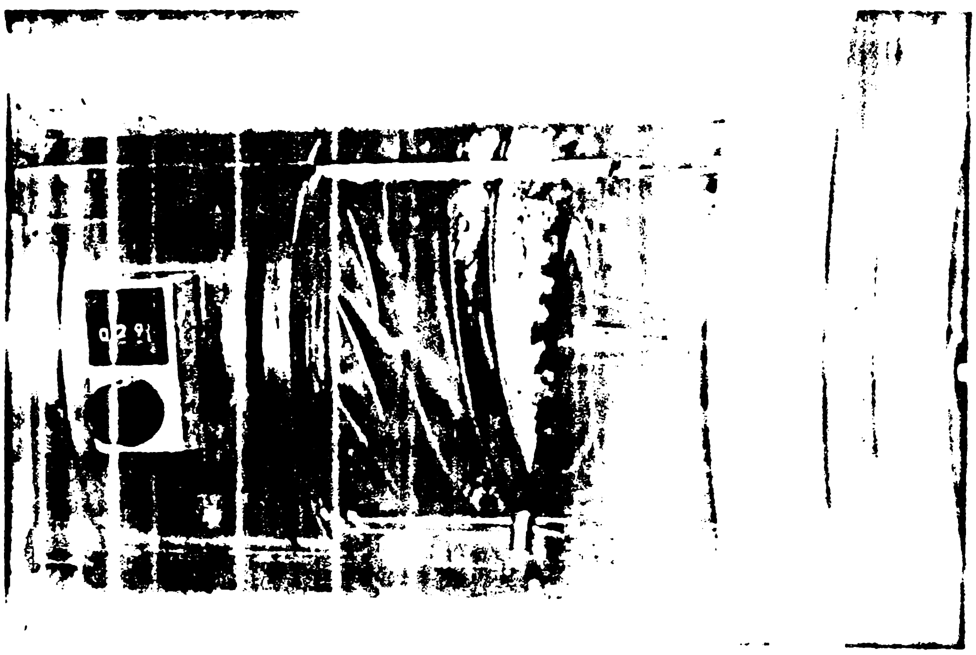


Fig.4.2.14 $Q = 18{,}6$ l/s; $n = 6011$ rot/min; σ_{inst} = 0,0[illegible]

Fig.4.2.15 $Q = 18{,}5\ l/s$; $n = 6015\ rot/min$; $\sigma_{inst} = 0{,}033241$

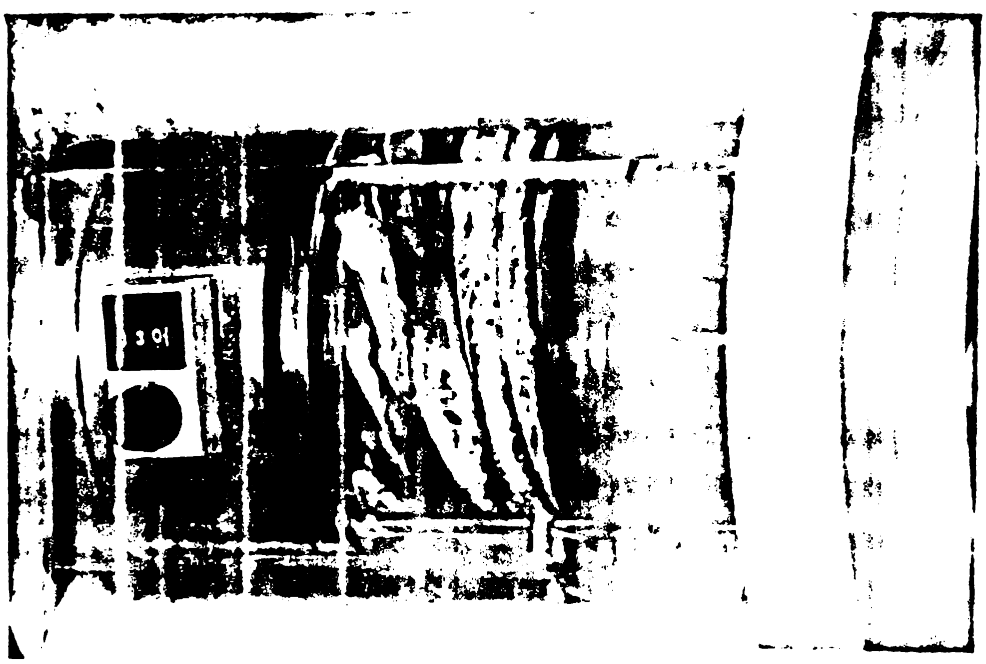


Fig.4.2.16 $Q = 18{,}2\ l/s$; $n = 6013\ rot/min$; $\sigma_{inst} = 0{,}01$[illegible]49

- trecerea de la cavitaţia de rost la cavitaţia pe paletă şi apoi la cavitaţia întregului canal rotoric al pompei la micşorarea lui σ_{inst}

- extinderea şi amonte de rotorul pompei a zonei bifazice cavitînde pentru valori scăzute ale coeficientului de cavitaţie (depresiuni mari la aspiraţie) asociate cu funcţionarea la un regim deosebit de cel optim cînd fenomenele de prerotaţie, oscilaţii în masa de lichid şi blocări ale canalelor rotorice intervin în funcţionarea maşinii. Astfel în fig. 4.2.13 cavitaţia în curentul secundar inversat din faţa rotorului de pompă se poate observa.

- caracterul puternic nestaţionar al fenomenului de cavitaţie (auto-oscilaţii) chiar dacă parametrii globali ai maşinii se menţin constanţi după cum rezultă din fig. 4.2.14 şi fig.4.2.15 care reprezintă fotografii în momente deosebite dar la acelaşi coeficient de cavitaţie.

In prezenţa unui obstacol triunghiular amonte funcţionarea pompei este redată prin fotografiile făcute rotorului 7 şi prezentate în seria din fig. 4.2.17...fig.4.2.32. Regimul de funcţionare al pompei a fost caracterizat prin parametrii : $n = 6000$ rot/min, $\Delta\Psi = 0,15$, $m = 0,06$, $p_{at} = 748$ mm col Hg, $T = 26^{o}C$ şi $\sigma_{inst} = 0,686...0,0306$.

Se observă că începînd cu fig.4.2.23 şi în continuare apare cavitaţia datorită obstacolului amonte în dîra de lichid ce se apropie de rotorul de pompă. Deci pentru valori ale lui $\sigma_{inst} \leq 0,1$ fenomenele de cavitaţie în obstacolul triunghiular amonte de pompă şi cele în rotorul de pompă interferează. Dealtfel aceasta este şi cauza pentru care apare aspectul lăptos al curentului în fotografiile din fig. 4.2.29...fig.4.2.32 şi modelul spectrului de bule simulează cel mai apropiat această funcţionare. Drept urmare nu se mai disting în această situaţie detaliile de curgere prin pompă şi zona butucului rotorului. Aceste fotografii explică diferenţele care apar în curbele caracteristice statice de cavitaţie cu şi fără obstacol amonte de pompă. Urmărirea vizuală în regimuri nestaţionare a funcţionării pompei a scos în evidenţă că dacă la stadii incipiente de cavitaţie apare cavitaţia de rost atunci la stadii mai avansate ale fenomenului apar multiple forme de cavitaţie dintre care modelul ce mizează pe un spectru de bule dezvoltat în cap. 2.3.3 se pare că se potriveşte cel mai bine cu situaţia reală.

Pentru regimuri nestaţionare s-au recoltat imagini ale spoturilor pentru secvenţe de cîteva perioade ce arată modul cum variază viteza, presiunea şi debitul amonte şi aval de pompă pentru diferite frecvenţe de fluctuaţie. In fig.4.2.33...fig.4.2.48 sînt vizualizate

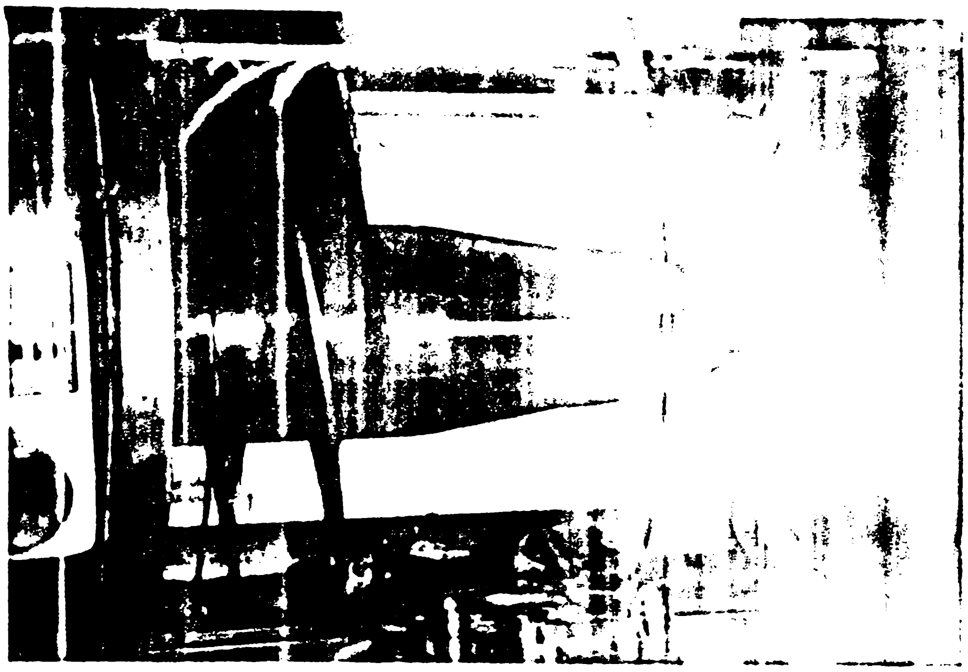


Fig.4.2.17 $n = 6024\ rot/min$; σ_{i} = [illegible]

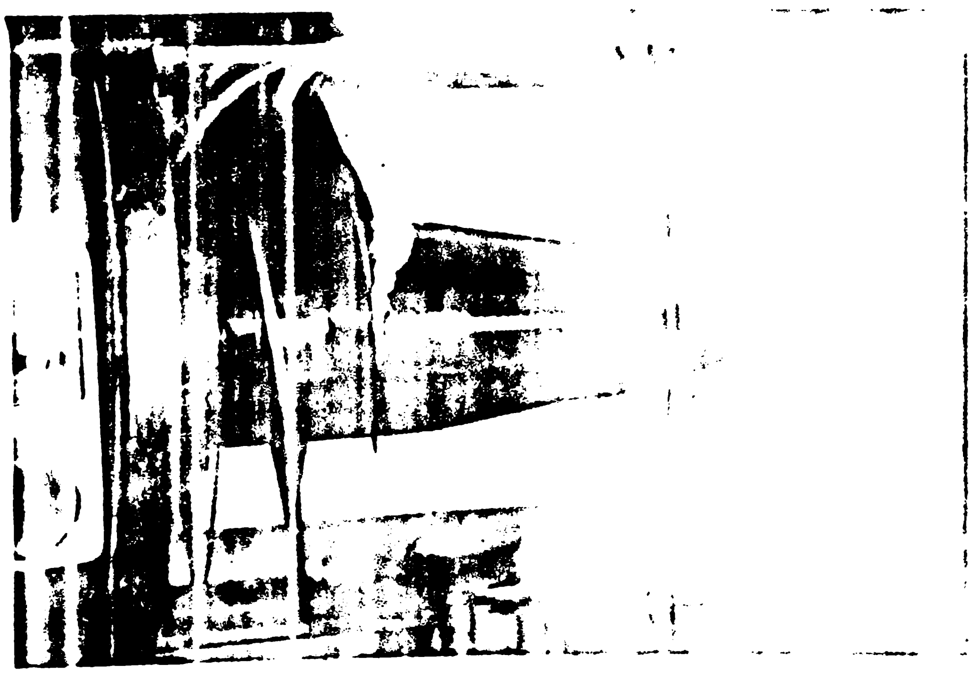


Fig.4.2.1 $n = 6032\ rot/min$; σ = [illegible],48 ; [illegible]

BUPT

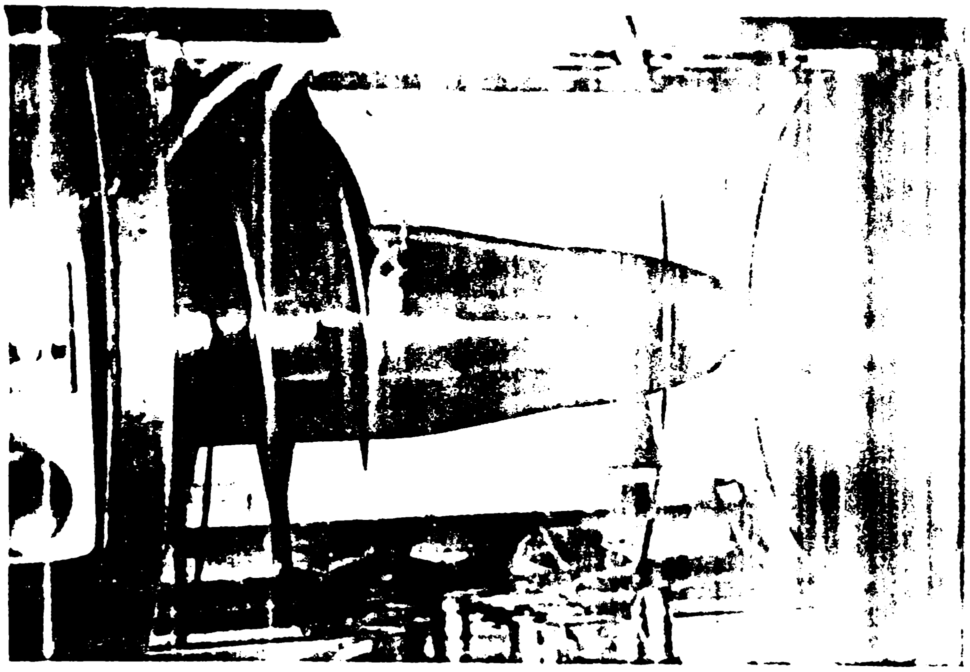


Fig.4.2.19 $n = 6022\ ^{rot}/_{min}$; $\sigma_{inst} =$ [illegible] ; [illegible]

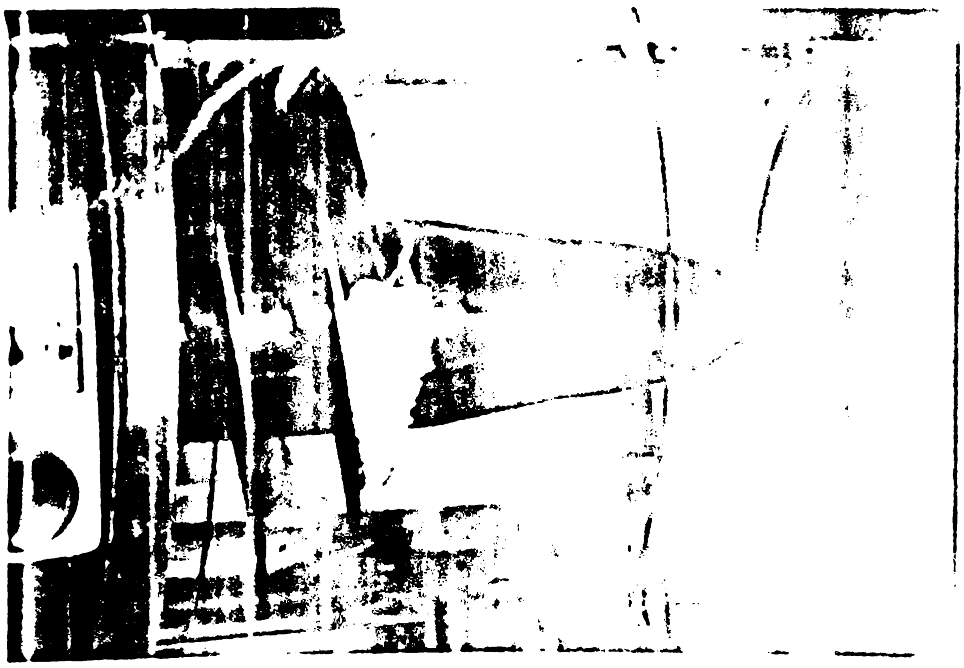


Fig.4.2.20 $n = 6028\ ^{rot}/_{min}$; $\sigma_{inst} =$ [illegible] ; [illegible] 18 %

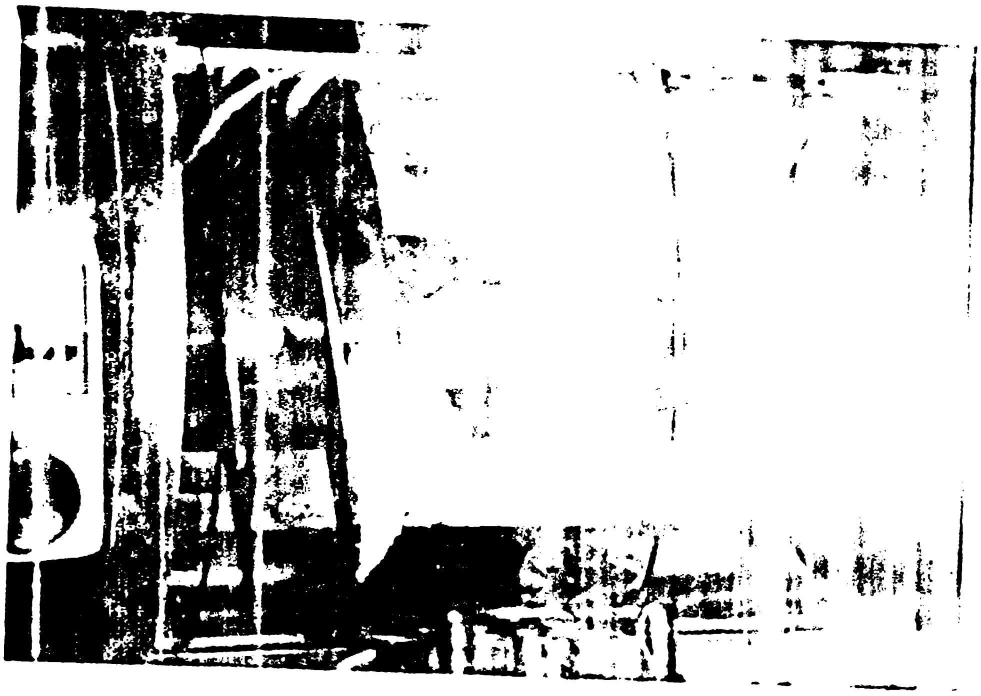


Fig.4.2.2[illegible] $n = 6018\ rot/min; \sigma_{last}$ [illegible]

Fig.4.2.22 $n = 6019\ rot/min\ \sigma_{last}$ [illegible]

Fig.4.2.23 $n = 6019\ ^{rot}/_{min}$; $\sigma_{iost} =$ [illegible],1[illegible] ; [illegible] 17,[illegible]

Fig.4.2.24 $n = 6035\ ^{rot}/_{min}$; $\sigma_{iost} =$ [illegible],1[illegible] ; [illegible]

BUPT

Fig.4.2.25 $n = 6035\ ^{rot}/_{min}$; $\sigma_{dist} =$ 0,1[illegible]; 13,[illegible]

Fig.4.2.26 $n = 6030\ ^{rot}/_{min}$ $\sigma_{dist} =$ [illegible]; [illegible] 1[illegible]

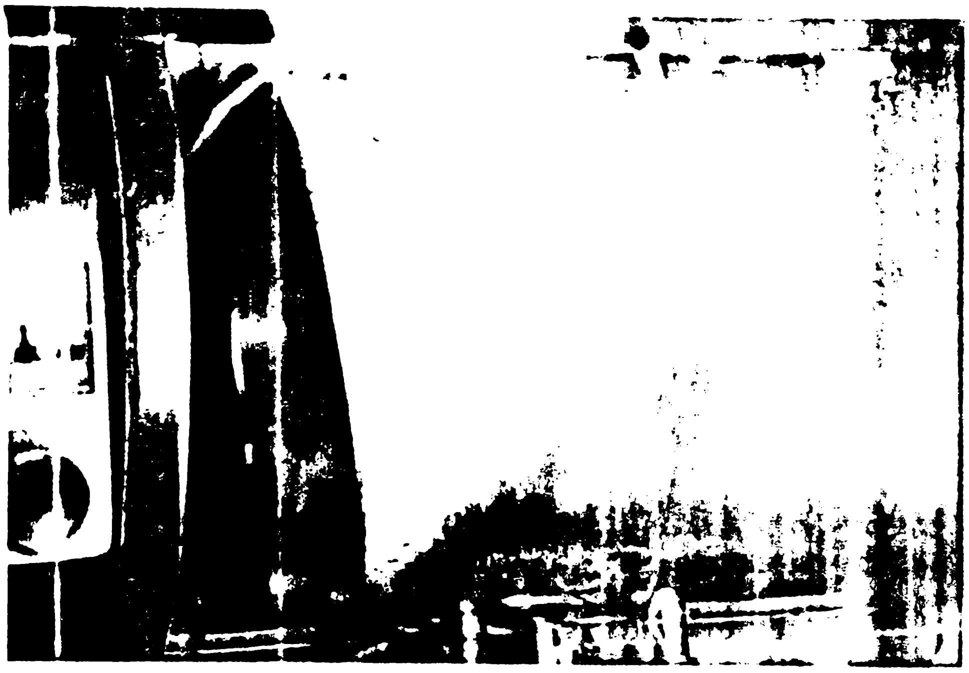


Fig.4.2.27 $n = 6030\ ^{rot}/_{min}$; $\sigma_{iEst} = 0{,}06$; [illegible] $= 18{,}2$ 1/[illegible]

Fig.4.2.28 $n = 6035\ ^{rot}/_{min}$; $\sigma_{iEst} = [illegible]{,}048$; [illegible] $= 18$ 1/[illegible]

Fig.4.2.29 $n = 6010$ rot/min; $\sigma_{ast} = 0,0304$; = 17,6 l

Fig.4.2.30 $n = 6017$ rot/min; $\sigma_{ast} =$ [illegible],02 Q = 4[illegible],[illegible]

Fig.4.2.31 $n = 6017$ rot/min; $\sigma_{Dst} = 0{,}015$; $Q = 15{,}8$ l/s

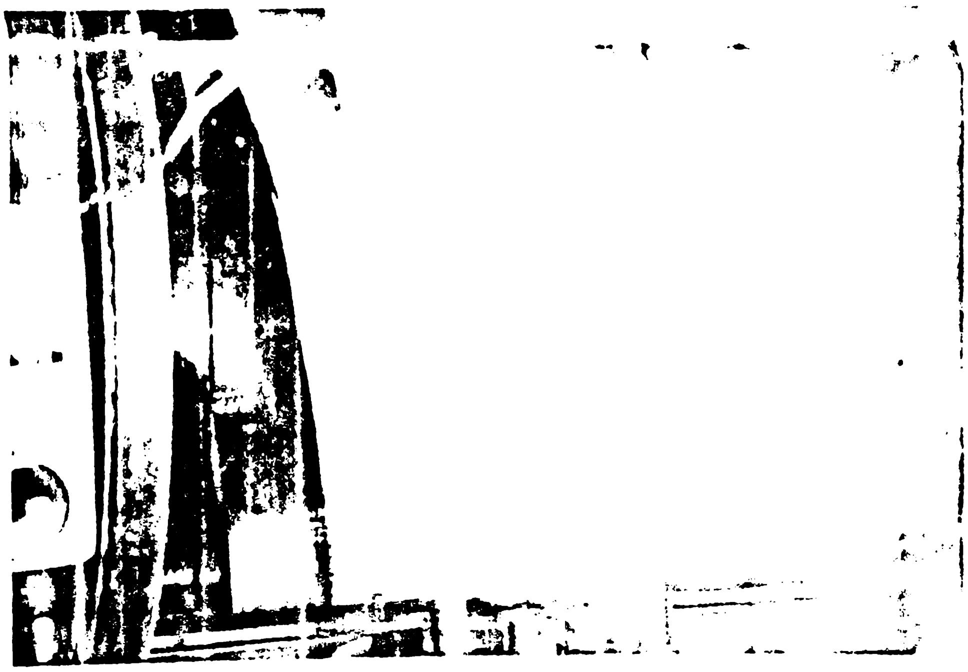


Fig.4.2.32 $n = 6019$ rot/min; $\sigma_{Dst} = 0{,}011$ $Q = 13{,}3$ l/s

următoarele mărimi (privind de sus în jos fiecare înregistrare) : v_i - viteza amonte de pompă ; v_e - viteza aval de pompă (ambele măsurate cu anemometrul cu laser) ; p_i - presiunea amonte de pompă şi p_e - presiunea aval de pompă înregistrate prin traductorii de presiune respectivi şi Q_i - debitul volumic înaintea pompei şi Q_e debitul volumic după pompă stabiliţi cu traductorii electromagnetici de debit.

