

INSTITUTUL POLITEHNIC " TRAIAN VUIA "
TIMISOARA

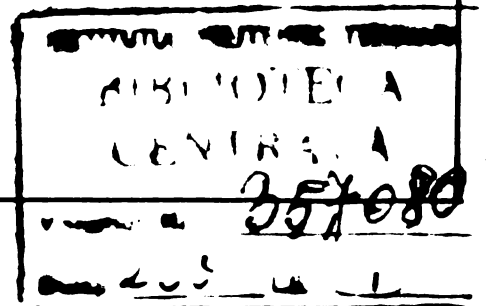
LIVIU RUSU

STUDIUL CONDITIILOR FIZICE DE PRECIPITARE A
PARTICOLELOR DIN SUSPENSIE COLOIDALA

BIBLIOTECA CENTRALĂ
UNIVERSITATEA "POLITEHNICA"
TIMIȘOARA

Conducător științific
Prof.em.dr.P.Lamoth

- Timișoara 1978 -



I N T R O D U C E R E

Captarea particolelor dintr-o suspensie coloidală constituie una din mijloacele de bază ale protecției mediului înconjurător. La ora actuală această problemă a devenit deosebit de importantă, creînd o grijă permanentă a statelor, mai ales acelorora care au o industrie dezvoltată.

În acest sens s-au realizat o gamă largă de tipuri de instalații, care deservește la purificarea aerului /1/. Acestea însă în general sînt formate din agregate grele și voluminoase, care au un randament scăzut și un consum mare de energie.

În vederea obținerii unor indici optimi de funcționare, trebuie avut în vedere, în primul rînd, latura fizică a procesului de sedimentare, adică condițiile în care are loc captarea particolelor și apoi o cunoaștere a structurii suprafeții de sedimentare. Cunoștințele însă în această direcție sînt destul de lacunare, pe lîngă toate că există lucrări teoretice cu rezultate valoroase, dar care nu pot fi aplicate în situații concrete.

Astfel dacă ne referim la filtrele din țesătură, care deși se folosesc pe o scară largă, se constată că ele nu pot fi asimilate întocmai cu mediile poroase prezentate în literatura de specialitate /2/. Modelele lui KOZENY /3/, SCHEIDEGGER /4/, SAFFMAN /5/ și alții nu pot fi indentificate cu filtrele

din țesătură, decît în anumite trăsături și care din punct de vedere practic sînt neesențiale.

Dacă ne referim la caracteristicile mediilor poroase, cum este permeabilitatea, trebuie să arătăm, că ea nu poate fi considerată ca o mărime specifică a unui filtru din țesătură, deoarece în timpul exploatării își modifică parțial sau chiar total această însușire.

Din acest exemplu precum și din altele, rezultă că studiul sedimentării prin filtre, trebuie abordat într-o direcție mai specifică realității fizice a fenomenului.

Astfel, în prezenta lucrare ne-am propus să studiem cîteva aspecte legate de procesul de sedimentare ale particulelor dintr-o suspensie coloidală. În primul rînd structura suprafeții de sedimentare și apoi mărimile fizice de stare ale mediului, cum este umiditatea și starea de ionizare ale particulelor.

Intrucît poluarea aerului se datorește în cea mai mare parte, procesului incomplet de ardere ale combustibililor, ne-am propus să studiem procesul de sedimentare ale particulelor de fum.

Ca o metodă de investigare experimentală, în vederea dirijării și sedimentării particulelor, am preconizat filtrarea magnetică, care acționează prin intermediul forței LORENTZ.