Valorile instantanee ale acestor mărimi pentru pompa IPO/MT cu rotorul 7 fără obstacol amonte, în regim cavitaţional dinamic realizat cu dispozitivul de perturbaţie al vanei amonte sînt redate în fig.4.2.33... fig.4.2.36 şi cu dispozitivul de perturbaţie al vanei aval în fig.4.2.37...fig.4.2.40. Din grafice rezultă deosebirile între cele două moduri de excitare a maşinii şi se remarcă forma semnalului mai apropiată de o variaţie armonică la frecvenţele mai ridicate decît la cele mai scăzute. Aceste înregistrări au fost utilizate la determinarea funcţiilor de transfer ale pompei. In cazul obstacolului amonte de pompă s-au înregistrat aceleaşi mărimi cu excepţia vitezei amonte de pompă datorită suprapunerii în spaţiu a zonei obstacolului triunghiular cu cea a plasării anemometrului cu laser. In fig.4.2.41...fig.4.2.44 sînt marcate spoturile pentru cazul perturbaţiei amonte şi în fig. 4.2.45...fig.4.2.48 se află înregistrările cu perturbaţia generată aval de pompă.

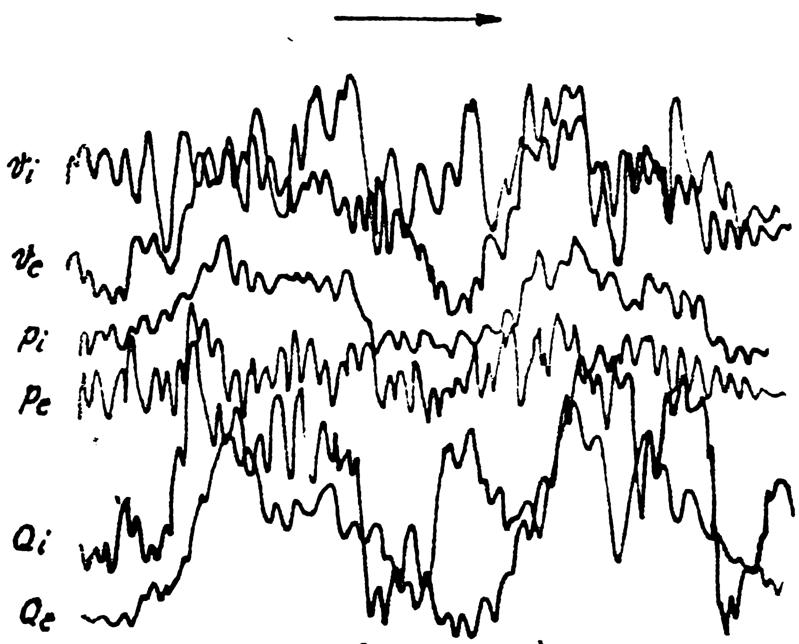
In toate aceste înregistrări deşi variaţiile diferiţilor parametrii sînt periodice ele se îndepărtează substanţial de la o lege sinusoidală. Odată cu creşterea frecvenţelor de fluctuaţie forma semnalului se apropie de variaţia armonică dorită.

Locul frecvenţelor pentru funcţiile de transfer definite în cap.2 sînt redate în fig. 4.2.49...fig.4.2.60.

Graficele s-au reprezentat sub forma unor linii frînte din cauza frecvenţelor relativ puţine (ca număr) înregistrate.

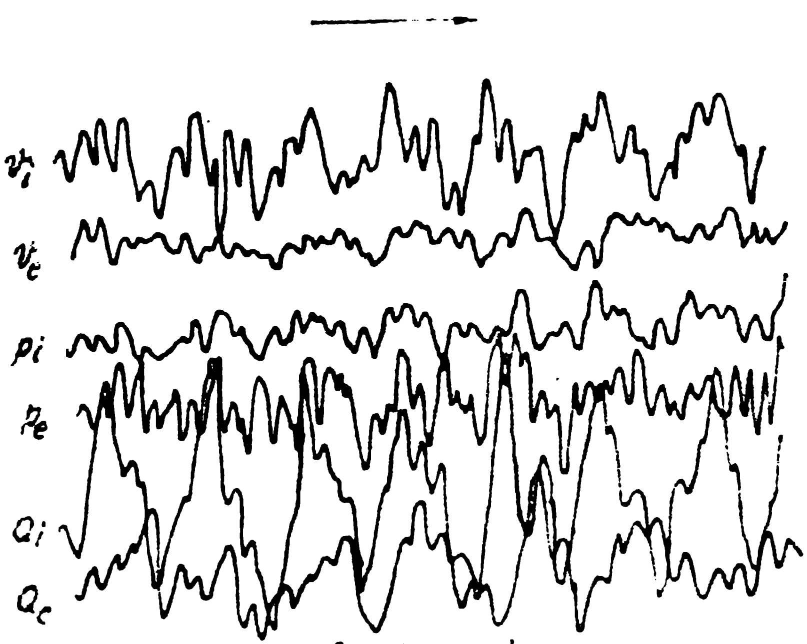
Locul frecvenţelor pentru amplificarea de presiune WP_{11}, impedanţă WP_{12}, complezanţă WP_{21} şi amplificarea de debit WP_{22} sînt redate în două regimuri deosebite cavitaţionale fără obstacol amonte în fig.4.2.49...fig.4.2.52 şi respectiv în fig.4.5.53...fig.4.2.56 şi pentru cazul prezenţei obstacolului amonte de pompă în fig.4.2.57 ...fig.4.2.60. Se observă diferenţe apreciabile în evoluţia locului frecvenţelor pentru cele două regimuri cavitaţionale şi de asemenea deosebiri notabile între situaţiile cu şi fără obstacol amonte.

Se apreciază că în afara situaţiilor deosebite analizate sursele acestor deosebiri pot apare şi din cauza unor erori de măsurare. Deşi s-a insistat în mod deosebit pentru echiparea adecvată a staţiunii Caltech cu aparatură de măsură şi înregistrare de precizie ridicată verifica-



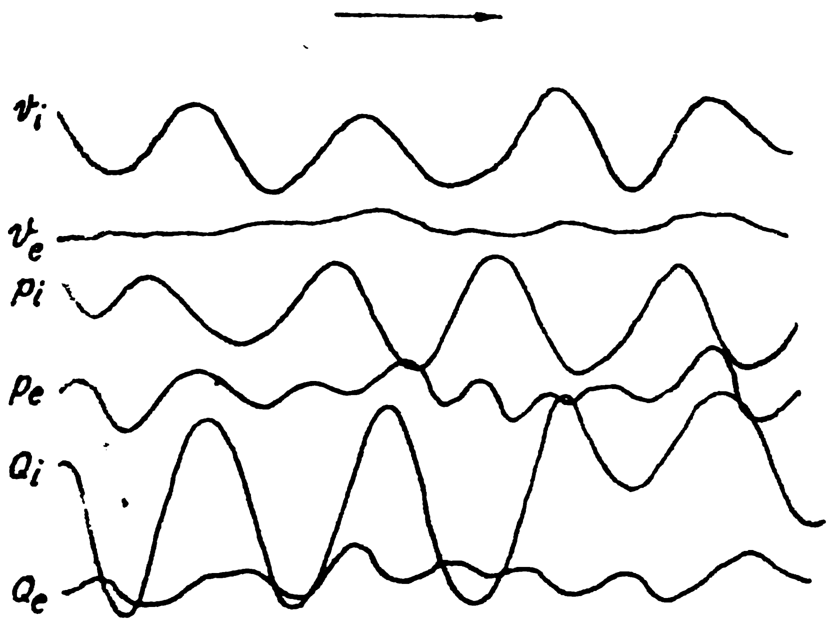
$f = 4\ Hz\ (I)$

Fig. 42.33

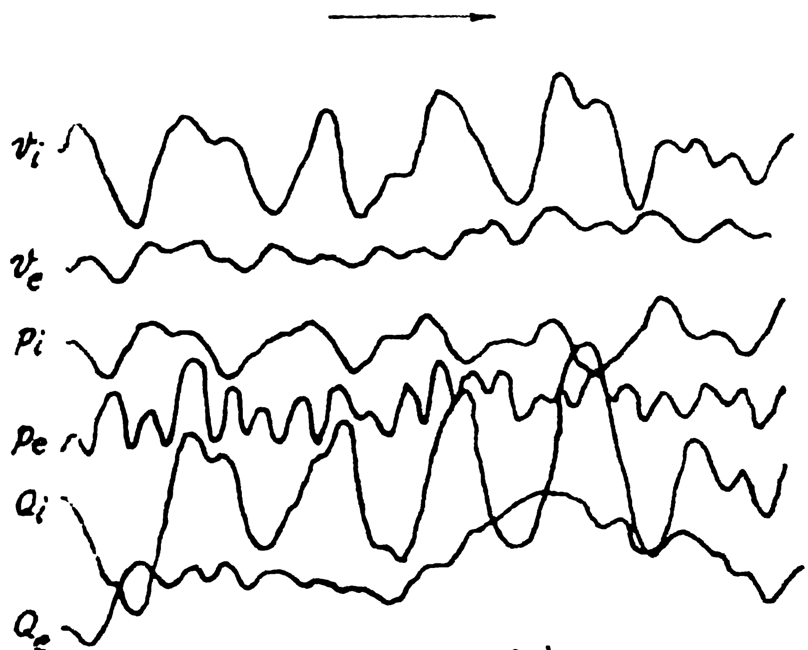


$f = 14\ Hz\ (I)$

Fig. 42.34

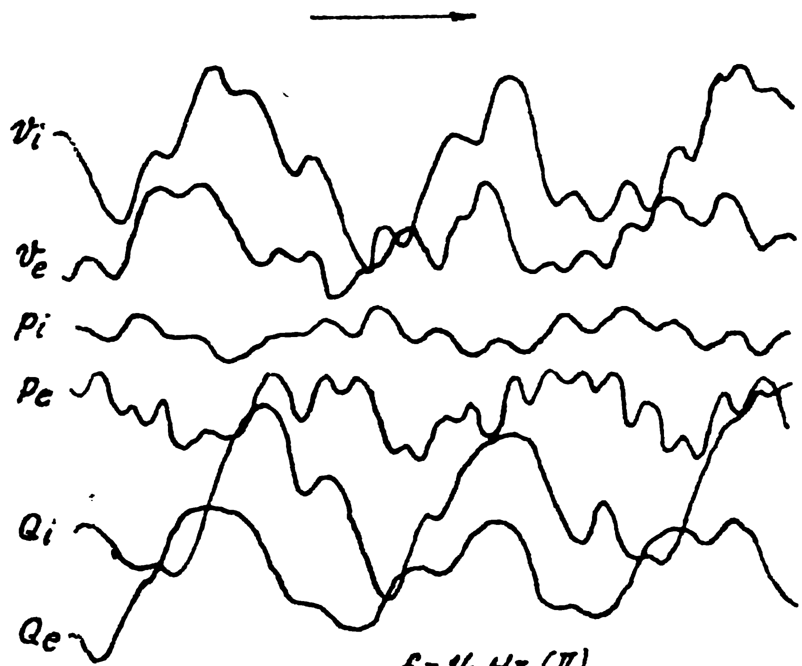


$f = 42\,Hz$ (I)
Fig. 42.36



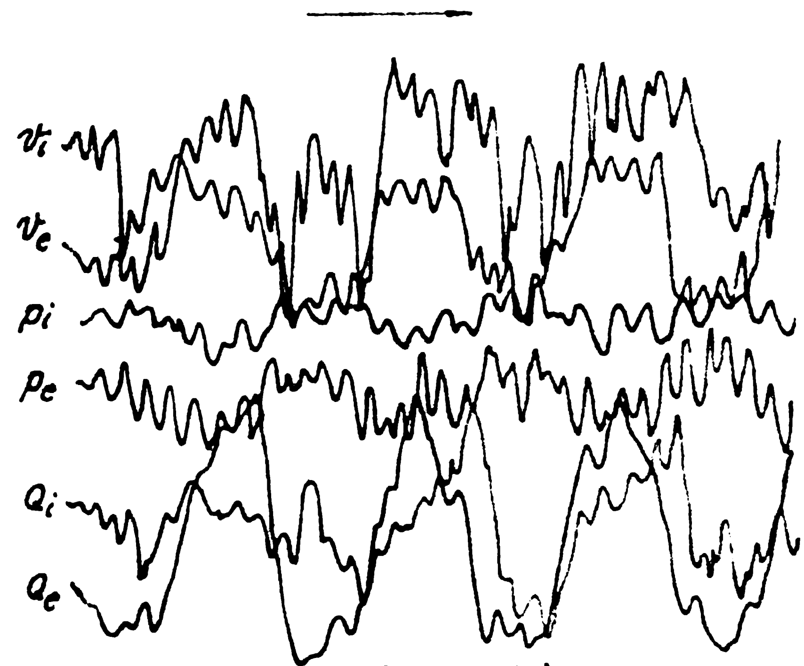
$f = 28\,Hz$ (I)
Fig. 42.35

BUPT



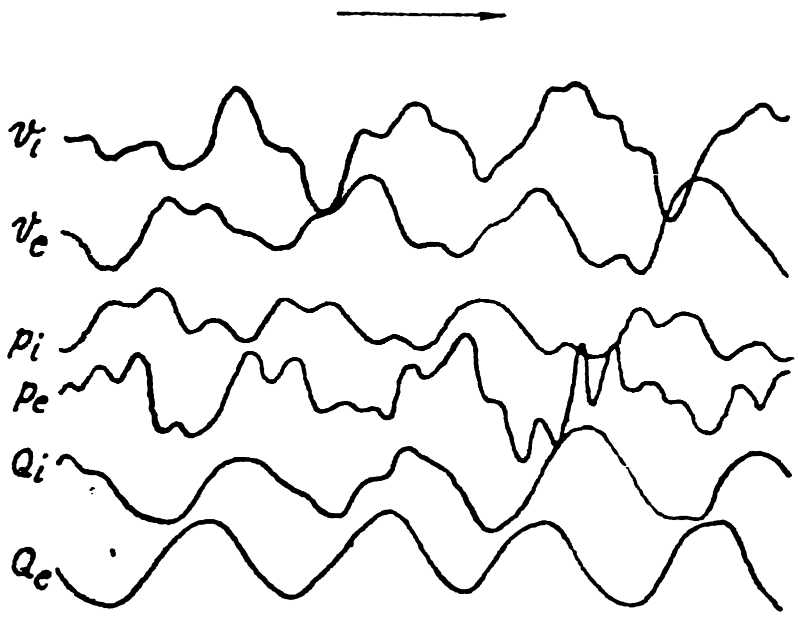
$f = 14\ Hz$ (II)

Fig. 42.38



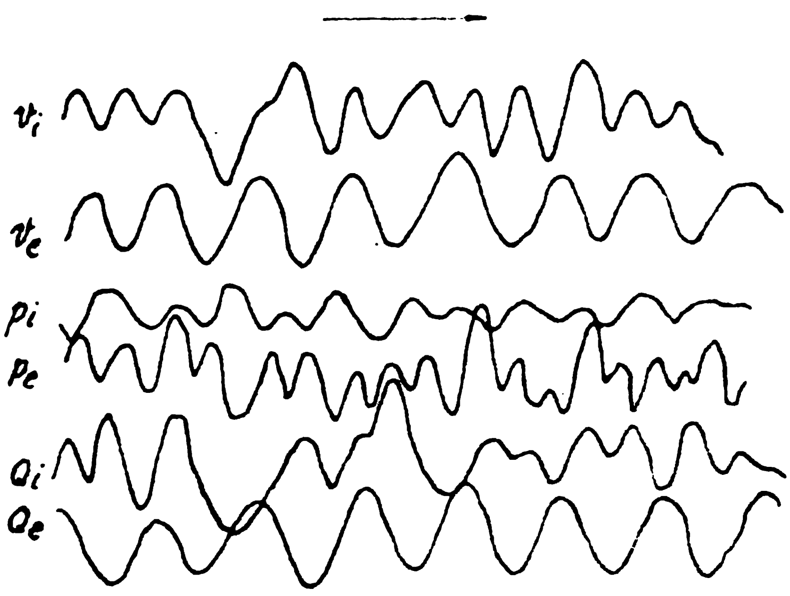
$f = 7\ Hz$ (II)

Fig. 42.37



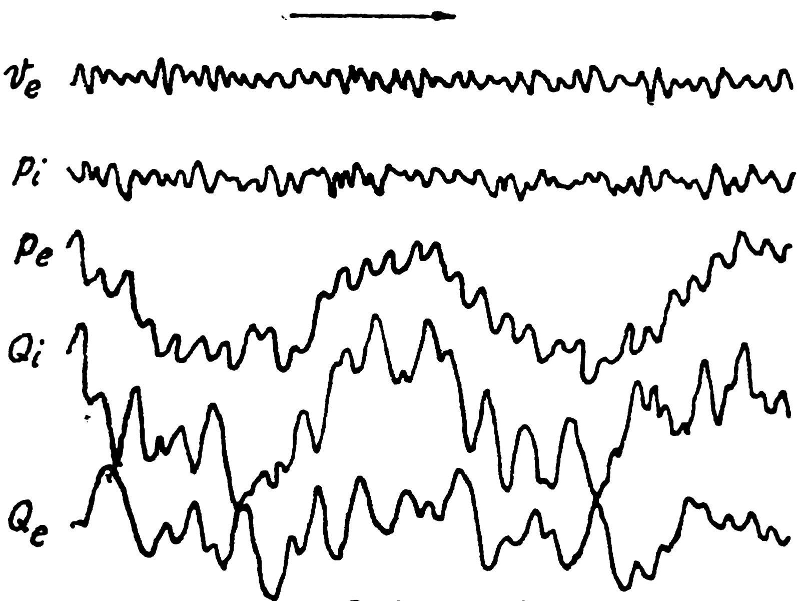
$f = 21\,Hz$ (II)

Fig. 42.39



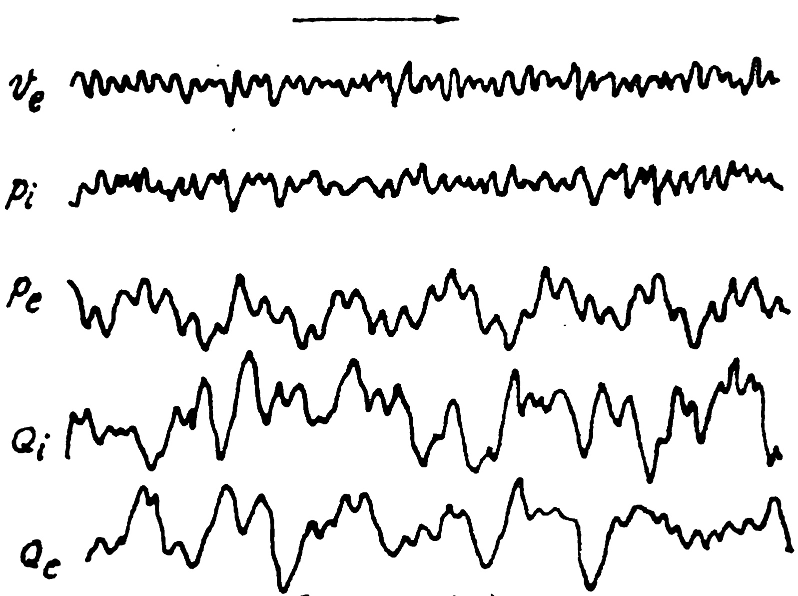
$f = 35\,Hz$ (II)

Fig. 42.40



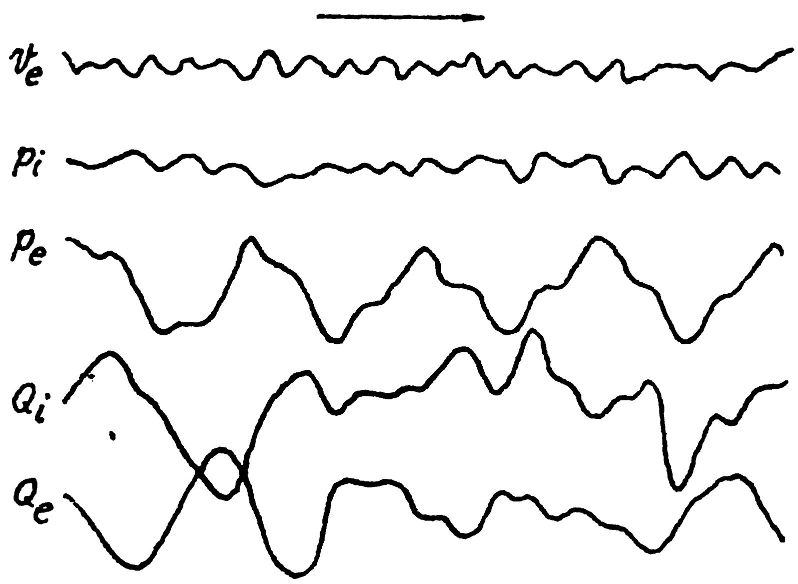
$f = 4\,Hz$ (I)

Fig. 42.41



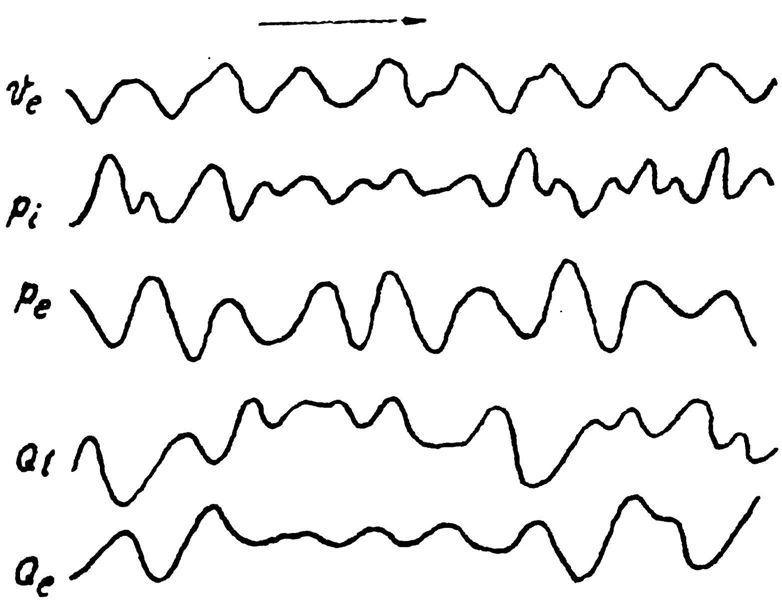
$f = 14\,Hz$ (I)

Fig. 42.42



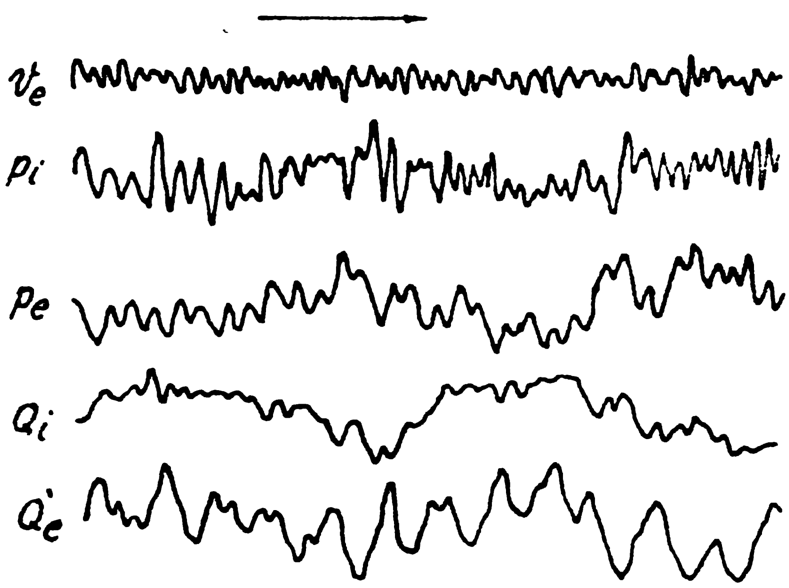
f = 21Hz I

Fig. 42.43

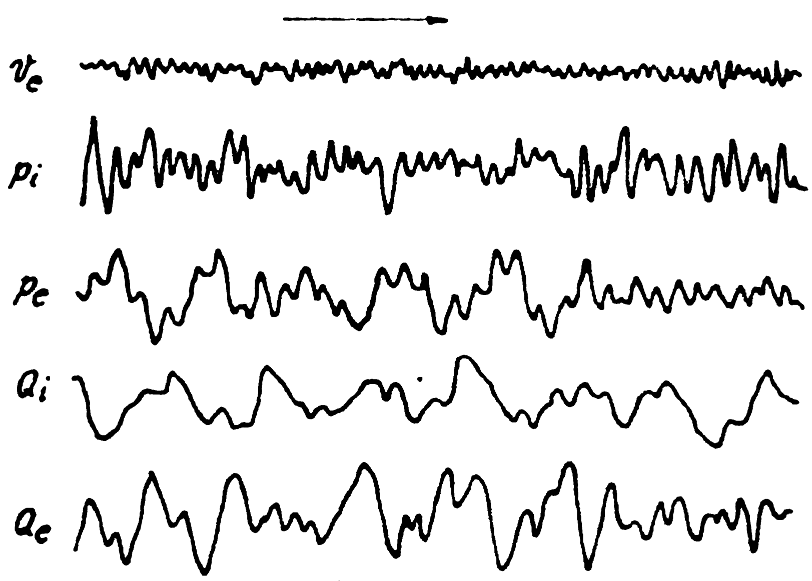


f = 42 Hz I

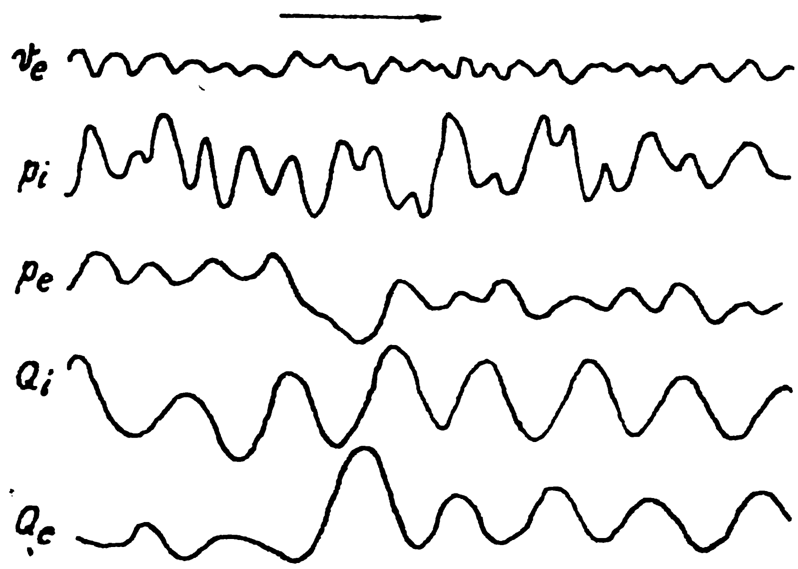
Fig. 42.44



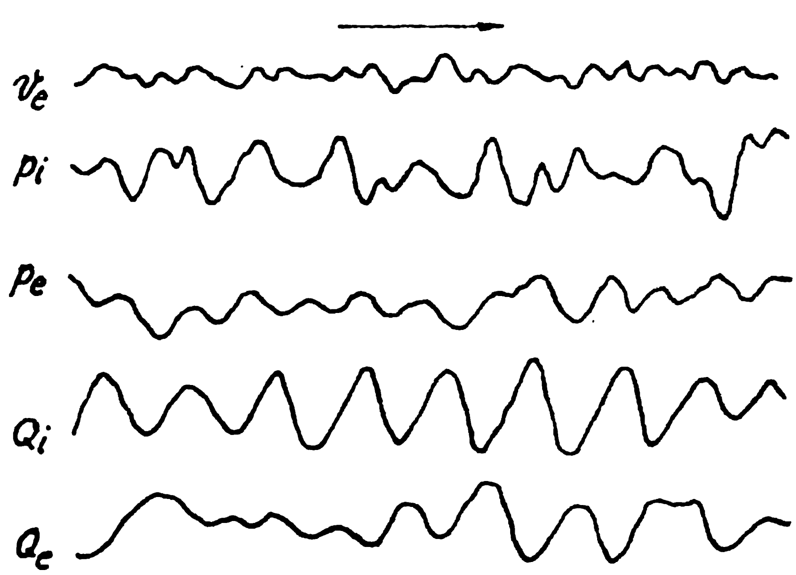
$f = 4\,Hz$ (II)
Fig. 42.45



$f = 14\,Hz$ (II)
Fig. 42.46



f = 35 Hz (II)
Fig.42.47



f = 42 Hz (II)
Fig.42.48

tă static şi dinamic se pare că semnalele generate conţin o cantitate apreciabilă de zgomot de natură hidrodinamică din cauza regimului turbulent de funcţionare şi din cauza a o serie de perturbaţii introduse de însăşi configuraţia geometrică a circuitului hidraulic. Ambele aceste surse de erori sînt intrînseci fenomenelor analizate pe de o parte, iar capacitatea analizorului de a extrage forma semnalului util dintr-un semnal poluat cu zgomot este limitată pe de altă parte.

Matricea de transfer a pompei după cum s-a arătat în alte lucrări /121/ este sensibilă la diferite perturbaţii externe greu de controlat şi se admit erori de ansamblu asupra rezultatelor în regim dinamic pînă la 10 %. Alte cercetări /39/ au demonstrat avantajele utilizării debitmetrelor electromagnetice faţă de anemometrele cu laser în studiul dinamicii turbopompelor. Repetabilitatea şi confidenţa rezultatelor este mai bună la locurile de frecvenţă obţinute cu debitmetrele electromagnetice în ciuda unor calităţi dinamice proprii mai slabe faţă de anemometrele cu laser. Aici o pondere ridicată o are şi caracterul local respectiv global al celor două instrumente şi sensibilitatea la agenţii externi în funcţionarea celor două aparate.

Matricea de transfer a pompei [illegible] în regimuri [illegible] staţionale prezintă efecte dinamice importante la funcţionarea [illegible] pompă, deosebite cantitativ şi calitativ de cele deductibile [illegible] caracteristicile statice ale maşinii. Astfel comparînd fig.4.2.[illegible] fig. 4.2.49 şi fig.4.2.53 respectiv fig.4.2.4 cu fig.4.2.57 se [illegible] vă că tangentele duse la curbele caracteristice statice au o valoare mult mai mică decît părţile reale ale locului frecvenţelor pentru aceeaşi pompă şi că defazajul măsurabil între presiunea amonte şi înălţimea de pompare din locul frecvenţelor nu este deductibil din [illegible] statice.

Impedanţa pompei are în general partea reală negativă în concordanţă calitativă cu caracteristica căzătoare a pompei şi are o parte imaginară ce exprimă inertanţa maşinii.

Se observă că punctul din cadranul întîi obţinut în fig.4.2.58 la o frecvenţă de fluctuaţie f = 14 Hz ar putea fi datorat [illegible] autooscilaţii. Rezultatul interesant obţinut este umbrit de [illegible] ciudată în jurul frecvenţei de 14 Hz a o serie din locurile de frecvenţă reprezentate care se pot datora unor rezonanţe din [illegible] circuitului hidraulic al staţiunii Caltech. Complezanţa şi [illegible] de masă au valori apreciabile după cum rezultă din locul frecvenţelor. Modelele avansate în cap.2 oferă rezultate cantitative în [illegible] mai mici pentru aceste funcţii de transfer decît cele măsurate [illegible] experimen-

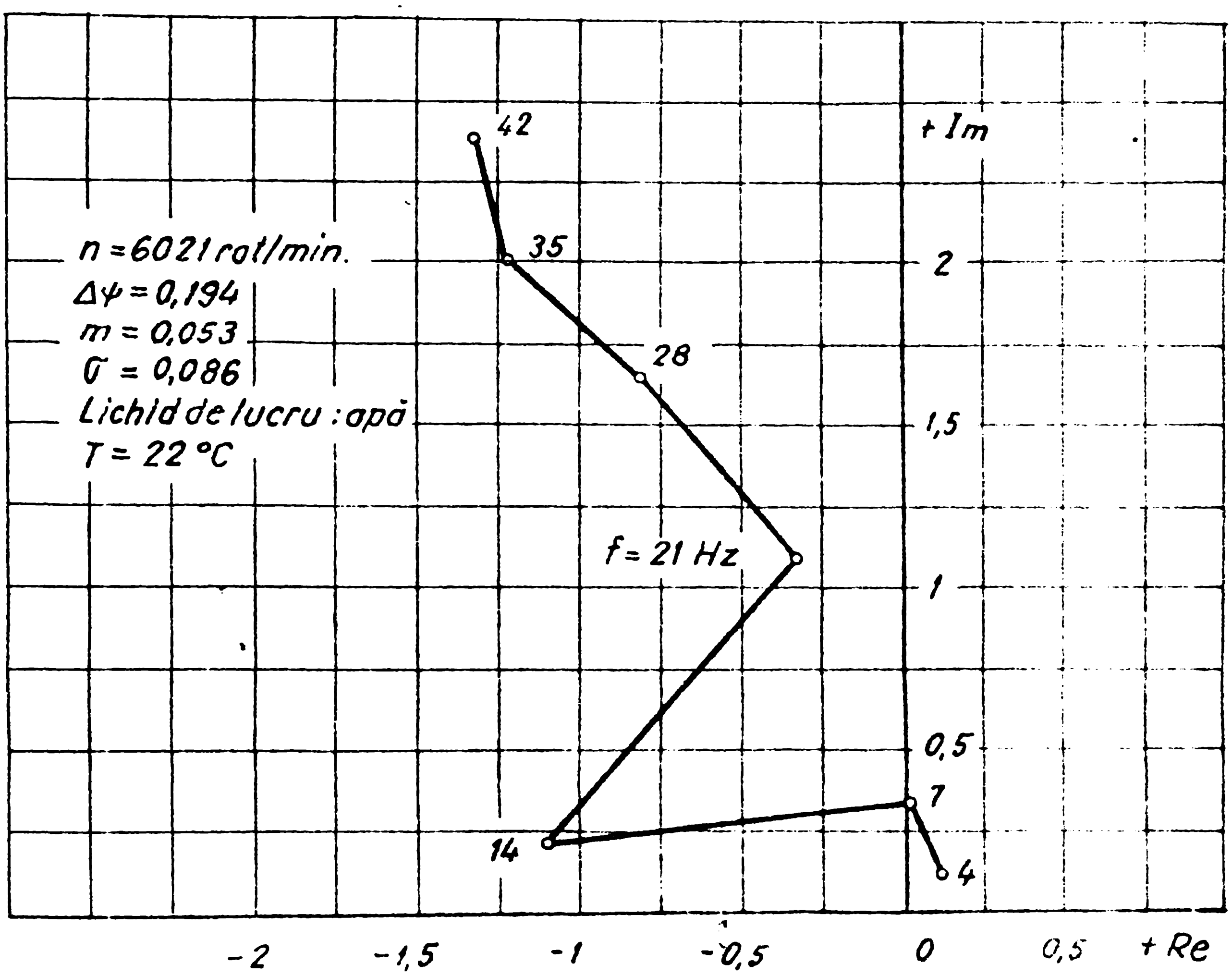


Fig. 42.49 Locul frecvenţelor WP_{11} al pompei LP_o/FT-7

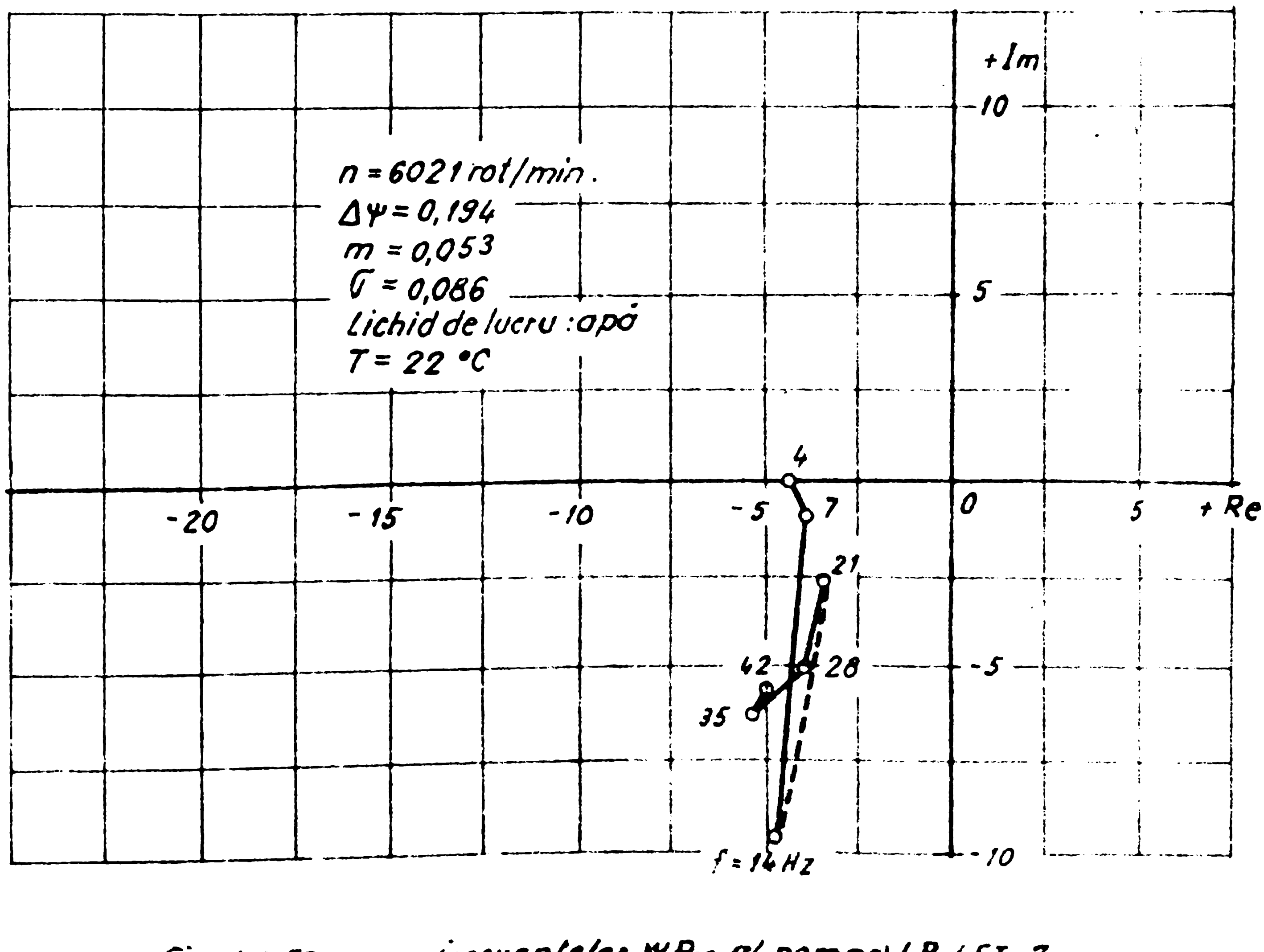


Fig. 42.50 ... ecvenţelor WP_{10} al pompei LP_o/FT-7

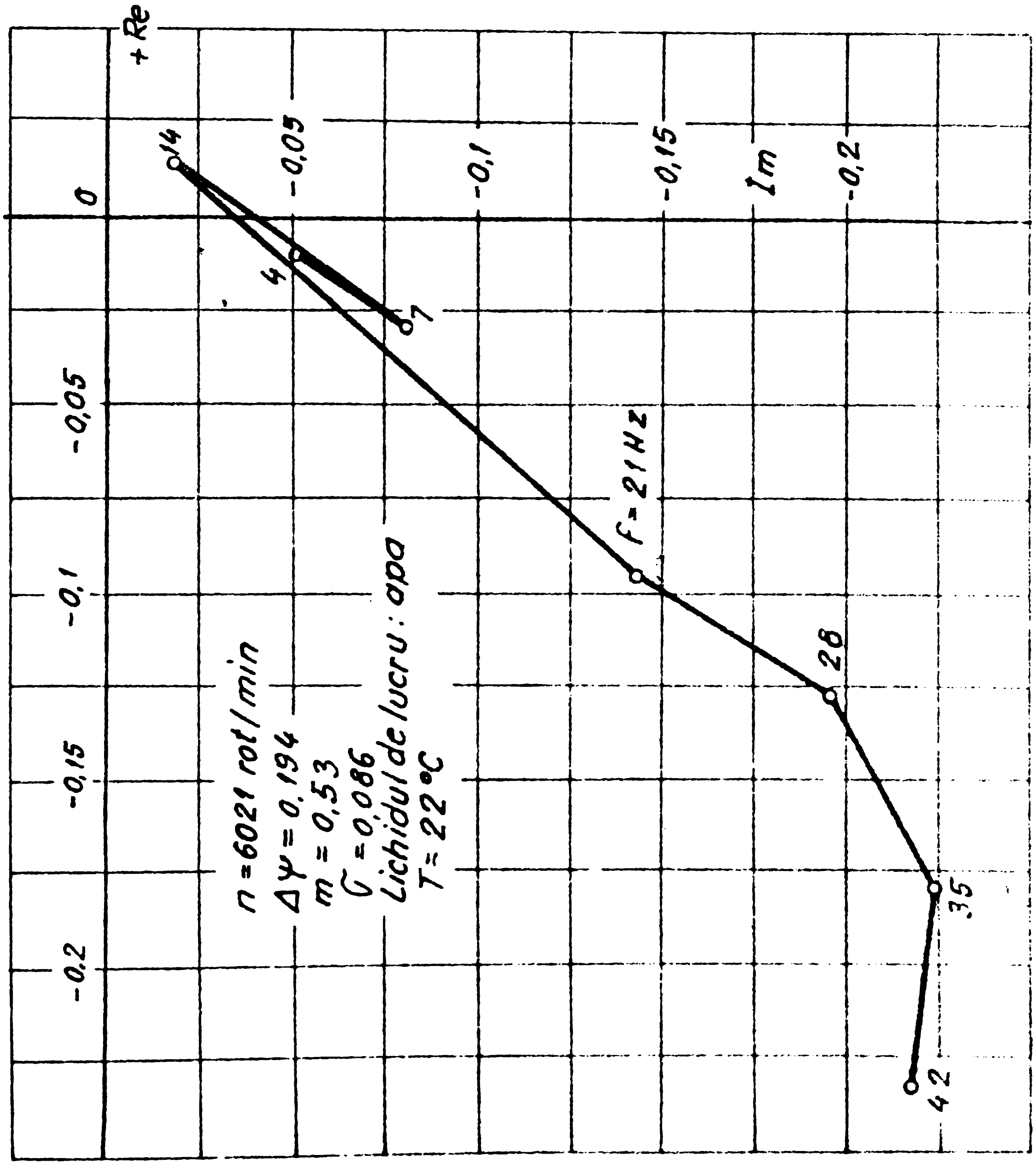


Fig. 42.51 Locul frecvenţelor W_{P21} al pompei LP_0/FT-7

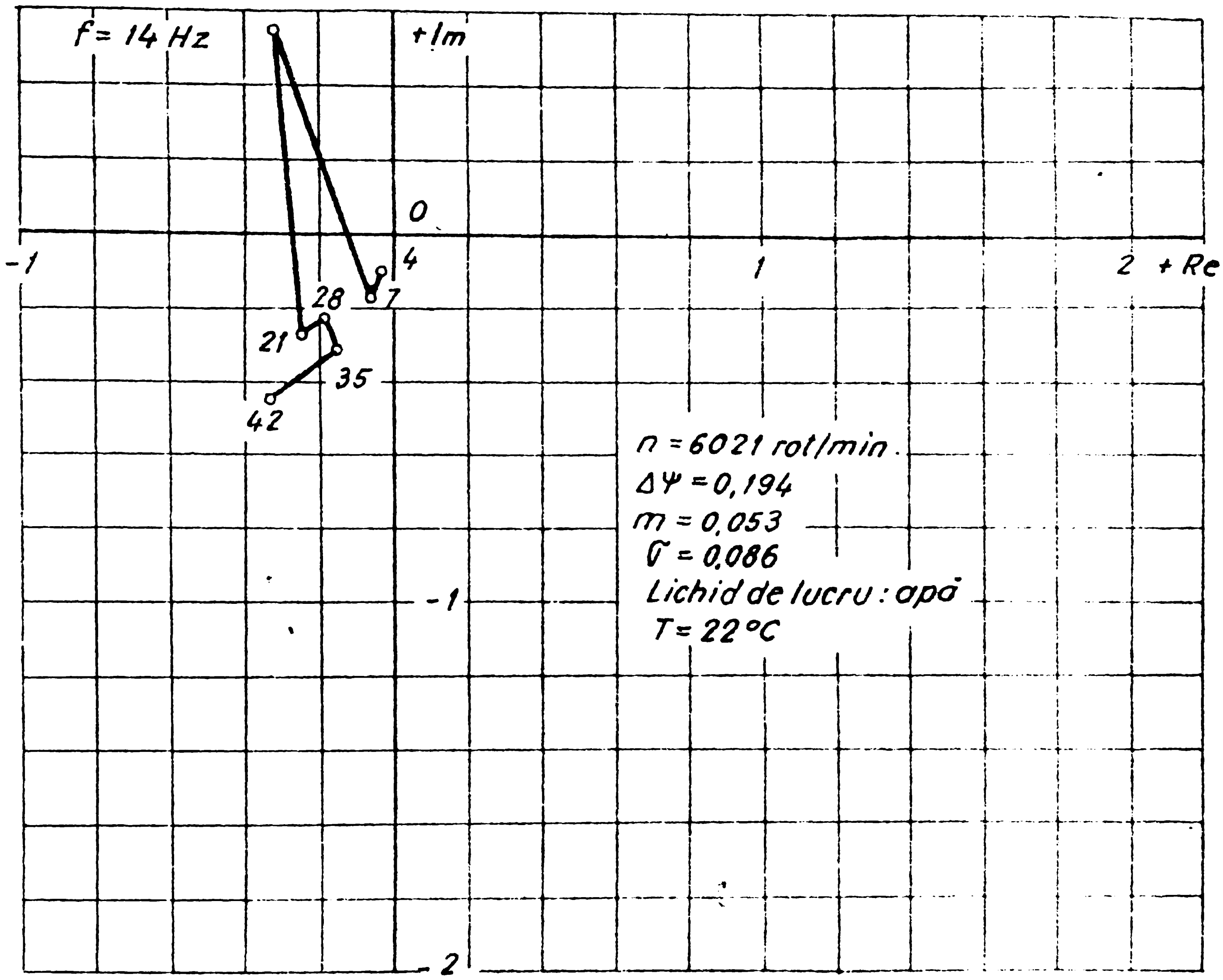
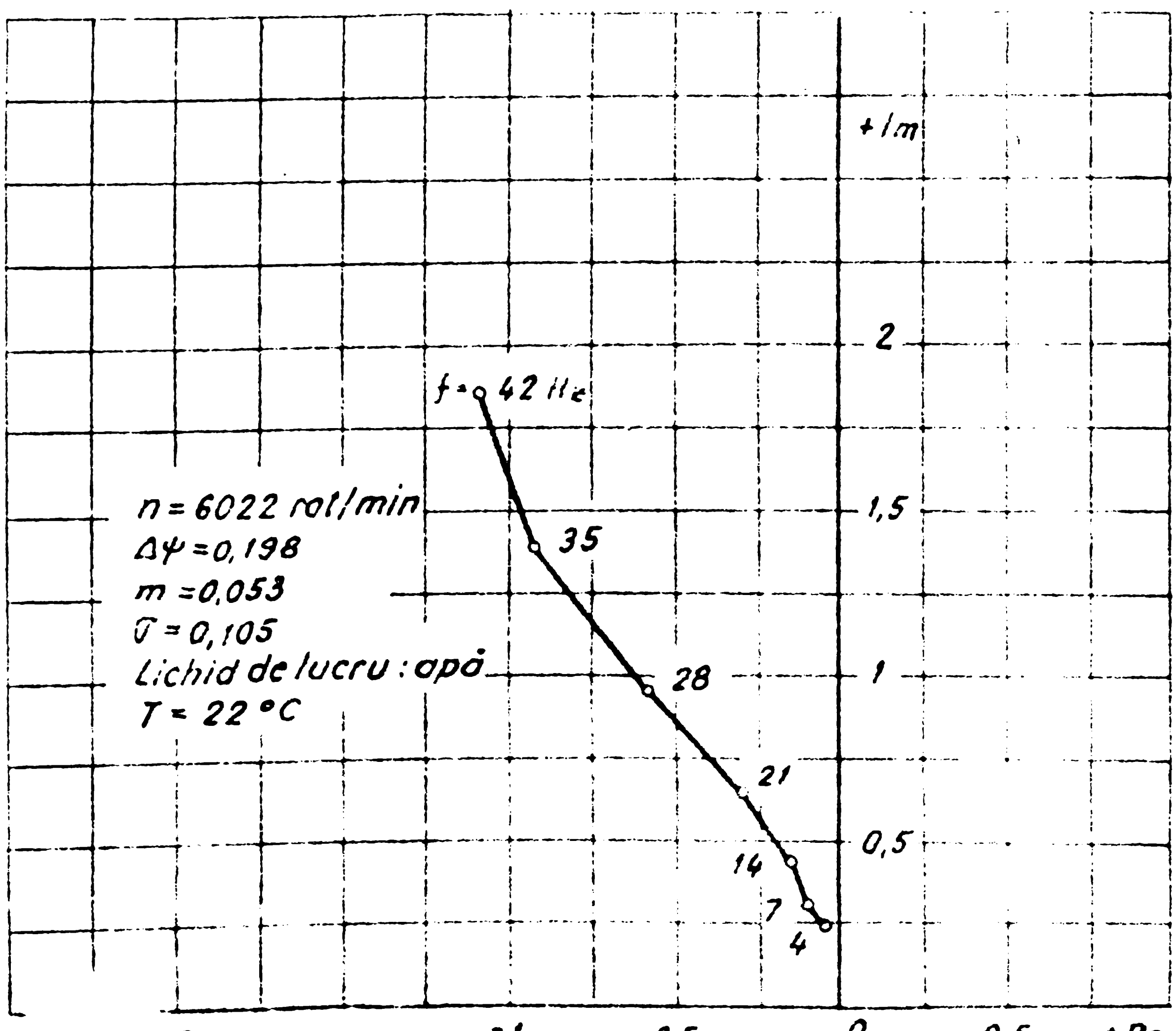


Fig. 42.52 Locul frecvențelor WP_{22} al pompei $LP_0/FT-7$



BUPT

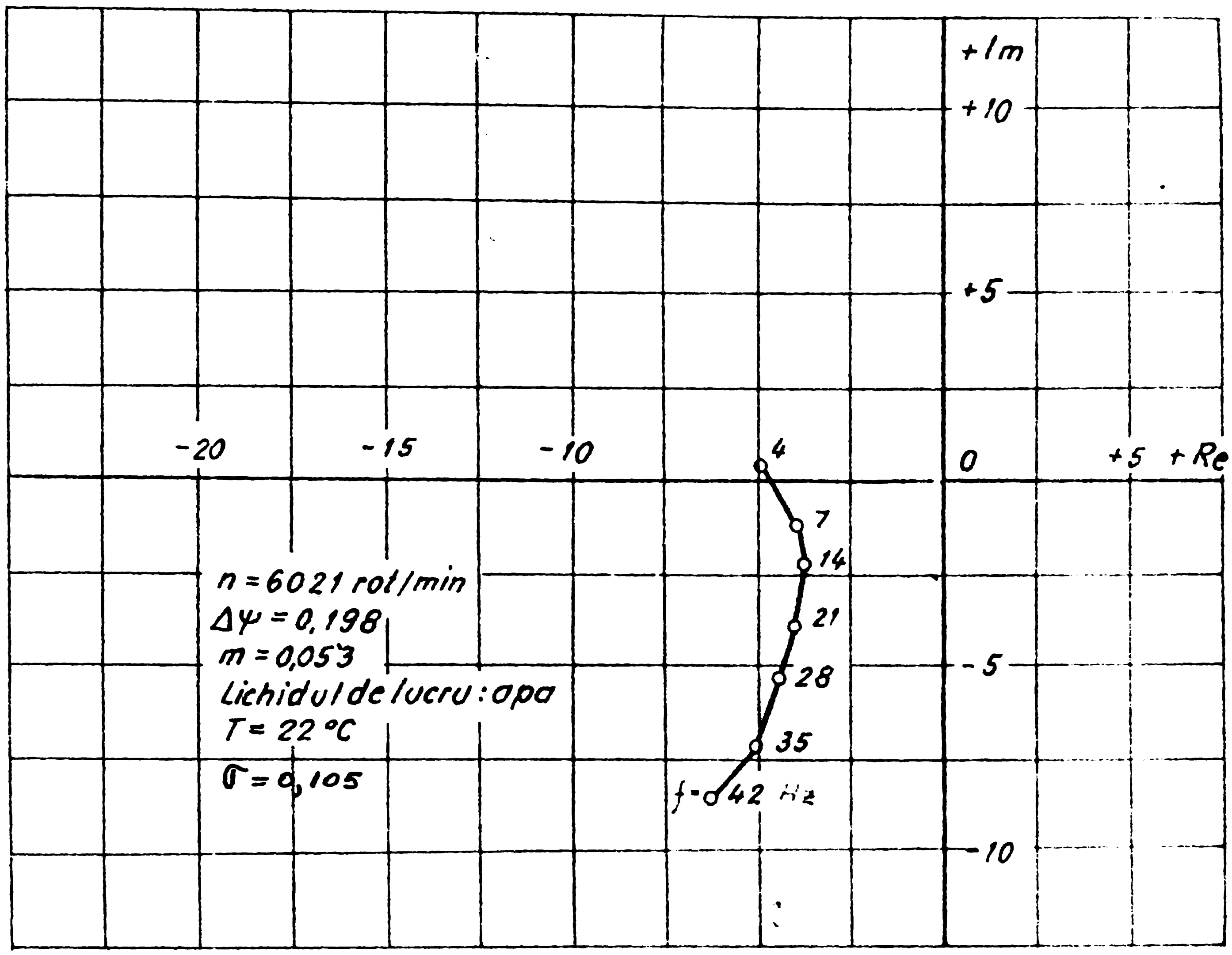


Fig. 42.54 Locul frecvențelor WP_{12} al pompei LP_0/FT-7

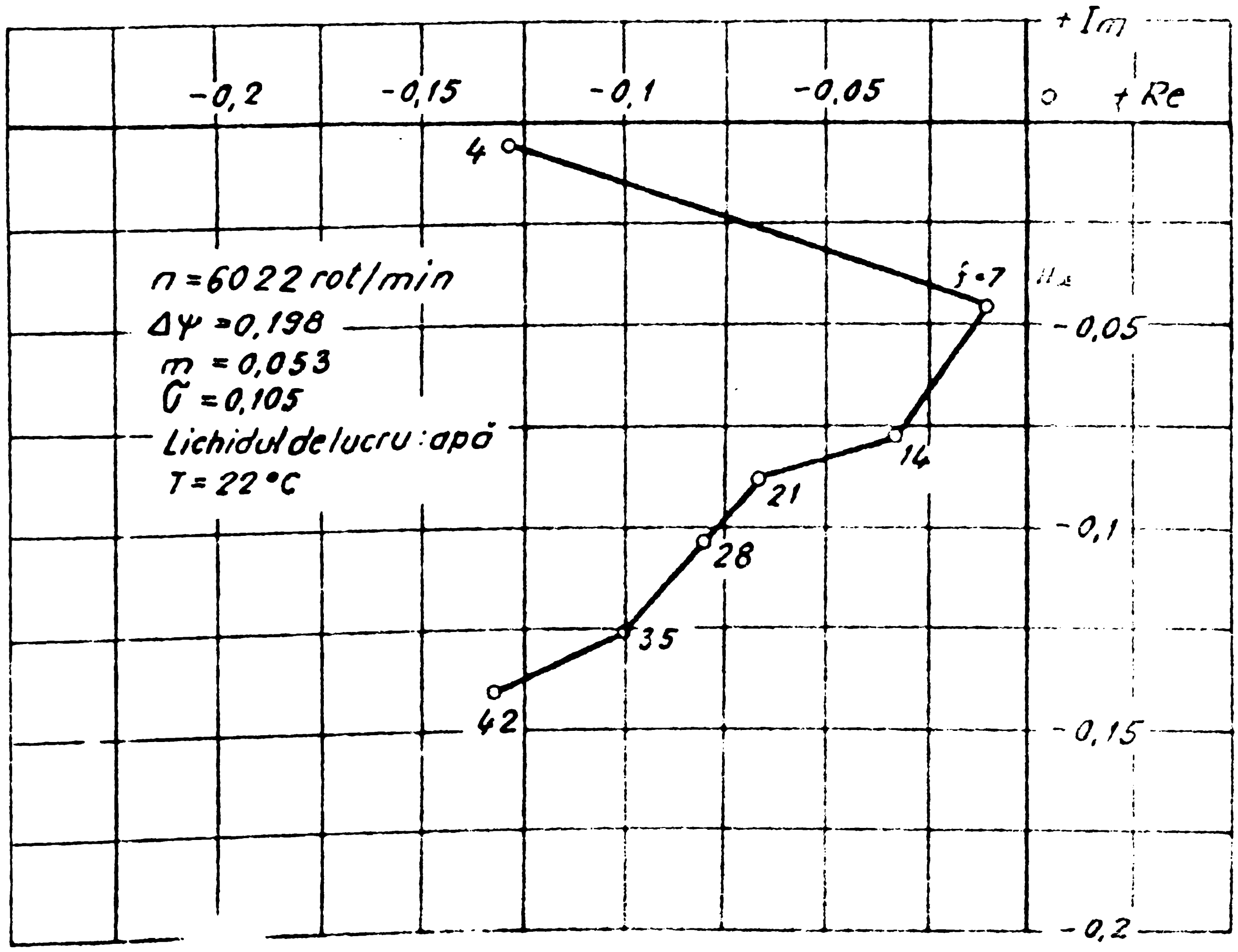


Fig. 42.55 Locul frecvențelor WP_{21} al pompei LP_0/FT-7

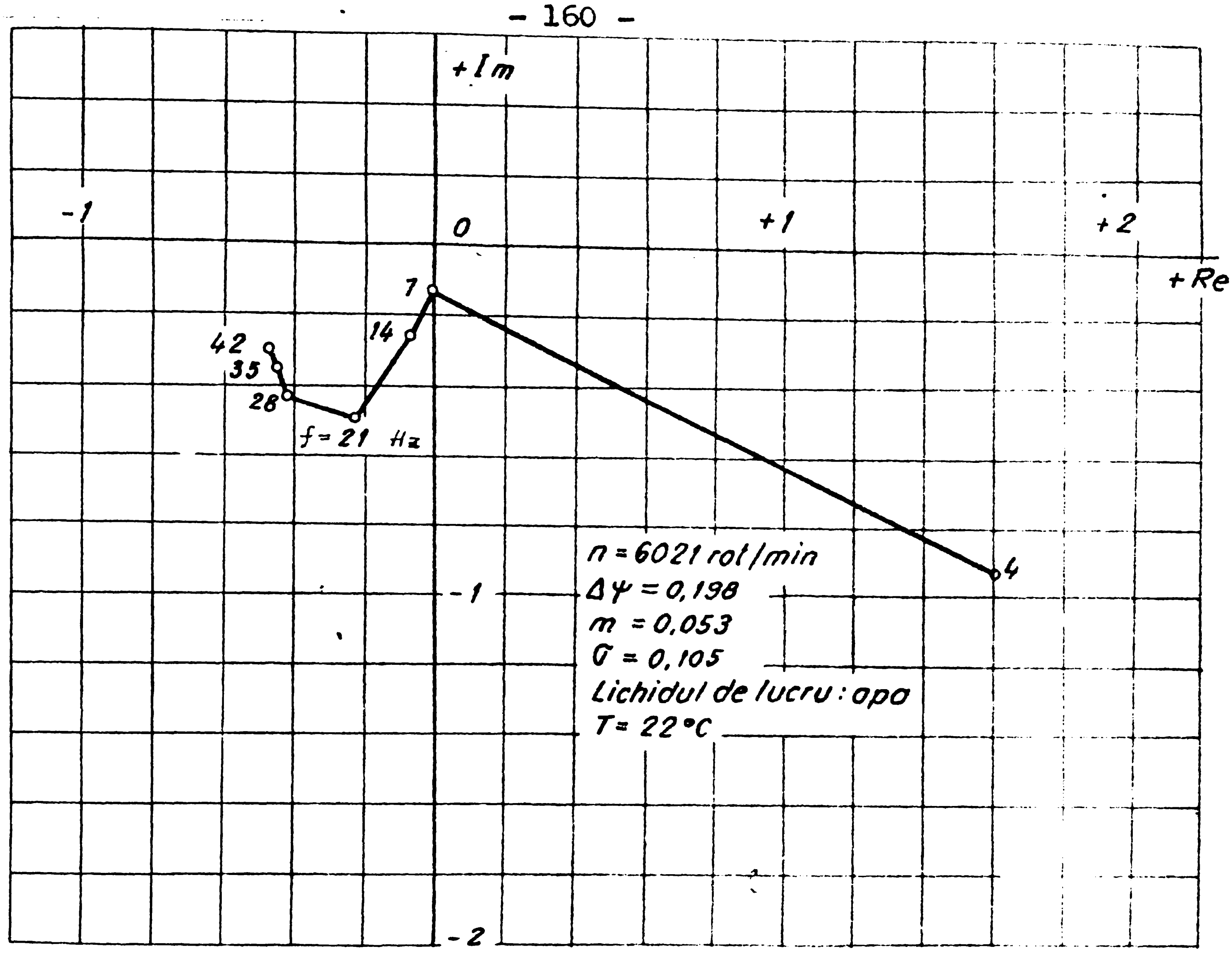


Fig. 42.56 Locul frecvenţelor WP_{22} al pompei LP_0/FT-7

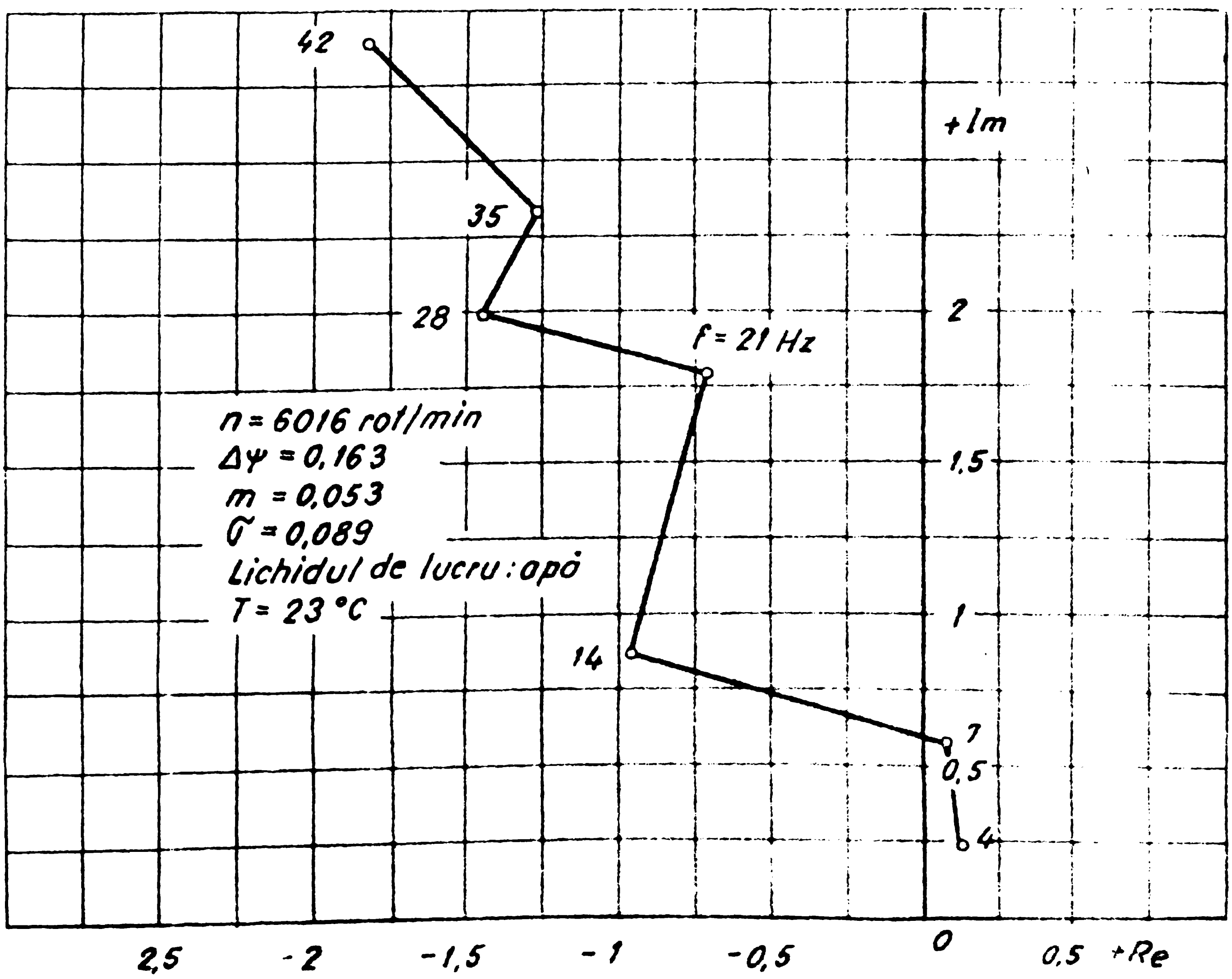


Fig. 42.5 [illegible] fre[illegible]nțelor WP_{11} al pomp[illegible]i LP_0/FT-7

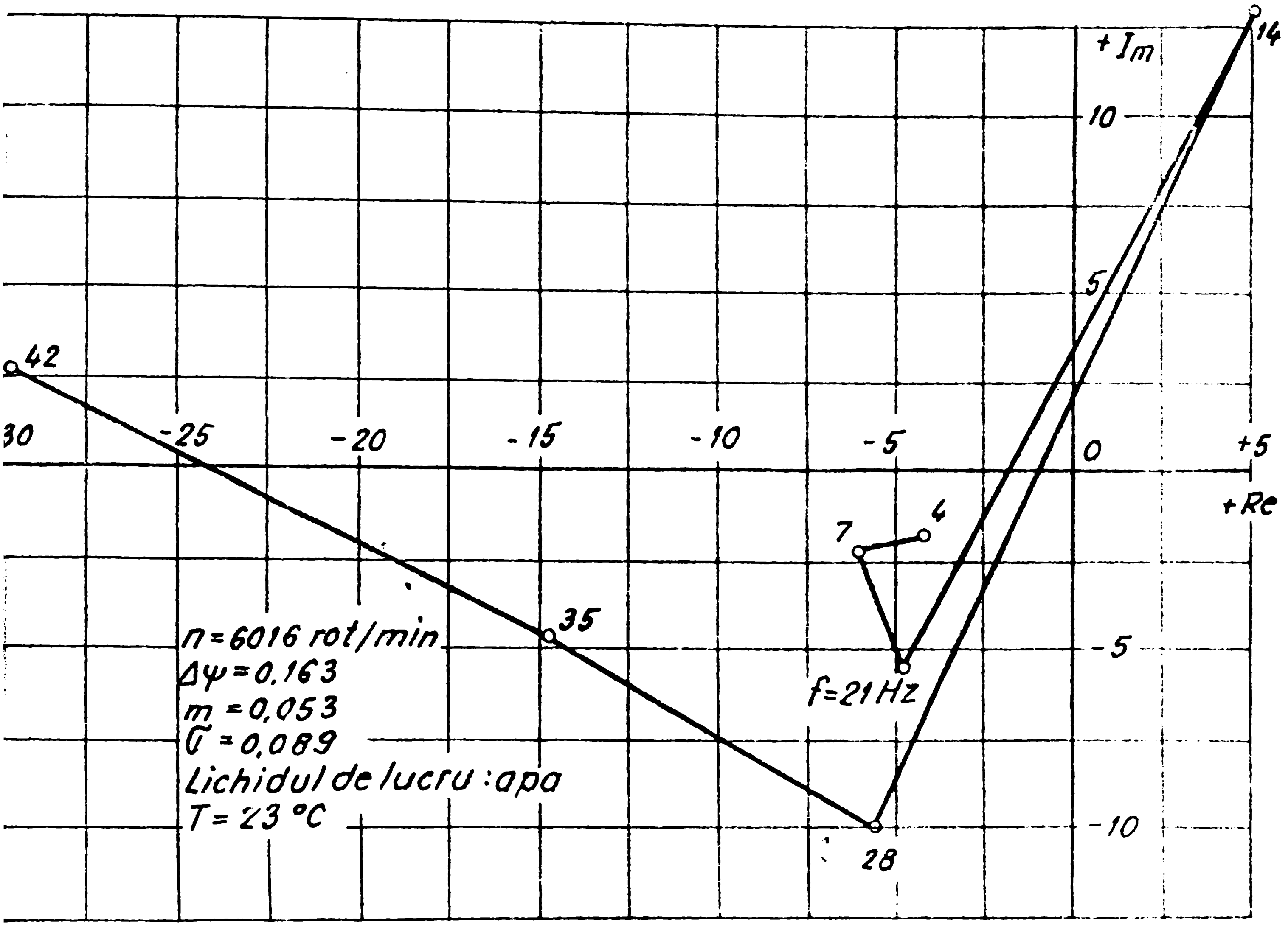


Fig. 42.58 Locul frecvenţelor WP_{12} al pompei LP_0 / FT - 7

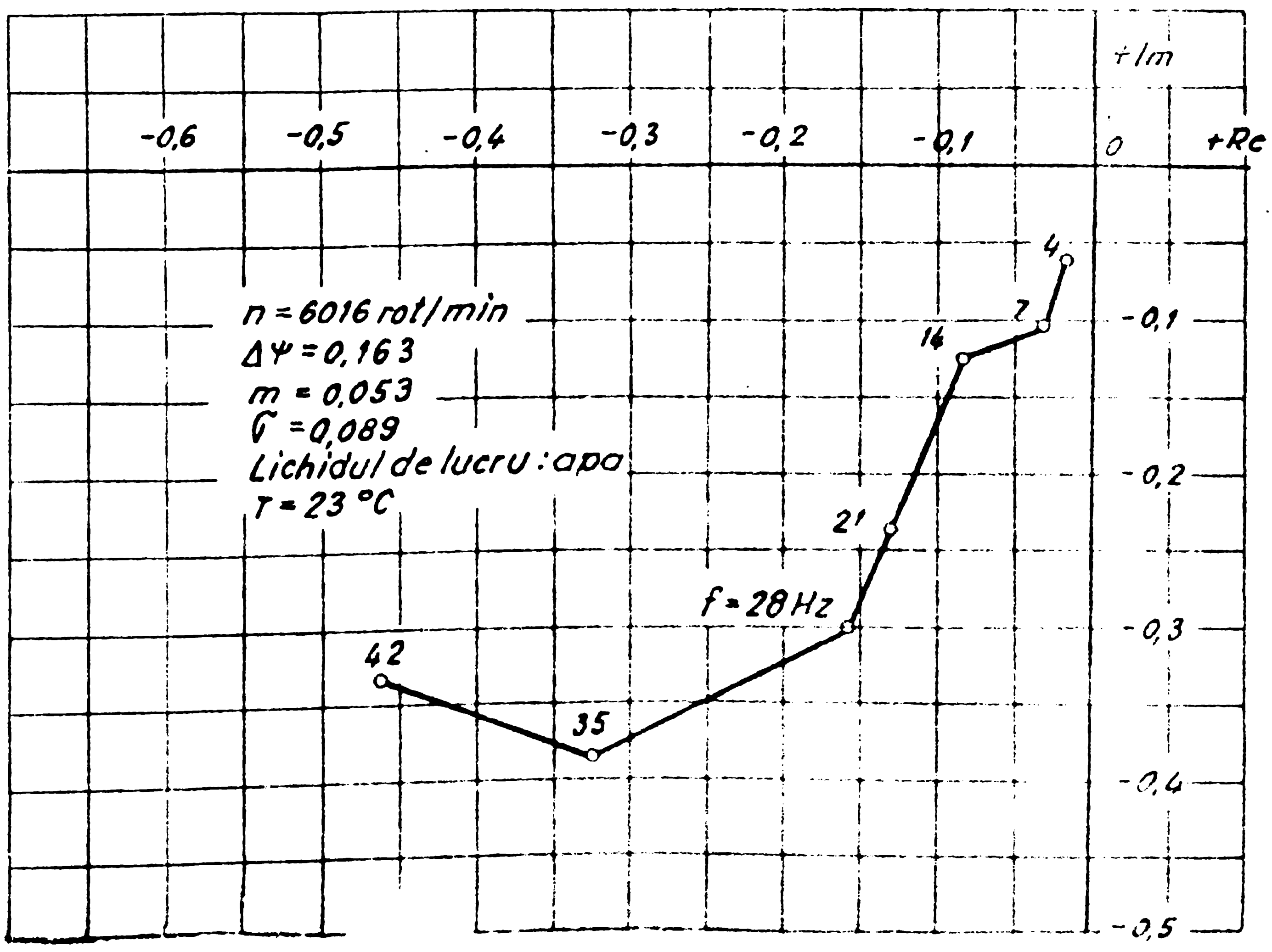


Fig. 42.59 Locul frec...

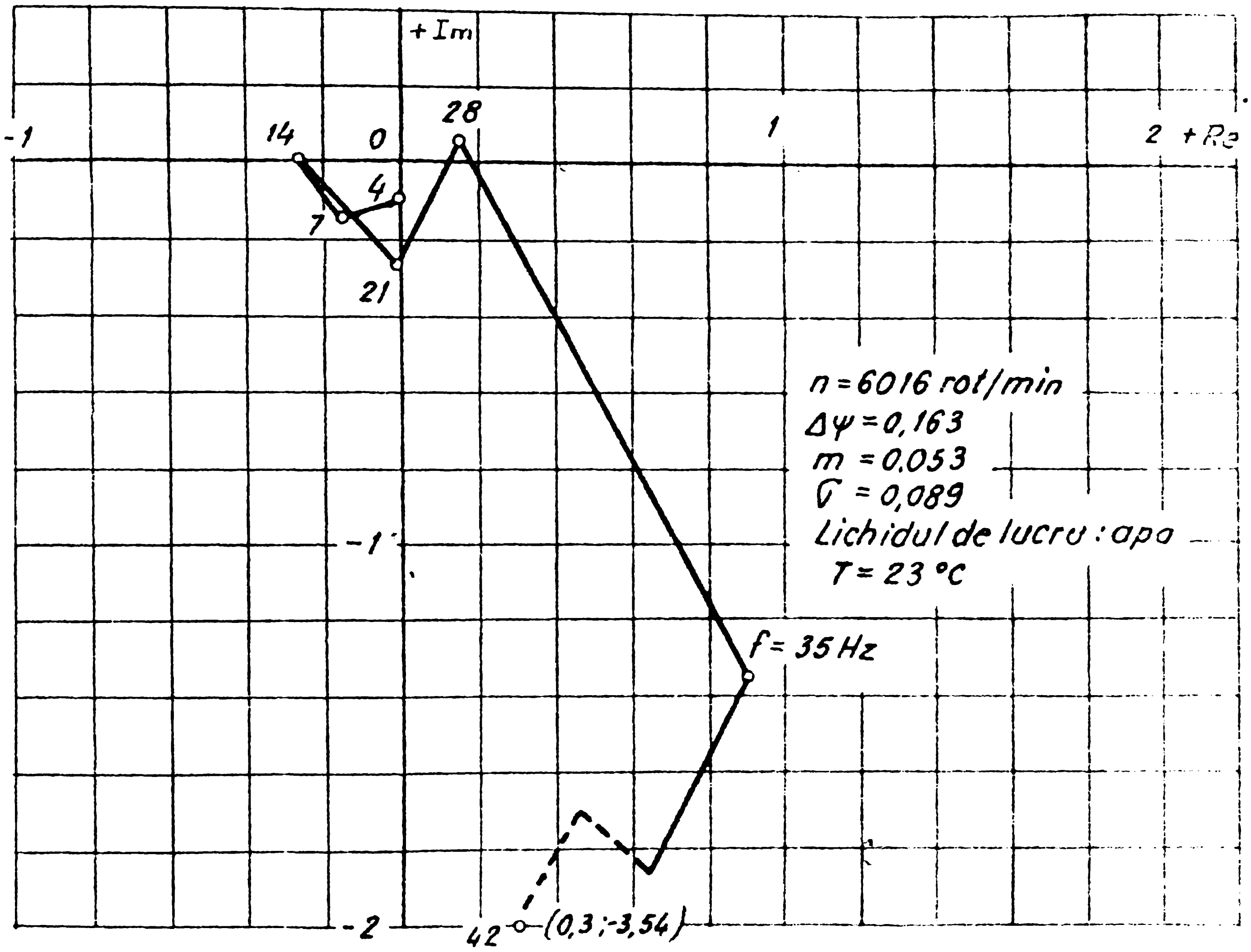


Fig. 42.60 Locul frecvenţelor WP_{22} al pompei LP_0/ FT-7

tal. Discrepanţa apare din cauza simplităţii modelelor f[illegible] si-tuaţia reală în care interferează diferite tipuri de cav[illegible]. In-teresant de remarcat că observaţia vizuală a regimurilor [illegible]ţio-nale dinamice a arătat o uşoară diminuare a efectelor [illegible] ale cavitaţiei în regimuri nestaţionare faţă de cele staţion[illegible]spun-zătoare. Această contradicţie argumentează în plus pentru [illegible]rtanţa unor măsurători dinamice de mare acurateţă pentru pompele h[illegible]dina-mice. S-ar putea ca o serie de rezultate să fie afectate de [illegible]nomene neliniare generate de dispozitivele de perturbaţie.

Diferenţa esenţială care s-a manifestat dinamic prin plasarea obstacolului amonte de pompă constă în faptul că impedanţ[illegible] partea reală (rezistenţa cu semn schimbat) aproximativ constantă [illegible] obsta-col şi puternic variabilă în prezenţa sa. Aceasta dovedeşte [illegible] in-fluenţa unui curent hidrodinamic perturbat la intrarea în pompă este mult amplificată în regimuri dinamice faţă de cele statice.

5. EXTINDERI ALE PROBLEMELOR DE IDENTIFICARE A POMPELOR (UNELE ASPECTE LEGATE DE IDENTIFICAREA STATISTICA SI STABILITATEA CAVITATIONALA A POMPELOR)

5.1 Analiza statistică folosită pentru stabilirea funcţiilor de transfer ale unei pompe

Cercetarea statistică a dinamicii curentului de lichid din pompele centrifuge şi legătura sa cu mărimile stereomecanice caracteristice ale maşinii se pretează unei analize corelaţionale din cauza utilizării turbopompelor ca element de reglare în sisteme automate, acţionări hidraulice, turbotransmisii, instalaţii ... etc. Se semnalează că în sisteme complexe apar deseori efecte nedorite precum vibraţii, suprasarcini hidraulice etc., din cauza necunoaşterii caracteristicilor dinamice ale pompelor, urmate uneori de auto-oscilaţii şi pierderea stabilităţii în funcţionare /75/.

Uneori acordarea unor semnale de probă determină ... deranjează procesul. Atunci se impune pentru identificare utilizarea unor generatoare de semnale aleatoare (metoda activă) sau se folosesc fluctuaţiile mărimilor caracteristice din funcţionarea normală a pompei (metoda pasivă). Aceste metode permit stabilirea caracteristicilor dinamice ale turbopompelor. Analiza se poate efectua în domeniul timpului prin funcţiile de corelaţie sau în domeniul frecvenţelor prin funcţiile de densitate spectrală. Pompa hidraulică ... se prezintă ca un element cu legături multiple şi se pot adopta conform rel. (2.3.1.1) drept intrări : presiunea totală adimensională la intrare ψ_1 sau presiunea statică la intrare p_1, debitul ... adimensional la aspiraţie m_1 sau debitul volumic la aspiraţie ... şi variaţia relativă a turaţiei ν sau ... rotorului pompei ... şi ieşiri : înălţimea de pompare adimensională $\Delta\Psi$, sau creşterea presiunii statice Δp, variaţia debitului ... adimensional ... în maşină Δm sau creşterea debitului volumic Δ... şi momentul ... adimensional μ_r.

Din teoria generală ... /..., 9, 68, 60/ se pot deduce prin particularizare pentru pompe ... dinamice relaţii de forma :

$$K_{\Delta Q,p_1}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} y_{\Delta ..,p_1}(\ldots) \ldots_{1,1}(\tau - \ldots) \ldots \qquad (\ldots.1)$$

$$K_{\Delta p,n}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} y_{\Delta p,n}(\ldots) \ldots_{n,n}(\tau - \ldots) \ldots \qquad (\ldots.2)$$

- -

Pentru mărimile de intrare ... relaţiile ... pot asocia 9 relaţii de forma (...1.1), ... mugi şi relaţii între mărimile de ieşire numai sau de intrare numai precum :

$$K_{Q_e,p_e}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} y_{Q_e,p_e}(t)\ K_{p_e,p_e}(\tau - t)dt \qquad (5.1.3)$$

In aceste relaţii, în general $K_{x_1,x_2}(\tau)$ sînt funcţii de intercorelaţie, iar $K_{x_1,x_1}(\tau)$ sînt funcţii de autocorelaţie şi $y_{x_1 x_2}(t)$ este funcţia pondere (răspuns tranzitoriu la un semnal impuls a canalului analizat).

Aplicînd expresiilor (5.1.1)...(5.1.3) transformata Fourier se obţin :

$$S_{\Delta Q,p_i}(i\omega) = W_{P21}(i\omega)\ S_{p_i,p_i}(\omega) \qquad (5.1.4)$$

$$S_{\Delta p,n}(i\omega) = W_{P13}(i\omega)\ S_{n,n}(\omega) \qquad (5.1.5)$$

$$S_{Q_e,p_e}(i\omega) = W_{P_{Q_e,p_e}}(i\omega)\ S_{p_e,p_e}(\omega) \qquad (5.1.6)$$

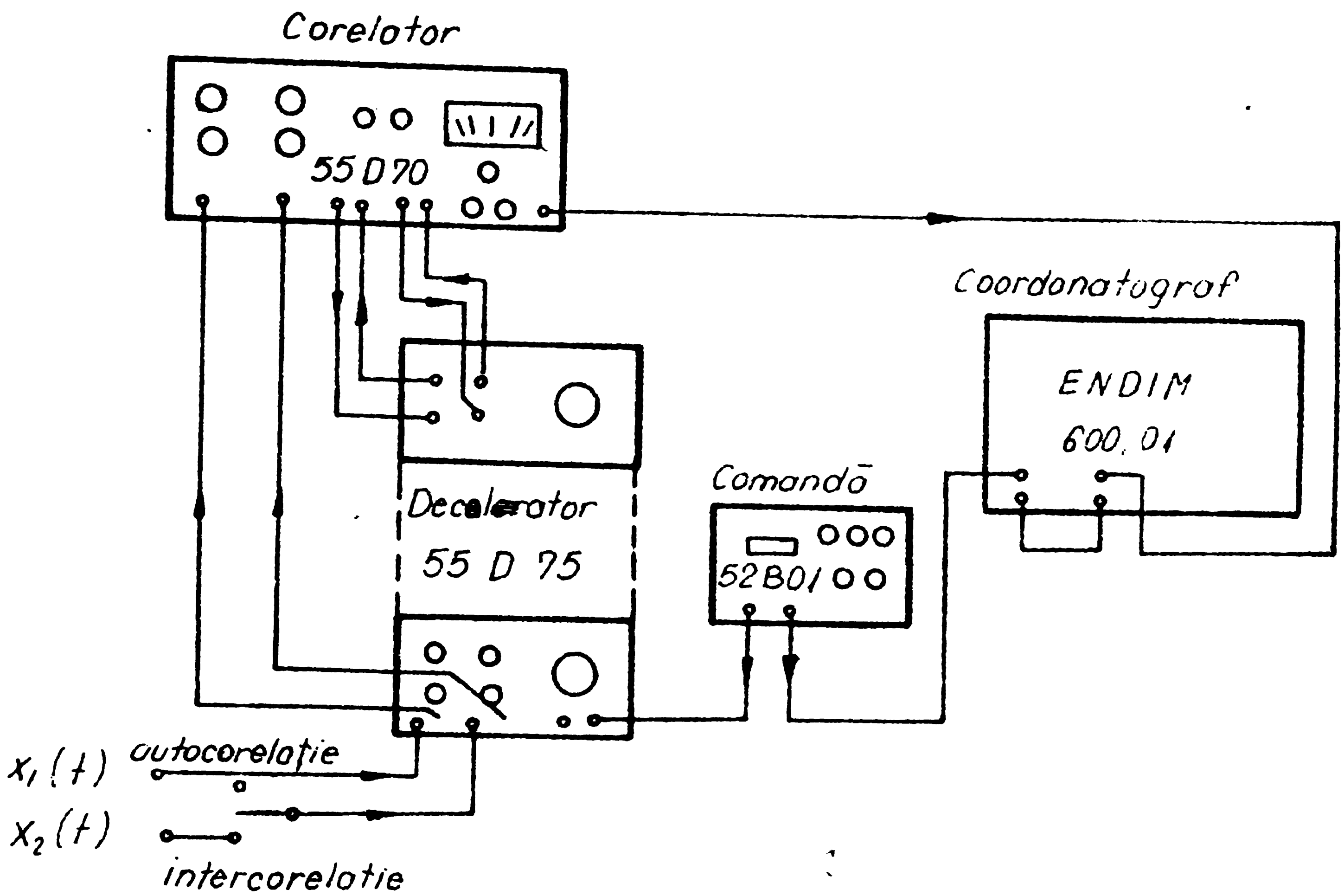
unde S_{x_1,x_2} reprezintă funcţiile de densitate autospectrală, S_{x_1,x_2} sînt funcţiile de densitate interspectrală şi W - funcţii de transfer (sau frecvenţă).

Dacă se cunosc corelogramele [illegible] ex. cele care intervin în rel. (5.1.1)...(5.1.3) se pot găsi [illegible] pondere respective prin rezolvarea ecuaţiilor integrale (5.1.1)... (5.1.3). Astfel funcţia de transfer în frecvenţă se poate determina direct dacă se dispune de funcţiile de densitate spectrală necesare conform rel. (5.1.4)...(5.1.6). [illegible] corelaţie şi cele de densitate spectrală prin transformata Fourier se prezintă astfel :

$$S_{x_1,x_1}(\omega) = 2\int_{-\infty}^{+\infty} K_{x_1,x_1}(\tau)\, e^{-i\omega\tau}\, d\tau \qquad (5.1.7)$$

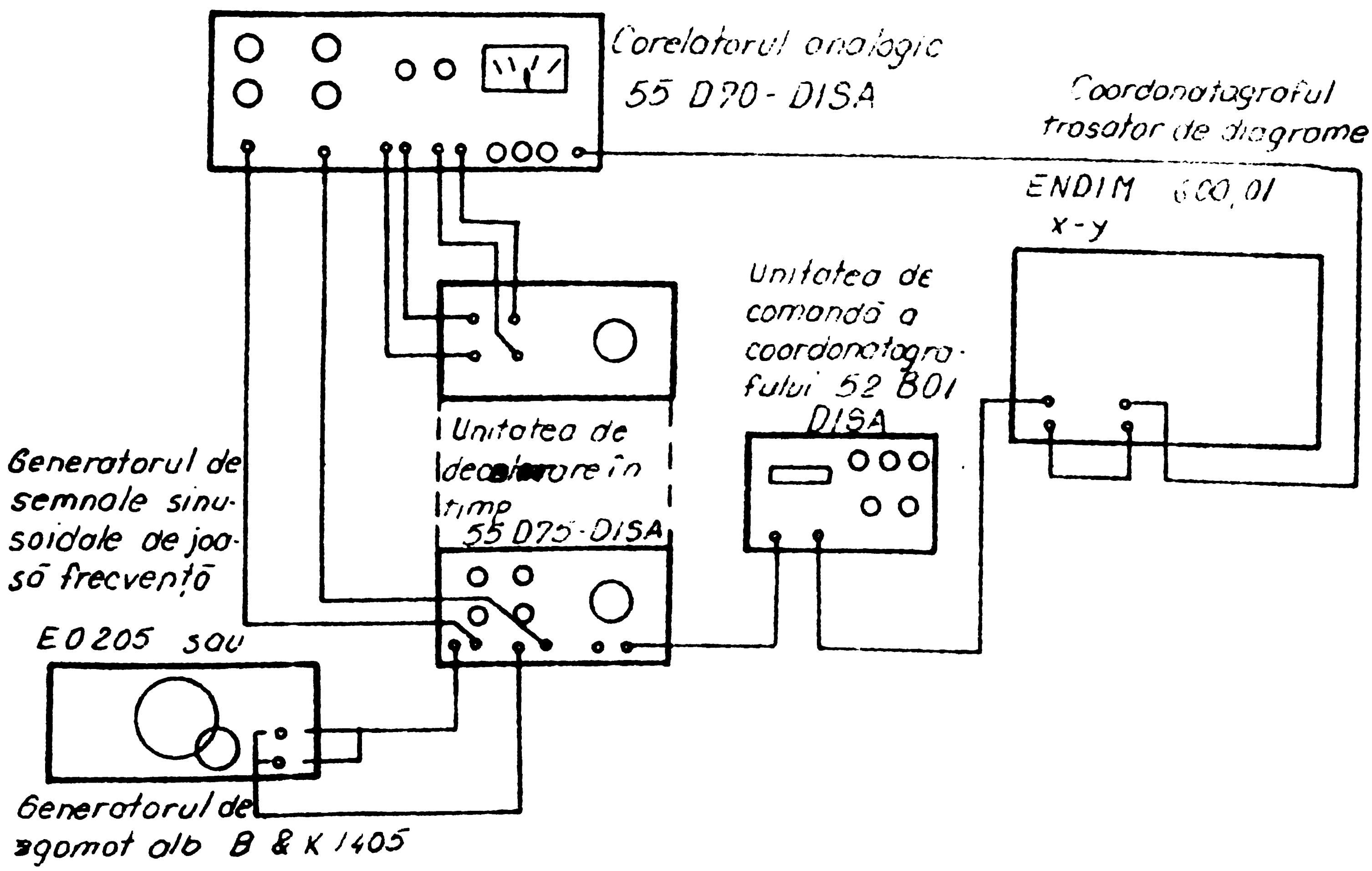
$$S_{x_1,x_2}(\omega) = 2\int_{-\infty}^{+\infty} K_{x_1,x_2}(\tau)\, e^{-i\omega\tau}\, d\tau \qquad (5.1.8)$$

La staţiunea CMHT cap.3.2 [illegible] prin corelaţie DISA conform schemei bloc din fig. 5.1.1. [illegible] procedat la etalonarea corelatorului [illegible] de tipul zgomotului alb generat în [illegible] 5.1. [illegible] nare se poate observa în fig. 5.1.2. [illegible] înălţimea de pompare în regim [illegible] aspiraţie şi diferenţa de presiune [illegible] vitaţional nu au [illegible] lectronice a [illegible].



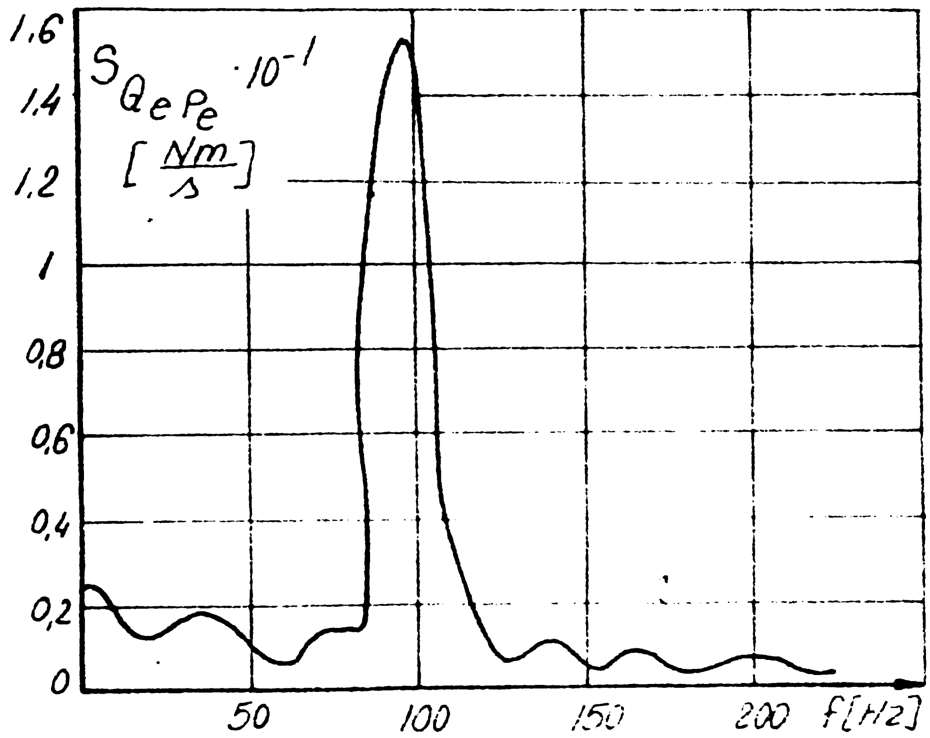
Complexul de aparate ce permite analiza prin corelaţie a două semnale

Fig. 51.1



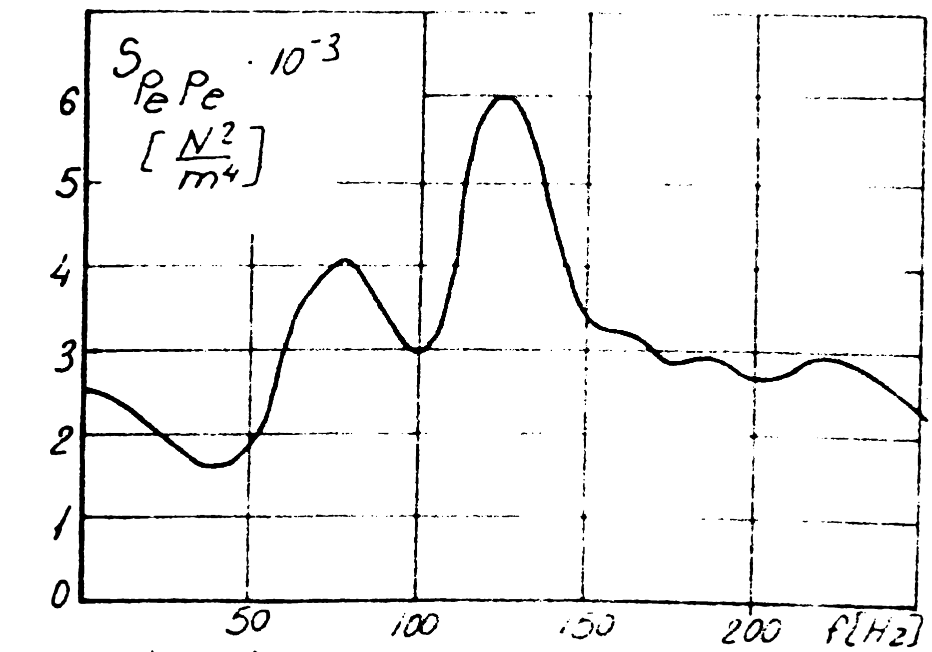
Schema aparatelor pentru etalonarea corelatorului

Rezultatele din literatură găsite /82/ se referă la mărimile implicate în rel. (5.1.3) şi (5.1.6). Pe baza funcţionării unei pompe centrifuge în regim energetic se pot determina corelograme şi densităţi spectrale referitor la presiunea şi debitul de la refulare fig.5.1.3 şi fig. 5.1.4.



Densitatea interspectrală a debitului de la ieşirea din pompă în funcţie de presiunea de la ieşirea din pompă

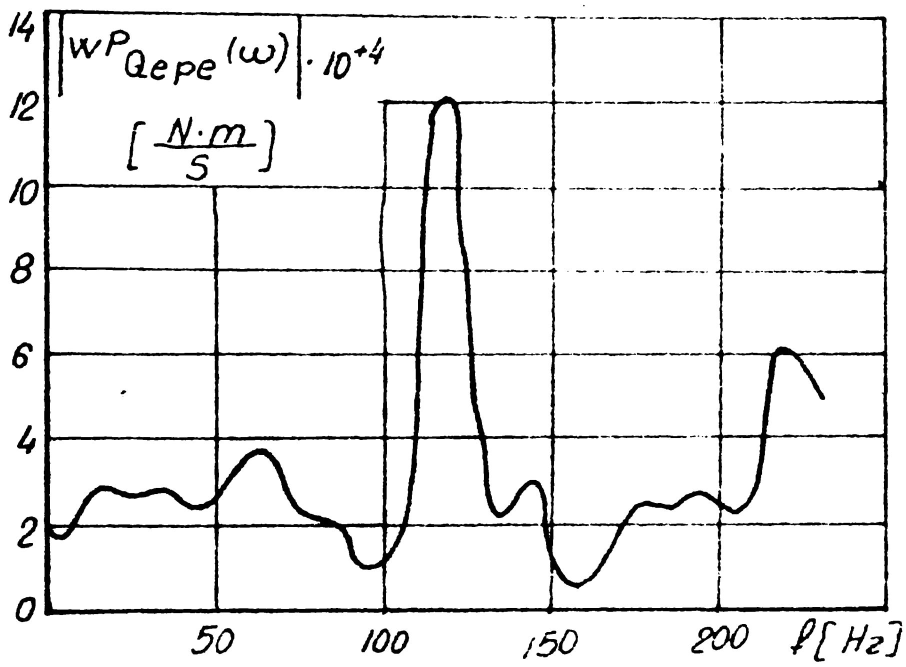
Fig 5.1.3



Densitatea autospectrală a presiunii de la ieşirea din pompă

Fig 5.1.4

Din acestea pe baza rel. (5.1.6) se deduce caracteristica amplitudine-frecvență din fig.5.1.5.

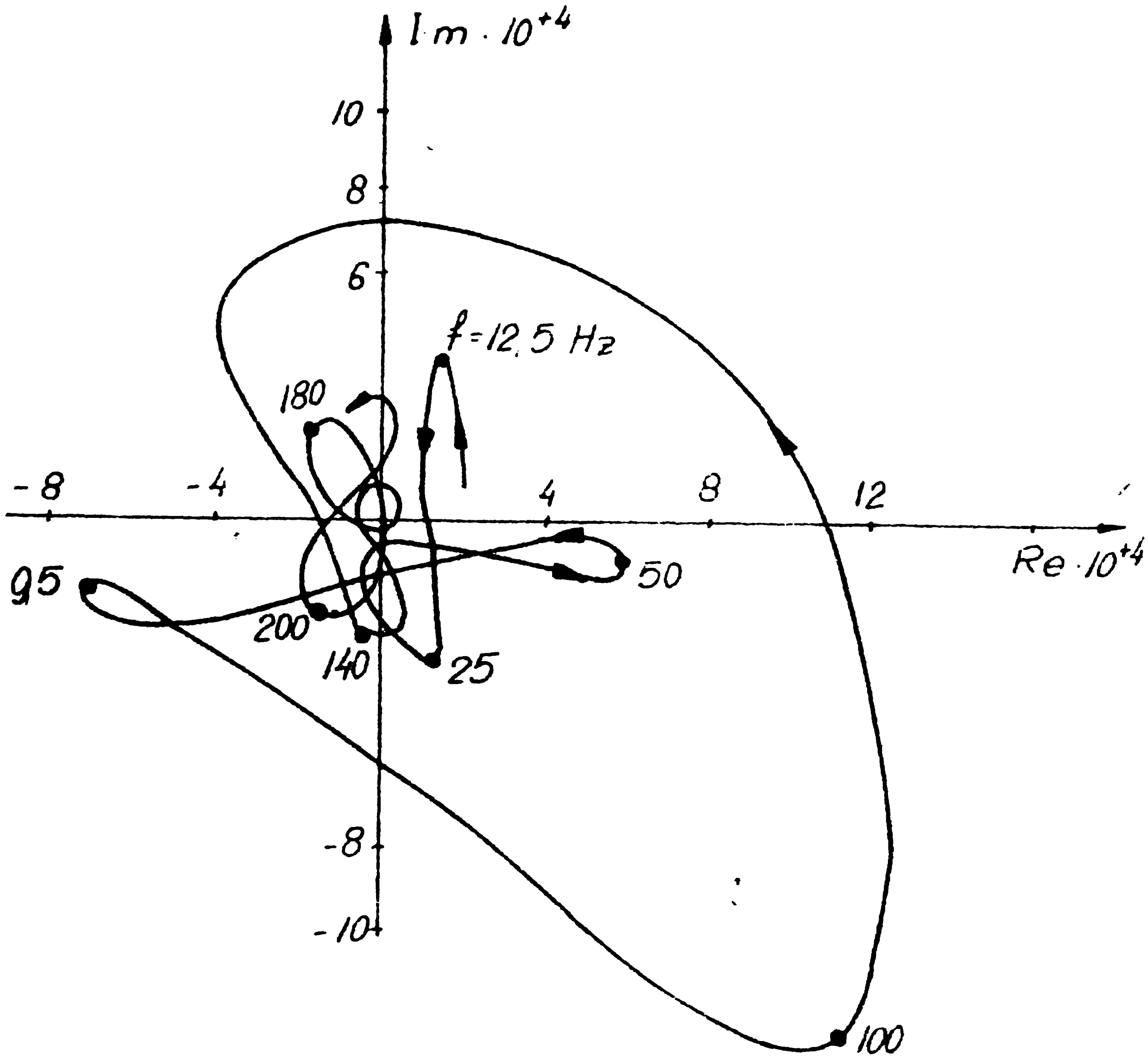


Caracteristica amplitudine-frecventă pentru corelatia debitului la refulare cu presiunea de la refulare la o pompă centrifugă

Fig 5.1.5

Analizînd fig.5.1.5 se observă că pompa centrifugă în regimul normal, neconvențional de funcționare este un element complex și legătura între parametrii hidrodinamici de [illegible] din [illegible] este caracterizată printr-un șir de frecvențe de rezonanță ([illegible],5 Hz, f_2 = 50 Hz, f_3 = 110 Hz, f_4 = [illegible] ....). ~~xxxxxxxxxx~~ Frecvențele de rezonanță sînt legate de [illegible] rotorului precum turația, numărul paletelor etc. [illegible] ajutorul corelatorului a defazajului între [illegible] permite trasarea caracteristicii polare de frecvență [illegible]ză fig.5.1.6.

Aceasta întărește părerea [illegible] hidrodinamice complexe. Pe baza fig.5.1.6 [illegible] analitice ale funcției de frecvență și se pot [illegible] a fenomenelor de rezonanță în [illegible]. [illegible] tate se observă că mișcarea lichidului [illegible] și refulare ale unei pompe se poate [illegible] principali debit și presiune [illegible]. Vîscozitatea și densitatea lichidului [illegible]



Caracteristica de frecvență a pompei centrifuge ce corelează debitul și presiunea de la refulare

Fig 5.1.6

bilă asupra compoziției spectrale a parametrilor amintiți /[illegible]/. Frecvențele de rezonanță totuși nu depind esențial de natura fluidului vehiculat. Numai amplitudinea oscilațiilor depinde de natura lichidului de lucru și anume prin creșterea vîscozității amplitudinea oscilațiilor se micșorează, iar cu creșterea densitații lichidului amplitudinile cresc. Se observă că funcțiile de corelație și densitate spectrală a pompelor au componente periodice. [illegible] funcția de corelație a debitului volumic de la ieșirea [illegible] pă cu presiunea statică de la refulare fig.5.1.5 are un caracter [illegible] amortizat, iar funcția de corelație a debitului volumic de la intrarea în pompă cu presiunea statică de la aspirație nu este [illegible]dentă de regimul de lucru al pompei /[illegible], 77/. În fig.5.1.[illegible] [illegible]ate estima că pompa hidrodinamică este descrisă satisfăcător [illegible] frecvențe reduse ca un element amplificator, apoi cu creșterea frecvenței ca o legătură consecutivă de elemente [illegible] [illegible]periodice şi în fine la frecvenţe mai ridicate ordinul ecuaţiei diferenţiale ordinare creşte (cu cît cresc numărul de vîrfuri de rezonanţă în fig. 5.1.5). In general pompa se consideră precum un filtru, trece jos. Din analiza statistică se pot trage concluzii şi cu privire la reglarea parametrilor hidrodinamici de la refulare ai lichidului de lucru prin intermediul pompei. Prin aceste metode statistice se poate evalua influenţa vibraţiilor elementelor componente ale unei turbomaşini asupra frecvenţelor de rezonanţă ale turbomaşinii /59/.

In esenţă metoda statistică este o alternativă utilă în analiza dinamică a pompelor şi deşi prezintă dificultăţi de natură experimentală şi cere o prelucrare mai pretenţioasă a datelor, beneficiază de avantajul extragerii informaţiei utile fără a influenţa funcţionarea normală a maşinii.

5.2 Stabilitatea şi auto-oscilaţiile pompelor

Stabilitatea în sensul acordat acestei noţiuni de Liapunov /49, 125, 166/ se va aplica pentru sisteme hidraulice în componenţa cărora se găsesc pompe hidrodinamice funcţionînd în regimuri energetice, cavitaţionale sau bifazice. Un sistem se consideră stabil dacă dintr-o stare staţionară sau autonomă de echilibru o perturbaţie mică îl conduce la o modificare amortizată în timp a variaţiei mărimilor fizice caracteristice.

Sistemele hidraulice au o oarecare afinitate spre o funcţionare nestabilă. Pentru ca un sistem hidraulic să devină nestabil sînt necesare următoarele condiţii : fluidul să poată dezvolta o mişcare oscilatorie, să existe o parte a sistemului care să reţină sau să restitue energia potenţială sub formă de poziţie sau de presiune (adică să fie prezente forţe elastice) şi de asemenea să existe un element care să iniţializeze sau să transmită periodic impulsuri sau vibraţii de frecvenţă constantă.

Instabilităţile sistemelor de pompare se pot asocia unor regimuri de bază tranzitorii sau staţionare. Intr-o pompă hidrodinamică funcţionînd cu lichid, dar mai ales cu mediu bifazic (de ex. apă-aer) sau în cavitaţie atunci cînd pereţii solizi ai conductelor şi recipienţilor amonte sau aval de pompă sînt elastici, dacă apar vibraţii ale organelor de reglare a debitului (precum vane, palete) sau ale părţilor mobile ale pompei (de ex. rotorul, paletele) se întrunesc condiţii pentru o funcţionare nestabilă. Situaţia clasică de nestabilitate apare atunci cînd punctul de funcţionare al sistemului se găseşte în domeniul cu pantă pozitivă al curbei caracteristice a pompei $H_p(Q)$ şi dacă curba caracteristică a roţelei hidraulice $H_{rt}(Q)$ este moale (cu caracter capacitiv) avînd rezervoare cu suprafaţa liberă la refulare.

In cadrul încercărilor energetice şi cavitaţionale ale unor pompe s-au înregistrat regimuri nestabile de funcţionare şi în afara situaţiei clasice amintită anterior. Astfel măsurătorile energetice efectuate asupra pompelor PCN 8o-2oo ; P-4oo /25/ şi Brateş-25o /21/ au evidenţiat regimuri nestabile de funcţionare prin înregistrarea fluctuaţiilor unor mărimi caracteristice. Variaţiile de presiune captate la refularea pompei în diferite regimuri de funcţionare sînt prezentate în fig. 5.2.1. Măsurarea a fost efectuată cu un traductor inductiv de presiune tip PI/2-5o H.B.M. cuplat cu oscilograful tip H 1o2 T, SSSR. Pompa PCN 8o-2oo a funcţionat la o turaţie constantă de n_0 = 1700 rot/min.şi cu caracteristicile nominale de Q_0 = 44,5 l/s şi H_0 = 51,7 m. Oscilaţiile de presiune pentru diferite regimuri de funcţionare sînt de frecvenţe de aprox. f = 150 Hz cu excepţia unui regim de f = 40 Hz şi de amplitudini cuprinse între $\frac{\Delta H}{H_0}$ = 8...17 %. Intre multiplele cauze care pot genera aceste oscilaţii nu se exclude funcţionarea nestabilă. Această concluzie a fost confirmată la încercările efectuate în staţiunea Caltech unde s-au vizualizat prin particule fine solide (pulbere de aluminiu) sau gazoase (aer) structura curentului hidrodinamic în pompă şi s-au pus în evidenţă o serie de forme de instabilitate în diferite regimuri de funcţionare. Deseori la regimuri deosebite de cel nominal apare o oscilaţie amplă masică pe direcţie axială denumită şi auto-oscilaţie. Independent sau împreună cu aceasta s-a observat şi o blocare parţială rotitoare - cu 0,3...0,7 din turaţia pompei - a canalelor rotorice. Ambele instabilităţi depăşesc ca amplitudine uşoara nestaţionaritate inerentă funcţionării unei turbomaşini şi care se datoresc variaţiei de presiune de la o paletă rotorică la alta sau [redacted] presiunii de mişcare şi a cîmpului de viteze din rotor. S-a remarcat că aceste nestabilităţi depind de distorsiunea curentului de la intrare, de suprafaţa carcasei rotorului, de tipul rotorului pompei, etc.

Auto-oscilaţiile au o frecvenţă egală cu frecvenţa proprie de oscilaţie a maselor de lichid ce se găsesc în conductele de aducţiune şi evacuare ale pompei. Frecvenţa oscilaţiilor de presiune este independentă de turaţia pompei şi depinde doar de dimensiunile geometrice ale instalaţiei. Odată cu micşorarea dimensiunilor sistemului hidraulic frecvenţa pulsaţiilor de presiune nu creşte oricît. Limitarea variaţiei înălţimii de pompare a pompei se produce din cauza imposibilităţii paletelor rotorului de pompă de a modifica atît de rapid circulaţia vitezei curentului în jurul lor. Astfel că sub o anumită dimensiune a sistemului oscilaţiile dispar. Durata modificării circulaţiei vitezei în jurul paletelor este invers proporţională cu turaţia pompei. Auto-oscilaţiile, aceste nestabilităţi cu evoluţie ciclică depind de volumul ocupat de lichid la refularea pompei. Această dependenţă este redată după /99/ în fig. 5.2.2 şi fig. 5.2.3. Curbele sînt cu bună aproximaţie hiperbolice cu existenţa la lungimi mai mari ale conductei de refulare a unor salturi de frecvenţă şi amplitudine. In fig. 5.2.4 şi fig. 5.2.5 se oferă legătura între amplitudinea oscilaţiilor de presiune şi frecvenţele lor în funcţie de lungimea conductei de aspiraţie pentru un volum constant la refulare. Se observă creşterea amplitudinilor oscilaţiilor de presiune odată cu creşterea volumului ataşat la refularea pompei. Independenţa frecvenţei oscilaţiilor de presiune faţă de turaţia pompei este reprezentată în fig. 5.2.6.

Pe baza celor prezentate se va dezvolta un model de studiu al stabilităţii unei pompe funcţionind împreună cu o reţea hidraulică. Se va considera maşina multiparametrică şi mediul vehiculat bifazic iar tratarea se va face într-o aproximaţie liniară.

Aplicînd ecuaţia transferului de energie prin pompă în regim nestaţionar rezultă relaţia :

$$\frac{\ell}{gA} \cdot \frac{dQ}{dt} = H_P - H_{rt} \tag{5.2.1}$$

Ţinînd cont de funcţiile $H_p(Q, n, \rho)$ şi $H_{rt}(Q, \rho)$ pentru abateri mici de la regimul iniţial de echilibru se obţine :

$$\frac{\ell}{gA} \cdot \frac{dQ}{dt} = \left.\frac{\partial H_P}{\partial Q}\right|_o \cdot \Delta Q + \left.\frac{\partial H_P}{\partial n}\right|_o \cdot \Delta n - \left.\frac{\partial H_P}{\partial \rho}\right|_o \cdot \Delta \rho - \left.\frac{\partial H_{rt}}{\partial Q}\right|_o \cdot \Delta Q - \left.\frac{\partial H_{rt}}{\partial \rho}\right|_o \cdot \Delta \rho \tag{5.2.2}$$

Ecuaţia echilibrului dinamic al maselor rotitoare se exprimă prin :

$$J \frac{dn}{dt} = M_a - M_r \tag{5.2.3}$$

Stiind că $M_a(n)$ şi $M_r(Q, n, \rho)$, rel. (5.2.3) devine :

$$J \frac{dn}{dt} = \left.\frac{\partial M_a}{\partial n}\right|_o \cdot \Delta n - \left.\frac{\partial M_r}{\partial Q}\right|_o \cdot \Delta Q - \left.\frac{\partial M_r}{\partial n}\right|_o \cdot \Delta n - \left.\frac{\partial M_r}{\partial \rho}\right|_o \cdot \Delta \rho \tag{5.2.4}$$

Ecuaţia de continuitate aplicată fluidului cuprins în maşină este :

$$V_P \cdot \frac{d\rho}{dt} = (\rho\ Q)_e - (\rho\ Q)_i \tag{5.2.5}$$

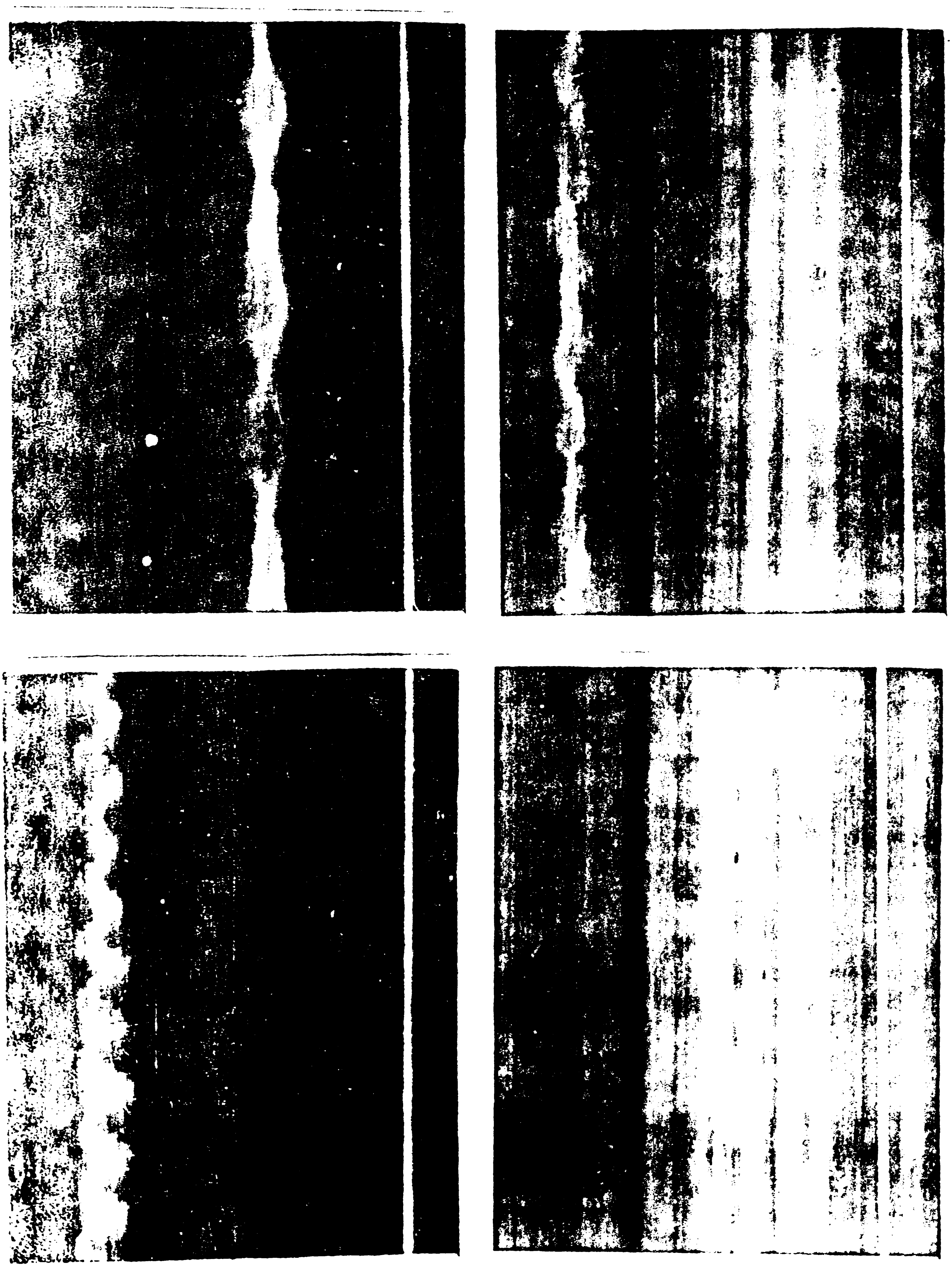


Fig. 5.2.1

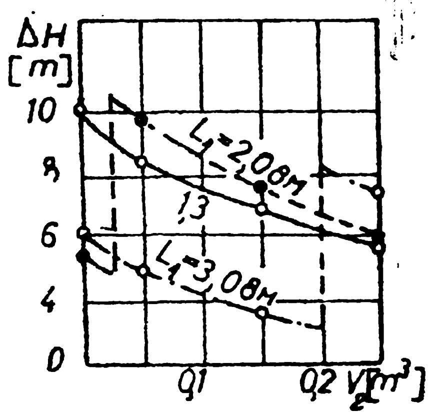


Fig. 5.2.2

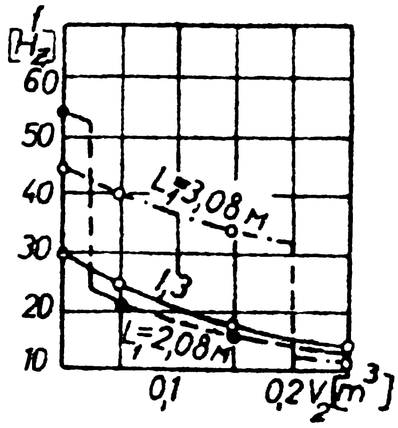


Fig. 5.2.3.

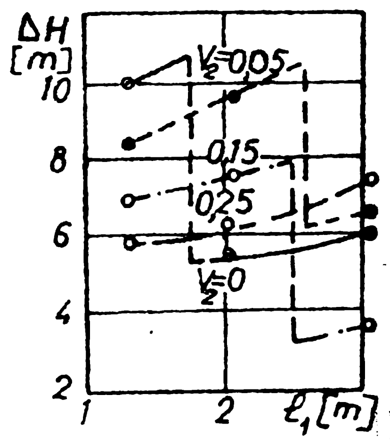


Fig. 5.2.4.

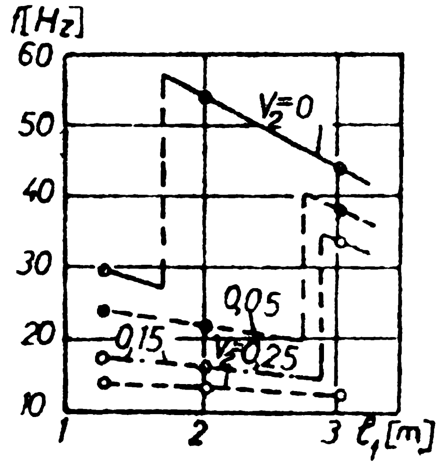


Fig. 5.2.5.

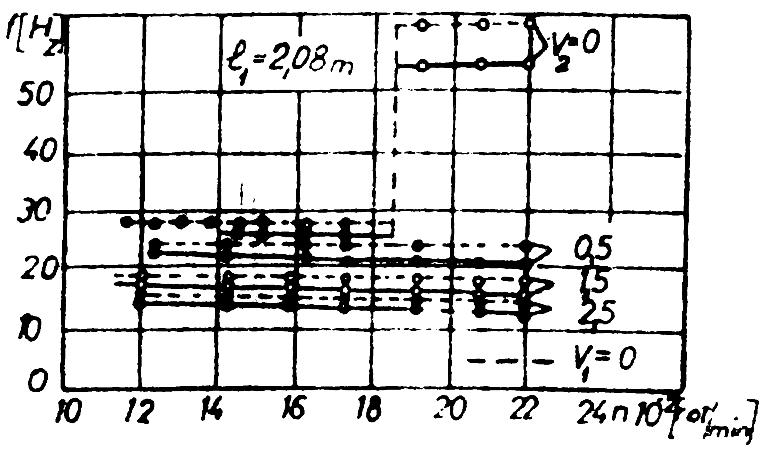


Fig 5.2.6

Se va presupune că debitele masice la intrarea în pompă depind de densitatea şi debitul volumic al fluidului $(\rho Q)_i(\rho, Q)$ iar la ieşire de aceleaşi elemente plus turaţia pompei $(\rho Q)_e(n, \rho, Q)$ astfel încît :

$$V_p \frac{d\rho}{dt} = \left.\frac{\partial(\rho Q)_e}{\partial n}\right|_o \cdot \Delta n + (\rho_e - \rho_i)\cdot\Delta Q + (Q_e - Q_i)\Delta\rho \qquad (5.2.6)$$

Aranjînd rel. (5.2.2), (5.2.4) şi (5.2.6) în forma canonică a ecuaţiilor de stare ale unui sistem se obţine :

$$\begin{cases} \dfrac{dQ}{dt} = \dfrac{gA}{\ell}\left[\left(\left.\dfrac{\partial H_p}{\partial Q}\right|_o - \left.\dfrac{\partial H_{rt}}{\partial Q}\right|_o\right)\cdot\Delta Q + \left.\dfrac{\partial H_p}{\partial n}\right|_o \Delta n + \left(\left.\dfrac{\partial H_p}{\partial \rho}\right|_o - \left.\dfrac{\partial H_{rt}}{\partial \rho}\right|_o\right)\cdot\Delta\rho\right] & (5.2.7) \\ \dfrac{dn}{dt} = \dfrac{1}{J}\left[-\left.\dfrac{\partial M_r}{\partial Q}\right|_o \Delta Q + \left(\left.\dfrac{\partial M_a}{\partial n}\right|_o - \left.\dfrac{\partial M_r}{\partial n}\right|_o\right)\cdot\Delta n - \left.\dfrac{\partial M_r}{\partial \rho}\right|_o \Delta\rho\right] & (5.2.8) \\ \dfrac{d\rho}{dt} = \dfrac{1}{V_p}\left[(\rho_e - \rho_i)\cdot\Delta Q + \left.\dfrac{\partial(\rho Q)_e}{\partial n}\right|_o \Delta n + (Q_e - Q_i)\Delta\rho\right] & (5.2.9) \end{cases}$$

Condiţia stabilităţii sistemului (5.2.7)...(5.2.9) este ca $\det\left[\bar{A} - \lambda I\right] = 0$ să aibe soluţiile proprii λ_i cu partea reală negativă. Adică :

$$\begin{vmatrix} A_{11} - \lambda & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} - \lambda & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} - \lambda \end{vmatrix} = 0 \qquad (5.2.10)$$

unde :

$$A_{11} = \frac{gA}{\ell}\left(\left.\frac{\partial H_p}{\partial Q}\right|_o - \left.\frac{\partial H_{rt}}{\partial Q}\right|_o\right) ; \quad A_{12} = \frac{gA}{\ell}\cdot\left.\frac{\partial H_p}{\partial n}\right|_o ;$$

$$A_{13} = \frac{gA}{\ell}\left(\left.\frac{\partial H_p}{\partial \rho}\right|_o - \left.\frac{\partial H_{rt}}{\partial \rho}\right|_o\right)$$

$$A_{21} = -\frac{1}{J}\left.\frac{\partial M_r}{\partial Q}\right|_o ; \quad A_{22} = \frac{1}{J}\left(\left.\frac{\partial M_a}{\partial n}\right|_o - \left.\frac{\partial M_r}{\partial n}\right|_o\right) ; \quad A_{23} = -\frac{1}{J}\left.\frac{\partial M_r}{\partial \rho}\right|_o$$

$$A_{31} = \frac{\rho_e - \rho_i}{V_p} ; \quad A_{32} = \frac{1}{V_p}\left.\frac{\partial(\rho Q)_e}{\partial n}\right|_o ; \quad A_{33} = \frac{Q_e - Q_i}{V_p} \qquad (5.2.11)$$

Rearanjînd ecuaţia (5.2.10) se obţine :

$$\lambda^3 - (A_{11}+A_{22}+A_{33})\lambda^2 + (A_{11}A_{22}+A_{11}A_{33}+A_{22}A_{33}-A_{12}A_{21}-A_{13}A_{31}-A_{23}A_{32})\lambda +$$
$$+A_{11}(A_{23}A_{32}-A_{22}A_{33})+A_{12}(A_{21}A_{33}-A_{23}A_{31})+A_{13}(A_{22}A_{31}-A_{21}A_{32}) = 0 \tag{5.2.12}$$

sau conform criteriului Routh-Hurwitz pentru a avea soluţii ale ecuaţiei (5.2.12) cu partea reală negativă este necesar ca :

$$A_{11}+A_{22}+A_{33} < 0 \tag{5.2.13}$$

$$A_{11}A_{22}+A_{11}A_{33}+A_{22}A_{33} > A_{12}A_{21}+A_{13}A_{31}+A_{23}A_{32} \tag{5.2.14}$$

$$A_{11}A_{22}A_{33}+A_{12}A_{23}A_{31}+A_{13}A_{21}A_{32} < A_{11}A_{23}A_{32}+A_{22}A_{13}A_{31}+A_{33}A_{12}A_{21} \tag{5.2.15}$$

Explicitînd relaţia (5.2.13) rezultă :

$$\frac{gA}{\ell}\left(\left.\frac{\partial H_p}{\partial Q}\right|_o - \left.\frac{\partial H_{rt}}{\partial Q}\right|_o\right) + \frac{1}{J}\left(\left.\frac{\partial M_a}{\partial n}\right|_o - \left.\frac{\partial M_r}{\partial n}\right|_o\right) - \frac{Q_e - Q_1}{V_P} < 0 \tag{5.2.16}$$

Similar se pot explicita şi rel. (5.2.14) şi (5.2.15).

Se vor obţine astfel setul de condiţii generale necesare pentru a avea o funcţionare stabilă a unui sistem de pompare cu mediu bifazic, într-o aproximaţie liniară. Dificultatea aplicării metodei constă în necesitatea cunoaşterii prealabile a o serie de curbe caracteristice ale sistemului. Rezultatul obţinut aci extinde cazul clasic indicînd existenţa şi a altor zone cu funcţionare stabilă sau nestabilă a unui sistem hidraulic cu pompe hidrodinamice în componenţa sa.

Rel. (5.2.16) generalizează inegalităţile cunoscute din literatură /90, 99, 129/ care se folosesc drept criterii de stabilitate a pompelor funcţionînd într-o reţea. Se observă că prin particularizarea rel. (5.2.16) prin neglijarea variaţiilor de turaţie, adică anularea celui de al doilea termen şi egalarea cu zero a celui de al treilea în regimuri energetice se regăseşte relaţia cunoscută:

$$\left.\frac{\partial H_{rt}}{\partial Q}\right|_o > \left.\frac{\partial H_P}{\partial Q}\right|_o \tag{5.2.17}$$

drept condiţie a stabilităţii.

Calculul inegalităţilor (5.2.13)...(5.2.16) este necesar pentru analizarea stabilităţii regimului de funcţionare al unui sistem hidraulic de pompare ce lucrează fie în regim energetic, fie cu mediu bifazic lichid-gaz sau în cavitaţie. In acest scop trebuiesc cunoscute curbele caracteristice ale pompei $H_p(Q, n, \rho)$, $M_r(Q, n, \rho)$ ale motorului de antrenare $M_a(n)$ şi ale reţelei $H_{rt}(Q, \rho)$ cît şi variaţia debitului masic al pompei cu turaţia $(\rho\ Q)_e\ (n)$ împreună cu debitele volumice şi densităţile amestecului bifazic la intrarea şi ieşirea din pompă. Unele din aceste dependenţe se pot extrage din curbele din fig. 2.1.1 şi fig. 2.1.2. La aceste date se adaugă lungimea traseului hidraulic ℓ , aria transversală a conductelor A, momentul de inerţie al părţilor rotitoare J şi volumul interior al pompei V_p.

Modelul monodimensional global prezentat are şanse de predictibilitate pentru oscilaţii mici în măsura în care se poate asigura un amestec bifazic omogen şi izotrop. Uneori păstrarea acestei calităţi nu se poate realiza după pompă iar inaintea ei doar prin măsuri speciale. Deoarece aceste condiţii sînt şi mai dificil de realizat în regimuri cavitaţionale se va aborda nestabilitatea cavitaţională într-o manieră locală din punct de vedere teoretic. Apoi se vor completa rezultatele cu unele date experimentale în scopul studierii şi cercetării instabilităţilor induse de fenomenul de cavitaţie în pompele hidrodinamice.

Considerînd modelul spectrului de bule valabil pentru funcţionarea unei pompe în regimuri cavitaţionale se va analiza dinamica unei bule cavitaţionale din punct de vedere al stabilităţii. Ecuaţia de mişcare a unei bule sferice mici după /3/ folosită în prezenta lucrare în rel. (2.3.3.1) are expresia :

$$r\frac{d^2r}{dt^2}+\frac{3}{2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2=\frac{p_{cav}-p_{\infty}(t)}{\rho_L}-\frac{2S}{\rho_L}-\frac{4\nu}{r}\frac{dr}{dt} \qquad (5.2.18)$$

unde raza iniţială a bulei este r_o, cîmpul de presiuni la o distanţă apreciabilă de bulă este funcţie de timp $p_{\infty}(t)$, iar presiunea de cavitaţie în bulă p_{cav} este :

$$p_{cav}=p_{vap}\left[T(r)\right]+p_G \qquad (5.2.19)$$

egală cu suma presiunilor parţiale ale gazului din bulă p_G şi a presiunii de vaporizare a lichidului în funcţie de temperatura peretelui bulei $p_{vap}\left[T(r)\right]$. Presiunea gazului din bulă rezultă din ecuaţia de stare a gazului şi este :

$$p_G=\frac{K(T)}{r^3} \qquad (5.2.20)$$

La echilibru în regim staţionar $r = r_o$ şi ec. (5.2.18) devine :

$$0=p_{vap}-p_{\infty}-\frac{2S}{r_o}+\frac{K}{r_o^3} \qquad (5.2.21)$$

Pentru a analiza dacă acest echilibru este stabil se introduce perturbaţia :

$$r=r_o\left[1+\varepsilon(t)\right] \qquad (5.2.22)$$

unde $\varepsilon(t)$ este un parametru mic. Ecuaţia (5.2.18) linearizată prin înlocuirea rel. (5.2.22) are forma :

$$\frac{d^2\varepsilon}{dt^2} + \frac{4\nu}{r_o^2}\frac{d\varepsilon}{dt} + \frac{1}{\rho_L r_o^2}\left(\frac{3K}{r_o^3} - \frac{2S}{r_o}\right)\varepsilon = \frac{p_{vap} - p_\infty}{\rho_L} -$$

$$- \frac{2S}{\rho_L r_o} + \frac{K}{\rho_L r_o^3} \tag{5.2.23}$$

Conform (5.2.21) membrul drept al rel. (5.2.23) este nul.

Considerînd oscilaţii armonice

$$\varepsilon = \varepsilon_o e^{i\omega t} \tag{5.2.24}$$

rezultă frecvenţa :

$$\omega = \frac{2\nu i}{r_o^2} \pm \sqrt{\left(\frac{3K}{r_o^3} - \frac{2S}{r_o}\right)\frac{1}{\rho r_o^2} - \frac{4\nu^2}{r_o^4}} \tag{5.2.25}$$

Se observă că dacă :

$$\frac{1}{\rho r_o^2}\left(\frac{3K}{r_o^3} - \frac{2S}{r_o}\right) > \frac{4\nu^2}{r_o^4} \tag{5.2.26}$$

se dezvoltă o mişcare periodică a bulei. In cazul cînd :

$$\frac{1}{\rho r_o^2}\left(\frac{3K}{r_o^3} - \frac{2S}{r_o}\right) = \frac{4\nu^2}{r_o^4} \tag{5.2.27}$$

nu apar oscilaţii. Iar în situaţia :

$$\frac{1}{\rho r_o^2}\left(\frac{3K}{r_o^3} - \frac{2S}{r_o}\right) < \frac{4\nu^2}{r_o^4} \tag{5.2.28}$$

se realizează o creştere exponenţială a bulei. Astfel în funcţie de parametrii bulei şi ai lichidului se pot separa zone stabile şi nestabile de evoluţie a unei bulei singulare în regim cavitaţional.

Generalizînd la nivelul spectrului de bule ce evoluează la pompele funcţionînd în cavitaţie se remarcă existenţa unor condiţii prielnice de apariţie a unor nestabilităţi de tipul auto-oscilaţiilor. Complexitatea fenomenelor ce apar în regim de autooscilaţie cavitaţional de funcţionare a pompelor face ca exprimarea analitică a fenomenelor şi chiar găsirea unor corelaţii semnificative să fie dificilă.

La încercarea experimentală a unor pompe s-au înregistrat regimuri nestabile cavitaţionale. Astfel la pompa LPO/FT cu rotorul 7 încercată în staţiunea Caltech pentru un diametru al rotorului de ⌀ 101,6 mm, turaţia n = 6000 rot/min coeficientul de debit m = 0,07 şi coeficientul de cavitaţie σ_{inst} = 0,136 s-au înregistrat pulsaţii ale mărimilor caracteristice în fig. 5.2.7 şi fig. 5.2.8. In aceste oscilograme de sus în jos spoturile înregistrate repre-

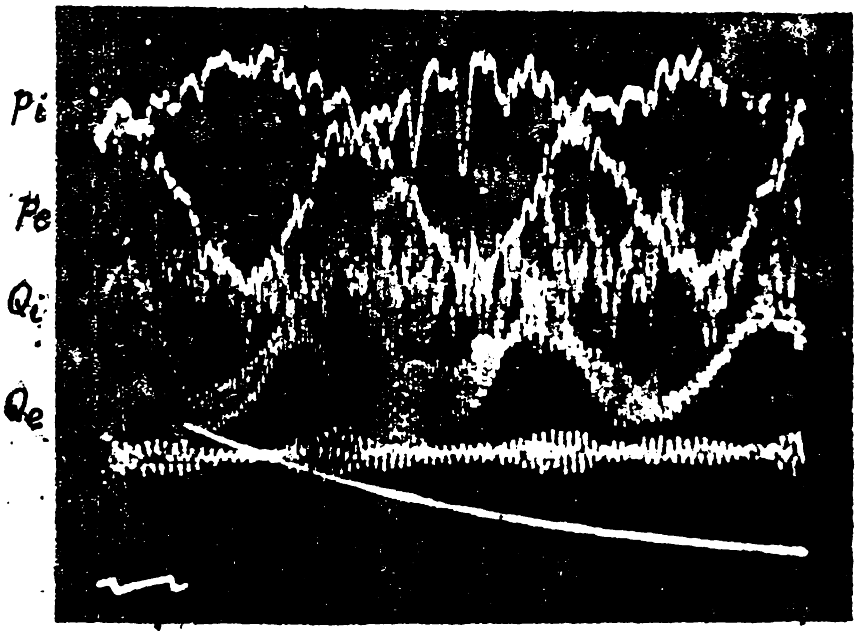


Fig. 5.2.7

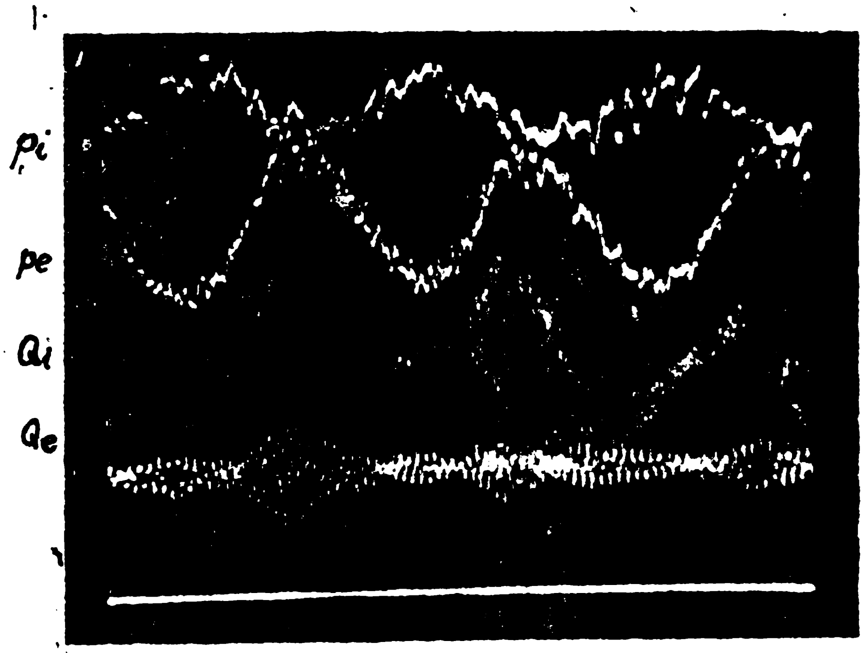


Fig. 5.2.8

zintă presiunea statică la aspiraţia pompei, presiunea statică la refularea pompei, debitul amonte şi aval de pompă şi acceleraţiile punctului de priză a presiunilor de pe conducta amonte şi aval de pompă. Se observă discordanţa de fază la nivelul presiunilor amonte şi aval de pompă tipică autooscilaţiilor cavitaţionale. Frecvenţa oscilaţiilor este de f = 16...17 Hz iar amplitudinea variaţiilor de presiune amonte de 17 % iar aval de 31 %. Autooscilaţia cavitaţională nu este generată din exterior ci se automenţine din interior. Ea se prezintă ca un fenomen intermitent cu durata de ordinul secundelor din cauza neomogenității curentului. Ea apare în apropierea căderii curbelor caracteristice și impune o limitare în plus în utilizarea acestor mașini. Se observă că autooscilația este însoțită de curenți inversați. La cavitație foarte dezvoltată autooscilația dispare.

Autooscilațiile cavitaționale într-o pompă sînt caracterizate prin fluctuații mari de presiune și debit masic. Frecvența oscilațiilor s-a observat că depinde direct proporțional de debit și coeficientul de cavitație /39/. Amplitudinea fluctuațiilor este invers proporțională cu debitul. De asemenea există o legătură între caracteristicile dinamice precum amplificarea debitului masic WP_{22} și impedanța pompei WP_{12} în raport cu evoluția stabilității pompei. Autooscilația evoluează similar la turbomașini generatoare precum pompele, ventilatoarele și compresoarele și este legată de stabilitatea curenților elicoidali. Complexitatea curentului hidrodinamic în rotorul turbomașinilor și zonele imediat amonte și aval de rotor fac să apară fenomene cu evoluție tridimensională și nestaționară precum autooscilațiile, prerotația curentului, vîrtejul elicoidal, zone de stagnare, blocare rotitoare etc. /22, 53, 85/.

Fenomenele de autooscilație cavitațională în sistemele hidraulice prevăzute cu pompe centrifuge se manifestă sub forma unor oscilații sau salturi finite periodice a presiunii și debitului cu o frecvență de ordinul de mărime al ciclurilor pe secundă. Pînă în prezent nu există o teorie generală adecvată sau o înțelegere în profunzime a fenomenelor de nestabilitate legate de autooscilații. Probabil că în viitor se va trece de la modelele de aproximație de ordinul I la modele neliniare de ordin superior, eventual cu parametrii distribuiți și se vor lămuri o serie de fenomene locale precum stagnarea curentului pentru a obține rezultate cu valabilitate generală.

Pe baza rezultatelor obținute se vor putea introduce dispozitive automate care să evite funcționarea în zonele nestabile energetice și cavitaționale ale pompelor.

6. CONCLUZII

Din lucrarea prezentată se pot extrage [illegible]:

1. Cercetarea funcţionării pompelor centrifuge [illegible] multivariabile în regimuri dinamice energo-cavitaţionale [illegible] necesară şi posibilă.

2. Modelele teoretice prezentate permit stabili[illegible] sului dinamic la oscilaţii mici, în ipoteza unor dependen[illegible] a pompelor hidrodinamice. Variantele propuse sînt pa[illegible] îmbunătăţiri.

3. Comportarea turbopompelor, maşinilor hidrauli[illegible] general, la oscilaţii mari din cauza neliniarităţii curbelor [illegible] caracteristice se poate trata actualmente numai pe baza caracteristi[illegible] statice adică a unui model static.

4. Matricea de transfer energetic permite obţi[illegible] rezultate mulţumitoare spre deosebire de [illegible] transfer în regim cavitaţional unde modelele [illegible] vitaţională, cavitaţie pe paletă, nor de bule cavitaţi[illegible] dovedit incomplete şi solicită noi completări [illegible] inedite.

5. Staţiunea experimentală [illegible] stabilirea unor funcţii de transfer şi modalităţ[illegible] nică a unei pompe. Extinderea spre medii bifazice [illegible] vitaţie este posibilă în dotarea actual[illegible].

6. Staţiunea experimentală are [illegible] pecte legate de tehnica experimentală şi apar[illegible] special referitor la fluctuaţiile de debit [illegible] repetabilităţii măsurătorilor.

7. Extinderea problematicii [illegible] maşinilor în cadrul cap.5. constituie [illegible] gaţie viitoare.

8. Concordanţa calitativă [illegible] tatele experimentale este satisfăcătoare [illegible] tări viitoare pentru desăvîrşirea [illegible] zultatelor. Modelul monodimensional [illegible] îmbunătăţiri şi de asemenea este posibil [illegible] rimentale, adaptarea unei aparaturi [illegible] datelor şi chiar cuplarea staţiunii [illegible] sistem automat de prelucrare [illegible]

convergenţei cantitative a rezultatelor teoretice şi experimentale.

9. Răspunsul dinamic al pompelor centrifuge în regim cavitaţional are o alură complexă care nu poate fi explicată [illegible] simpla extrapolare a rezultatelor din regim staţionar sau [illegible] ză cuasi-staţionară. Astfel termenul "amplificare cavitaţională" [illegible] din matricea de transfer are o mărime şi defazare ce [illegible] venţa de pulsaţie. "Rezistenţa" pompei [illegible] cu frecvenţa de pulsaţie. "Complezanţa" pompei are valori mari datorită [illegible] rii cavitaţiei sub formă de nor de bule, de zonă cavitaţ[illegible] pe paletă şi de rost. "Amplificarea debitului masic" se pre[illegible] mărime complexă în mod surprinzător deoarece din analiza [illegible] că rezultă existenţa numai a unei părţi imaginare.

10. Folosirea metodei active de încercare dinamică a pompelor hidrodinamice prin semnale periodice sinusoidale permite identificarea dinamică a acestor maşini.

Se consideră următoarele drept contribuţii ale autorului :

1. Cercetarea teoretică şi experimentală [illegible] pompelor centrifuge în regimuri ener[illegible] cavitaţionale [illegible] armonică a turaţiei.

2. Deducerea ecuaţiei dinamice [illegible] pompei pe baza curbelor caracteristice [illegible] rel. [illegible].

3. Stabilirea unui model energo-cavitaţional [illegible] unei pompe (sau oricărei alte turbo[illegible] zei unghiulare, şi diferitelor moduri de [illegible] înălţimii de pompare exprimată în [illegible] (2.3.1.1).

4. Determinarea funcţiilor de [illegible] unei pompe centrifuge funcţionînd în regimuri energo[illegible] mici sinusoidale de turaţie. Demonstra[illegible] cap. 2.2 respectiv rel. [illegible] (2.2.60) pînă la (2.2.67).

5. Concepţia, proiectarea [illegible] de încercare dinamică a pompelor fig. [illegible].

6. Realizarea unui generator [illegible] de [illegible] dale de turaţie care formează şi obiectul unui [illegible] acordat autorului /26/.

7. Măsurarea, prelucrarea [illegible]

8. Conceperea unui dispozitiv de fluctuaţie a debitului îmbunătăţit fig.3.3.8 şi fig.3.3.10.

9. Stabilirea cantitativă experimentală a influenţei cotului amonte de pompă (simulat printr-o strangulare treaptă fig. 3.3.11), asupra alurii funcţiilor de transfer în regim cavitaţional cu modul de excitaţie al debitului amonte fig.4.2.57- 4.2.60.

10. Prezentarea mai unitară a problemelor modelării şi identificării dinamice a pompelor centrifuge.

11. Sugerarea aplicaţiilor posibile ale problemei studiate cît şi preconizarea unor dezvoltări viitoare ale subiectului dinamicii turbomaşinilor.

12. Deducerea ecuaţiei inertanţei în ipoteza fluctuaţiilor vitezei unghiulare rel. (2.3.1.50).

13. Stabilirea teoretică (rel.(2.3.2.101)) şi efectuarea măsurătorilor experimentale (fig. 4.1.12) asupra funcţiei de transfer ce leagă fluctuaţiile de turaţie cu cele de presiune la intrarea în pompă.

14. Deducerea formulei complezanţei unui curent de bule de gaze sau vapori în regim cavitaţional în ipoteze restrictive hidrodinamice şi termodinamice pentru o aproximaţie cuasistatică şi linearizată dinamică a frecvenţelor de fluctuaţie a perturbaţiei rel. (2.3.3.41).

15. Determinarea condiţiilor mai generale de stabilitate ale unui sistem de pompare în aproximaţie lineară, funcţionînd cu mediu bifazic, omogen şi izotrop în rel. (5.2.13...5.2.16).

7. BIBLIOGRAFIE

/1/ A.J.Acosta, Cavitation and fluid machinery, Conf.Cavitation, 1974, Edinburgh.

/2/ A.J.Acosta, O.Furuya, A brief note on linearized, unsteady, supercavitating flows, J.of ship research No.2/1979.

/3/ A.J.Acosta, Cavitation inception and internal flows with cavitation, DTNSRDC-79 011, Bethesda.

/4/ V.Ancuşa, Determinarea curbelor de sensibilitate la cavitaţie a unui profil hidrodinamic ţinînd cont de influenţa conţinutului de nuclee din apă, Teză de doctorat, IPTV Timişoara, 1972

/5/ D.A.Anderson,..., Response of a radial-bladed centrifugal pump to sinusoidal disturbances for noncavitating flow, NASA, TN D-6556, 1971.

/6/ I.Anton, Curbele caracteristice de cavitaţie ale pompelor cu turaţie specifică joasă, Teză de doctorat IPTV, 1960, Timişoara.

/7/ I.Anton, M.Bărglăzan, Aparat pentru măsurarea conţinutului de aer în apă, Conf.de maş.hidr., Timişoara, 1964.

/8/ I.Anton, M.Bărglăzan, A.Mihailovici, Der Einfluss des Wasserluftgehaltes auf die energetischen und kavitationellen Kennlinien der hydraulischen Axialmaschinen, Hydro-Turbo, Marianske Lazne, 1967.

/9/ I.Anton, M.Bărglăzan, Incercarea energetică a pompelor Brateş 250-a, Caiet selectiv Fac.Mec. IPTVT, 1969.

/10/ I.Anton, L.Vékás, A study on the cavitation bubble formation process, Rev.Roum.de Mecanique Appliquée, Tom.18, No.6, 1973.

/11/ I.Anton, Turbine hidraulice, Ed.Facla, Timişoara, 1979

/12/ V.Anton, Cercetări experimentale privind influenţa geometriei unor reţele de profile asupra caracteristicilor lor energetice şi cavitaţionale, Teza doctorat, IPTV Timişoara,1972.

/13/ N.N.Arşenevschi, Obratimîe ghidromaşini, Energhia, Moskva, 1977.

/14/ H.R.Badowski, An explanation for instabilities in cavitating inducers, Cavitation forum, ASME, 1969.

/15/ A.Bărglăzan, Maşini hidraulice, Litografia IPT, 195?, Timişoara

/16/ A.Bărglăzan, Fenomenul de cavitaţie la maşinile hidraulice, St.Cerc.St.Tehn. Tmş., 1, 1954.

/17/ A.Bărglăzan, Funcţionarea pompelor în cazul variaţiei frecvenţei reţelei electrice, Hidrotehnica No.10, 1955, Bucureşti

/18/ A.Bărglăzan, V.Dobândă, Turbotransmisiile hidraulice, Ed.Tehnică Bucureşti, 1957.

/19/ A.Bărglăzan, I.Anton, V.Anton, I.Preda, Incercarile maşinilor hidraulice şi pneumatice, Ed.Tehnică, 1959, Bucureşti.

/20/ M.Bărglăzan, Contribuţii la proiectarea reabsorbitoarelor,Conf. de maş.hidr., Timişoara, 1964.

/21/ M.Bărglăzan, Proiectarea unei staţiuni pentru încercarea turbinelor hidraulice, Bul.St.şi Tehn.al IPTV Timişoara, Tom. 14, Fasc.2, 1969

/22/ M.Bărglăzan, C.Buza, Some relationship between the diagonal pump and the hydraulic system a head it, Proc.of the IV[th] Conf.on Fl.Mach., 1972, Budapesta.

/23/ M.Bărglăzan, Studiul unui regulator de turaţie în regim dinamic Bul.St.şi Tehn.al IPTV Timişoara, Tom. 18, No.1, 1973.

/24/ M.Bărglăzan, Reglarea şi automatizarea maşinilor hidraulice, Litografia IPTV, 1974, Timişoara.

/25/ M.Bărglăzan, Studiul experimental asupra caracteristicilor energetice şi cavitaţionale ale unei pompe cu parametrii Q = 400 l/min ; H = 45 m ; n = 2900 rot/min, Contract de colaborare cu GIIL Timişoara, 1974.

/26/ M.Bărglăzan, I.Draşovean, Procedeu de generare mecanică a oscilaţiilor sinusoidale de turaţie, Brevet de invenţie Nr.67681, OSIM, 1975, Bucureşti.

/27/ M.Bărglăzan, About hydraulic transients in hydroenergetical installations, IAHR Proceedings, Bucharest, 1976.

/28/ M.Bărglăzan, Determinarea caracteristicilor dinamice ale unei pompe centrifuge, Lucrări tehnico-ştiinţifice Maş.Hidr. Mai, 1977.

/29/ M.Bărglăzan, M.Rădulescu, Analiza regimurilor tranzitorii în unele staţiuni din Laboratorul de maşini hidraulice, Lucrări tehnico-ştiinţifice, Secţia maşini hidraulice, IPTV Timişoara, 1979.

/30/ M.Bărglăzan, M.Radovici, Studiul şi funcţionarea unui rotor eolian cu ax vertical, Bul.St.şi Tehn.al IPTV Timişoara, Fasc.1, 1978.

/31/ M.Bărglăzan, Ecuaţia dinamică a frînelor hidraulice, Bul.St. şi Tehn.al IPTV Timişoara, Tom.2, 1978.

/32/ M.Bărglăzan, Contribuţie la ecuaţia dinamică a hidroagregatelor, Bul.St.şi Tehn. al IPTV Timişoara, Tom.2, 1978.

/33/ M.Bărglăzan, Regimuri tranzitorii în recipiente cu lichide, Prima ses.com.şt. a tin.ing.şi cerc.stud.,Timişoara,1971.

/34/ M.Bărglăzan, D.Galeriu, Particularităţi ale funcţionării unui turbocuplaj cu rotorul secundar blocat, Bul.St.Tehn. IPTV Timişoara, Tom.25, No.1, 1979.

/35/ M.Bărglăzan, Reglarea şi automatizarea sistemelor hidraulice, Litografia IPTV 1979, Timişoara.

/36/ M.Bărglăzan, The dynamic characteristics for a centrifugal pump, Memoriile Acad.RSR, 1980.

/37/ F.E.Bilke,..., A study of system coupled instability analysis techniques, Tech.Rep. AFRPL-TR-66-143, 1966.

/38/ D.Braisted, C.Brennen, Observation on instabilities of cavitating inducers, Cavitation forum ASME, 1978.

/39/ D.Braisted, Cavitation induced instabilities associated with turbomachines, Diss., Caltech, 1979.

/40/ C.Brennen, The dynamic behaviour and compliance of a stream of cavitating bubbles, Trans.ASME series J, No.4/1973.

/41/ C.Brennen, A.J.Acosta, Theoretical, quasi-static analysis of cavitation compliance in turbopumps, Journal of Space craft and rockets, Nr.3/1973.

/42/ C.Brennen, A.J.Acosta, Dynamic performance of cavitating turbopumps, Proc.of the Vth Conf.on Fl.Mach. 1975, Budapest

/43/ C.Brennen, A.J.Acosta, The dynamic transfer function for a cavitating inducer, Trans.ASME series I Nr.2/19[illegible].

/44/ C.Brennen, On the unsteady, dynamic response of phase changes in hydraulic systems, Summer Conf., 1977, Dubrovnik.

/45/ C.Brennen, The unsteady, dynamic characterization of hydraulic systems with emphasis on cavitation and turbomachines, Joint Symposium Fluid machinery, Fort Collins, 1978.

/46/ C.Brennen, Bubbly flow model for the dynamic characteristics of cavitating pumps, J.Fluid mech. vol.[illegible], part [illegible],1978.

/47/ C.Brennen, The thermo-hydraulic transfer function for a phase change in a flowing fluid system. Internat.Conf.on Heat and Mass, Transfer, Dubrovnik, 1978.

/48/ N.Budişan, T.Dragomir, E.Dragomir, Procedeu pentru identificarea unor sisteme liniare, Bul.St.şi Tehn. al I.P. Timişoara, Seria Electro., Tom 18, Fasc.2, 1973.

/49/ N.Budişan, I.Babuţia, Teoria sistemelor automate, Lit.IPTV Timişoara, 1978.

/50/ x x x, Cavitaţionîe avtocolebania v nasosnih sistemah, vol.I, vol.II, Naucova dumca, Kiev, 1976.

/51/ x x x, Cavitaţionîe avtocolebania i dinamica ghidravliceschih sistem. Naucova Dumca, 1977, Kiev.

/52/ V.P.Cebaevschi, V.I.Petrov, Cavitaţionîe haracteristichi vîsocooborotnîh şnego-ţentrobejnîh nasosov, Moscova, Maşinostroenie, 1973.

/53/ x x x, Centrifugal compressor and pump stability stall and surge, (ed.by P.C. Tramm and R.C.Dean Jr.) Conf.ASME, 1976, New York.

/54/ D.Cioc, Contribuţii la calculul mişcării nepermanente în conducte şi la teoria sonicităţii cu aplicare la pompajul sonic, Studii de hidraulică ISCH, 1968, Bucureşti.

/55/ G.Constantinescu, Teoria sonicităţii, Ed.Cultura, 1922, Bucureşti.

/56/ B.J.Cooper,..., Control of variable-discharge pumps and dangers of pipeline resonance, Vibrations in hydraulic pumps and turbines I.Mech.E., 1967, London.

/57/ M.R.Driels, An investigation of pressure transients in a system containing a liquid capable of air absorption, J. fluids engineering, No.3/1973.

/58/ V.L.Dussourd, An investigation of pulsations in the boiler-feed system of a control power station, Trans.ASME, series D, Nr.4/1968.

/59/ A.A.Dzidziguri,..., Statisticeschie haracteristichi sostavliaiuşcih vibraţii ţentrobejnovo nasosa, Bull.of Acad.of the Georgian SSR, Tom.77 Nr.3/1975.

/60/ A.A.Dzidziguri,..., Experimentalnoe issledovanie cîastotnîh haracteristic ţentrobejnovo nasosa, Bull.of Acad.Sci.of the Georgian SSR, Tom 78, Nr.3/1975.

/61/ A.A.Dzidziguri,..., Corelaţionîe funcţii indra pot ... jidcosti ţentrobejnovo nasosa 8K-18, Bull.of Acad.Sci.of the Georgian SSR, Tom.80, Nr.1/1975.

/62/ R.W.Ehrhart, Auto-oscillation in the Hyatt plant's penstock system, Water Power, No. 4/1979.

/63/ P.Eykhoff, Identificarea sistemelor, Ed.Tehnică, Bucureşti, 1977.

/64/ F.D.Ezekiel, H.M.Paynter, Computer representations of engineering systems involving fluid transients, Trans.ASME Nr.8/1957.

/65/ M.Fanelli, A.Cortese, Analytical research of hydraulic impedance for a single-stage centrifugal pump under small harmonic disturbances of frequency f., Pumps in power stations, 1966, Braunschweig.

/66/ M.Fanelli, Further considerations on the dynamic behaviour of hydraulic turbo-machinery, Water Power Nr.6/1972.

/67/ M.Fanelli, Current studies on instationary behaviour of hydraulic machinery, 6th Symposium of IAHR, 1972, Rome.

/68/ M.Fanelli, Les phénomènes de résonance hydraulique, La houille blanche Nr.4/1975.

/69/ R.H. Fashbaugh, V.L.Streeter, Resonance in liquid rocket engine systems, Trans ASME series D Nr.4/1965.

/70/ G.Federici, E.Raiteri, F.Siccardi, Cavitation detection and control in pumps, Proc.of the Vth Conf.on Fl.Mach. 1975, Budapest.

/71/ G.W.Fitzsimmons, D.M.Gluntz, Design, performance and operation of jet pump recirculation systems for BWRs, Pumps for nuclear power plant MEIME, 1974, London.

/72/ E.M.Gates,..., Cavitation inception and nuclei distributions, Caltech Rept. No. E 244.1, 1979.

/73/ F.G.Ghahremani, Pump cavitation compliance, Cavitation forum ASME, 197o.

/74/ Ia.A.Ghelfandbein, Metodî chiberneticescoi diagnostichi dinamiceschih sistem, Izd.Zinatne, Riga, 1967.

/75/ Ia.A.Ghelfandbein,..., Spectralnîe haracteristichi ladra potoca ţentrobejnovo nasosa, Izv.vuz.Maşinostroenie Nr.5/1971.

/76/ Ia.A.Ghelfandbein, N.G.Sumov, Amplitudno-fazo-ciastotnîe haracteristichi vîsocooborotno ţentrobejnovo nasosa, Izv. vuz.Maşinostroenie, Nr.8/1972.

/77/ Ia.A.Ghelfandbein,..., Peredatocinaia funcţia proţesa perecacivania jidcosti ţentrobejnîm nasosom, Izv.vuz.Maşinostroenie Nr.9/1972.

/78/ Ia.A.Ghelfandbein,..., Regulirovanie ghidrodinamiceschih parametrov na linii magnetania ţentrobejnovo nasosa, Izv.vuz. Maşinostroenie Nr.12/1972.

/79/ M.Gheorghiu, Studiul teoretic şi experimental al caracteristicilor energetice ale reţelelor circulare de profile pentru aparate directoare de turbină, Teză de doctorat, IPTV Timişoara, 1976.

/80/ J.E.Gibson, Sisteme automate neliniare, Ed.Tehnică, 1967, Bucureşti.

/81/ S.Gîrlaşu... Optimizarea experimentală cu calculatorul a sistemelor de reglare a turaţiei la staţiunea de încercări modele de turbine ICPEH Reşiţa, Metode moderne în concepţia şi realizarea hidroagregatelor, Reşiţa, 1978.

/82/ V.N.Goţulenko, V.A.Mahin, Neustoicivost raboti ţentrobejnovo nasosa pri smijenii vhodnovo davlenia, Ghidromeh. i teoria uprug. Nr.9/1968

/83/ V.N.Goţulenko, K teorii pompajnîh colebanii v ghidrosistemah s ţentrobejnîm nasosom, Ghidromeh. i teoria uprug. Nr.11/ 1970.

/84/ V.N.Goţulenco, N.N.Goţulenco, Neustoicivîe rejimî ţentrobejnovo nasosa pri otcaciv.anii jidcosti iz ogranicenoi emcosti, Energomaşinostroenie Nr.7/1975.

/85/ E.M.Greitzer, Surge and rotating stall in axial flow compressors, Trans.ASME Series A Nr.2/1976.

/86/ G.Gruot, Determination of characteristics of a variable velocity pump. Application to the study of transient regimes. Proc.III Conf.Fl.Mech. and Fl.Mach., 1969, Budapest.

/87/ P.Guiton, Regimes transitoires dans les circuits de circulation des condenseurs de centrales thermiques, Pumps.in power stations, 1966, Braunschweig.

/88/ F.Gyulai, Studiul zonelor secundare de cavitaţie în turbopompe, Teză de doctorat, IPTV Timişoara, 1972.

/89/ R.Herbertz, Untersuchung des dynamischen Verhaltens von Föttinger-Getrieben, Diss. T.U.Hannover, 1975.

/90/ G.Hutarev, R.Dziallas, Uber Kreiselpumpen mit labiler Drosselkurve, V.D.I. Nr.35/1940.

/91/ G.Hutarev, Waterhammer in a full cavitating pump installation, Pumps in power stations, 1966, Braunschweig.

/92/ S.V.Iasaşvili,..., Spectr coherentnosti mehaniceschih i ghidrodinamiceschih parametrov iadra potoca jidcosti ţentrobejnovo nasosa, Bull. of Acad.Sci.of the Georgian SSR, Tom 77, Nr.2/1975.

/93/ S.V.Iasaşvili,..., Experimentalnoe isledovanie spectra coherentnosti mehaniceschih i ghidrodinamiceschih parametrov iadra potoca jidcosti ţentrobejnovo nasosa, Bull.of Acad. Sci.of the Georgion SSSR, Tom.78 Nr. 2/1975.

/94/ Ionel Ion, Instalaţii de pompare reglabile, Ed.Tehnică, 1976, Bucureşti

/95/ K.Jaeckel, Kräfte auf beschleunigt bewegte Tragflügelprofile, Ingenieur Archiv Nr.9/1938.

/96/ E.Jenny, Uber instationäre Vorgänge in Radial-verdichtern insbesondere in Aufladegruppen von Verbrennungsmotoren, Schweitzerische Bauzeitung, Nr.46/1961.

/97/ K.Kamiyo, Some experimental results of cavitating inducer instabilities, Caltech, Rept., 1976.

/98/ K.Kamiyo, An experimental investigation of cavitating inducers instability. ASME Rept. 77-WA/FE-14, 1977.

/99/ V.V.Kazachevici, Avtocolebania (pompaj) v compresorah, Maşinostroenie, 1974, Moscva.

/100/ J.M.Killen, J.F.Ripken, A water tunnel air content meter, Rep. No.70, St.Anthony Falls Hydraulic Laboratory, Minneapolis, 1964.

/101/ J.H.Kim, A.J.Acosta, A note on the unsteady cavity flow in a tunnel, J.Fluids engineering, No.1/1974.

/102/ J.H.Kim, A.J.Acosta, Unsteady flow in cavitating turbopumps, Trans.ASME series J Nr.4/1975.

/103/ V.G.Kinelev, Influence of liquid oscillations in fuel line on head of pump operating in regimes without reverse flow, Soviet Aeronautics, No.3/1977.

/104/ C.P.Kittredge, Hydraulic transients in centrifugal pump systems, Trans.ASME, Nr.6/1956.

/105/ R.T.Knapp, J.W.Daily, F.G.Hammitt, Cavitation, Mc Graw Hill, N.Y. 1970.

/106/ K.S.Kolesnikov, V.G.Kinelev, Mathematical model of cavitation phenomena in heliocentrifugal pumps, Soviet Aeronautics, Nr.4/1973.

/107/ G.I.Krivcenko,..., Ghidromehaniceskie perehodnîie proţesî v ghidroenergheticeskih ustanovkah, Energhia, 1975, Moscova.

/108/ G.S.Liao,..., Analysis of feedwater pump suction pressure decay under instant turbine load rejection, J.of eng.for power, No.2/1972.

/109/ G.S.Liao, Protection of boiler feed pump against transient suction pressure decay, J.of.eng.for power, No.3/1974.

/110/ G.S.Liao, Analysis of drain pumping system for nuclear power plants under transient turbine loads, Trans.ASME series A Nr.4/1975.

/111/ G.S.Liao, Protection of drain pumps against transient cavitation, J.of eng. for power, No.3/1976.

/112/ A.A.Lomachin, Ţentrobejnîe i propelernîe nasosî, Mashgiz, 1950, Moscova.

/113/ A.A.Lomachin, Uslovia podobia pri issledovaniah proţessov cavitaţii na modeliah ghidravliceskih mashin, [illegible], No.215, 1961.

/114/ H.B.Matthias, Beitrag zur dynamischen Untersuchung axialer Wasserturbinen nach der Frequenzgangmethode, Diss.Univ. Stuttgart, 1971.

/115/ Al.Măruţă, Teoria sonicităţii şi aplicaţiile sale tehnice, Studii de hidraulică ISCH 1973, Bucureşti.

/116/ J.Mikielewicz, A method for correlating the characteristics of centrifugal pumpe in two-phase flow, J.of fluids engineering, No.4/1978.

/117/ H.Miyashiro, Waterhammer in parallel operation of pumps installed in series, Pumps in power stations, 1966, Braunschweig.

/118/ I.I.Morozov, B.G.Degtiar, O cavitaţionîh colebaniah v sisteme s lopastnîm nasosom, Izv.Acad.Nauc SSSR, Energhetica i transport, Nr.6/1975.

/119/ M.S.Natanson,..., Experimental investigation of cavitation induced oscillations of helical inducers, Fluid mechanics soviet research, No.1/1974.

/120/ M.S.Natanson, Kineticescaia model cavitaţionîh colebania v nasosah, Izv.Acad.SSSR, Energhetica i transport, Nr.6/1975.

/121/ S.L.Ng, C.Brennen, A.J.Acosta, The dynamics of cavitating inducer pumps, Conf.on Two-Phase Flow and Cavitation,1976, Grenoble.

/122/ S.L.Ng, Dynamic Response of cavitating turbomachines, Ph.D. Thesis, Caltech, 1976.

/123/ S.L.Ng, C.Brennen, Experiments on the dynamic behaviour of cavitating pumps. J.Fluids Engineering No.2/1978.

/124/ H.Ohashi, Analytical and experimental study of dynamic characteristics of turbopumps. NASA TN D-4298, 1968.

/125/ W.Oppelt, Tehnica reglării automate. Ed.Tehnică, 1966, Bucureşti.

/126/ B.V.Ovsianicov, B.I.Borovschi, Teoria i rasciot agregatov pitania jidcostih rachetnîh dvigatelei, Maşinostroenie, 1971, Moscova.

/127/ C.Penescu,..., Identificarea experimentală a proceselor automatizate, Ed.Tehnică, 1971, Bucureşti.

/128/ C.Pfleiderer, Die Kreiselpumpen, Springer, 1955, Berlin.

/129/ R.Piltz, Untersuchung zur Stabilität von Arbeitspunkten selbstregelnd betriebener Kreiselarbeitsmaschinen, Ingenieur Archiv, Nr.2/1977.

/130/ V.A.Pivovarov, Proectirovanie i rasciot sistem regulirovania ghidroturbin, Maşinostroenie, 1975, Leningrad.

/131/ M.S.Plesset, A.Prosperetti, Bubble dynamics and cavitation, Annual review of fluid mechanics, 1977.

/132/ x x x, Polyphase flow in turbomachinery (ed.by C.Brennen, P.Cooper, P.W.Rundstadler, jr), Meeting ASME, San Francisco, 1978.

/133/ O.Popa, Reţele de profile Carafoli, Disertaţie, IPTV Timişoara, 1960.

/134/ O.Popa, The determination of a general relation between the aerodinamic properties of a single airfoil and those of the same airfoil arranged in an arbitrary cascade.Proc. of the fourth Conf.on Fluid Machinery, Budapest, 1972.

/135/ O.Popa, The transfer of the kinetic energy in the motion of simple fluids, Proc.of the Vth Conf.on Fl.Mach., 1975, Budapest.

/136/ O.Popa, Mecanica fluidelor şi măsuri hidraulice, vol.I şi II, Litografia IPTV, 1975, Timişoara.

/137/ I.L.Popescu, Mişcări nepermanente în hidrodinamica plană, Ed. Did.şi Ped., 1967, Bucureşti.

/138/ M.Popoviciu, Evoluţia bulelor cavitaţionale produse prin scînteí electrice, Teză doctorat, IPTV Timişoara, 1971.

/139/ I.Preda, Contribuţii la definirea şi determinarea caracteristicilor cavitaţionale la turbinele Kaplan, Teză de doctorat, IPTV Timişoara, 1972.

/140/ x x x, Pumps in power stations, Proc.of Intern.Symp. Braunschweig, 1966, VDI, Düsseldorf.

/141/ D.H.Mc Queen, On the dynamics of compressor surge, Journal Mech.Eng.Sci. Nr.5/1976.

/142/ M.H.Radhi, Theoretische und experimentelle Untersuchung über den Kavitationseinsatz an schwingenden Tragflügelprofilen, Teză de doctorat, 1975, Berlin.

/143/ G.Rich, Transients in hydraulic turbines, Dover, 1964, New York.

/144/ U.S.Rohtăgi, Pump model for two-phase transient flow, Polyphase flow in Turbomachinery, ASME, New York, 1978.

/145/ P.H.Rothe, P.W.Rundstadler, jr., First-order pump surge behaviour, J.fluids engineering, No.4/1978.

/146/ S.Rubin, Longitudinal instability of liquid rockets due to propulsion feedback (POGO), Journal Spacecraft, Nr.3/1966.

/147/ S.Rubin, Pogo suppression on space shuttle, NASA CR-2210, 1971.

/148/ L.E,Sack, H.B.Nottage, System oscillations associated with cavitating inducers, Trans.ASME series D Nr.4/1969.

/149/ V.E.Saren, Obtecanie reşetchi tonchih crivolineinîh profilei nastaţionarnîh potocom nesjimaemoi jidcosti, Izv.Acad. Nauc Mehanica jidcosti i gaza, No.1, 1966.

/150/ W.R.Sears, Some aspects of non-stationary airfoil theory and its practical application, J.of Aeronautical Sciences, No.1/1941.

/151/ P.Sliosberg, Criteres de stabilité de marche des pompes d'alimentation de chaudieres munies d'un clapet a by-pass automatique, Pumps in power stations, 1966, Braunschweig.

/152/ W.W.Solodownikow, A.S.Uskow, Statistische analyse von regelstrecken, VEB Technik, 1963, Berlin.

/153/ A.J.Stepanoff, Centrifugal and axial flow pumps, John Wiley & Sons, 1957, New York.

/154/ A.J.Stepanoff, Pumps and blowers, Two-phase flow, John Wiley & Sons, 1965, New York.

/155/ W.Stevans,..., Experimental evaluation of a pump test facility with controlled perturbations of inlet flow, NASA TN D-6543, 1971.

/156/ V.L.Streeter ed., Handbook of fluid dynamics, Mc Graw Hill, 1960, New York.

/157/ V.L.Streeter, E.B.Wylie, Hydraulic transients, Mc. Graw Hill, 1967, New York.

/158/ V.L.Streeter, E.B.Wylie, Transient analysis of offshore loading systems, Trans.ASME series J nr.2/1975.

/159/ W.A.Symington, Analytical studies of steady and non-steady motions of a bubbly liquid, Ph. D.Thesis, Caltech, 1978.

/160/ K.K.Salnev, Cavitaţia la suprafeţe cu asperităţi de profil triunghiular, Comunic.Conf.de maşini hidraulice, Vol.II, Sept.1964, Timişoara.

/161/ C.Thirriot, Transient movement resulting from pump stopping, Proc.of the III Conf.on Fl.Mech.and Fl.Mach., 1969, Budapest.

/162/ G.O.Thomas, Determination of pump characteristics for a computerised pump transient analysis, Proc. 1 st Intern. Conf.on Press. Surges BHRA 1972, Canterbury.

/163/ J.Trampe Broch, On the measurement of frequency response functions, Bruel et Kjaer, Technical Review no.4,1975.

/164/ R.D.Vaage,..., Investigation of characteristics of feed system instabilities, Martin Marietta Corp.Denver, Rept. MCR-71-278, 1971

/165/ I.Voia, Cercetări asupra fenomenului de ambalare a turbinelor hidraulice axiale, Teză de doctorat, IPTV Timişoara, 1977.

/166/ A.A.Voronov, Elementele teoriei reglării automate, Ed.Tehnică, Bucureşti, 1957.

/167/ R.B.Wade, Linearized theory of a partially cavitating cascade of flat plate hydrofoils, Appl.sci.res. 1967,

/168/ D.P.Wang, T.Y.Wu, General formulation of a perturbation theory for unsteady cavity flows, Trans.ASME series D Nr.4/1965.

/169/ x x x Waterhammer in pumped storage projects (ed. by M.L. Gibson and V.L.Streeter) Conf.ASME, 1965, New York.

/170/ L.Wijngarden, On the equations of motion for mixtures of liquid and gas bubbles, Journal of fluid mechanics, Vol.33/1968.

/171/ Y.Yamaguchi, M.Tanaka Calculations of transient phenomena in turbines and pumps, Hitachi Review, Nr,13/1967.

/172/ W.S.Young,..., Study of cavitating inducer instabilities, Pratt Whitney Aircraft, Rept. PR-5131, 1972.

/173/ A.N.Zarea, Vlianie neustanovivşegosia rejimu na scorosti vraşcenia rabocevo colesa ţentrobejnovo nasosa, Gidravliceschie maşini, Nr.11/1977.

C U P R I N S

Total 193 pagini