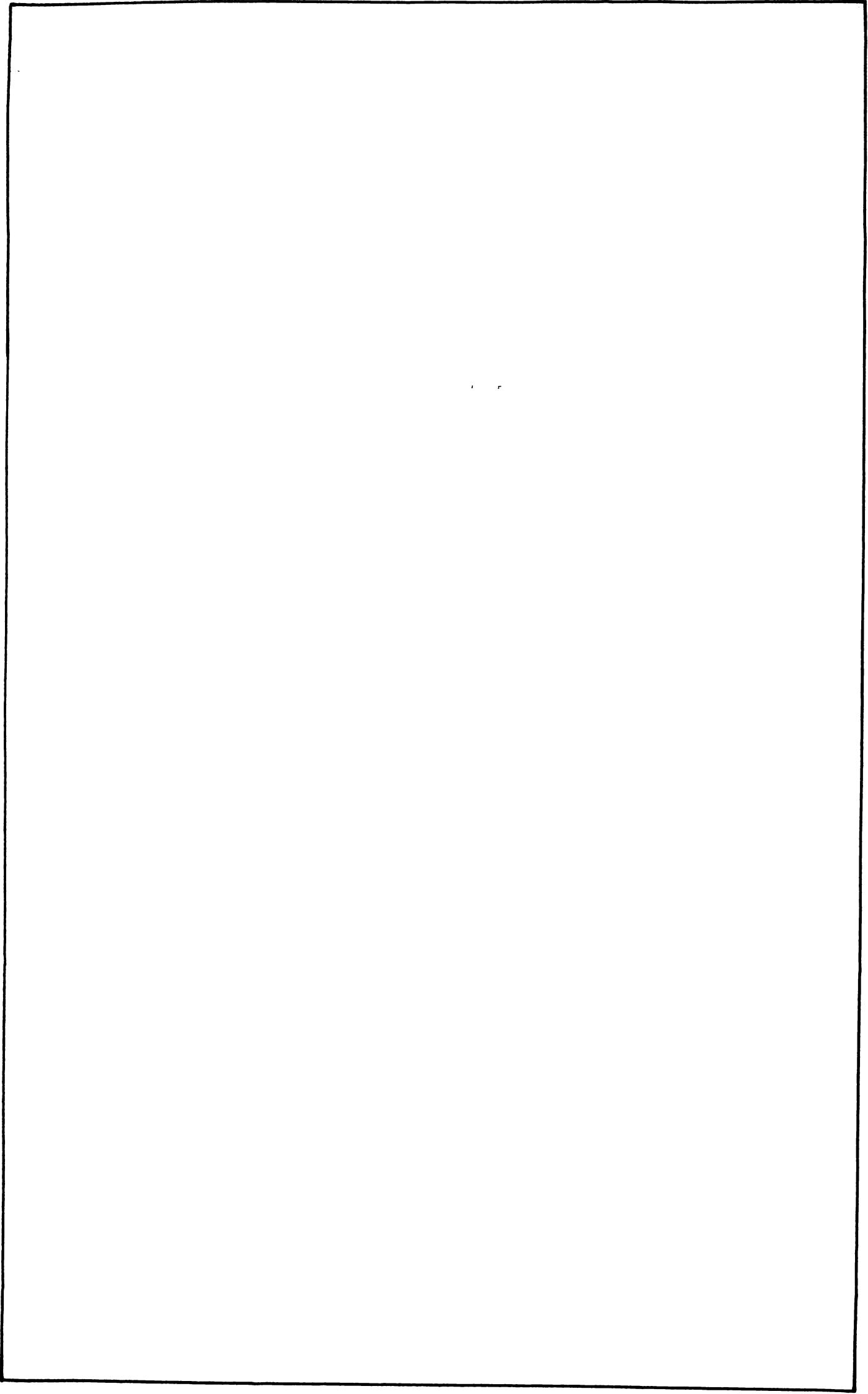
În acest sens ne-am creat un cîmp magnetic longitudinal, realizat în interiorul unor cavități cilindrice dispuse în miezul unui electromagnet, cînd masa depusă a urmărit în mod fidel topografia cîmpului magnetic. Apoi experiențele au fost continuate într-un cîmp magnetic circular, creat în jurul unor conductori, cînd masa sedimentată a putu fi determinată cantitativ.

La interpretarea însă a rezultatelor, s-a ajuns la

concluzia, că mecanismul intim de sedimentare, este același indiferent de varietatea formelor de sedimentare, fie pe fibre din țesătură, fie pe conductori sau pe alți suporti.

Rezultatele obținute vor putea servi ca punct de plecare în conceperea unor filtre din țesătură, care să lucreze cu un randament sporit, fie la introducerea unor tipuri noi de filtre bazate pe acțiunea câmpului magnetic.

./.



Cap. I. GENERALITATI CU PRIVIRE LA AERUL POLUAT
SI A MIJLOACELOR DE FILTRARE.

I-1. PROPRIETATILE FIZICO-CHIMICE ALE AERULUI
POLUAT.

I-1.1. Sursele de impurificare ale aerului. Analizele chimice ale aerului la nivelul mării ne indică o compoziție de 76,09% azot, 20,4% oxigen, 0,93% argon precum și urme de krypton, xenon și hidrogen.

În cazul aerului poluat, compoziția de mai sus nu se modifică prea mult, dar apariția unor substanțe străine, chiar în concentrații foarte mici, au o influență deosebită asupra proceselor biologice.

La ora actuală, aer poluat există aproape pretutindeni, doar la suprafața mărilor sau în regiunile muntoase, departe de centrele industriale, se mai poate găsi aer nepoluat.

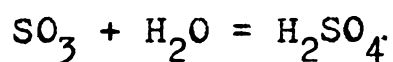
Sursele cele mai importante de poluare provin din industria metalurgică și siderurgică, precum și din mijloacele de transport. Acestea elimină cantități mari de praf, gaze, fum, vapori toxici, a căror concentrații depind de procesul tehnologic și de mijloacele de combaterea poluării / 6 /.

Mărimea particulelor care produc poluarea aerului din mediul înconjurător, este cuprinsă între 10^{-1} μm și 10^{-3} μm și sînt formate din diferite elemente simple sau compuse, care în contact cu vaporii de apă aglutinează și sedimentează. Procesul de sedimentare poate fi provocat și de mișcările aerului, de variațiile de temperatură, precum și de prezența clădirilor și co-

pacilor.

I-1.2. Procese chimice. Particulele în contact cu oxigenul și sub influența radiațiilor solare, suferă o serie de reacții chimice / 7 /. Astfel particulele de azot, fier, mangan și sulf în contact cu oxigenul și sub influența radiațiilor ultraviolete, se transformă în trioxizi într-o proporție de 0,15% pînă la 0,2% pe oră.

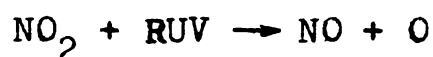
De exemplu : $2\text{SO}_2 + \text{O}_2 + \text{RUV} = 2\text{SO}_3$,
iar trioxidul de sulf împreună cu vaporii de apă, dă naștere la acidul sulfuric :



Astfel că în centrele industriale unde atmosfera este umedă, formarea acidului sulfuric este foarte mult favorizată și poate atinge concentrații de pînă la 3% sau chiar 15%.

Tot așa și clorul și fluorul, pot reacționa cu vaporii de apă, dînd naștere la acidul clorhidric și fluorhidric.

Bioxidul de azot sub acțiunea RUV poate fi disociat în monoxid de azot și oxigen :



Un caz cu totul aparte îl formează hidrocarburile, rezultate prin ardere, care într-un mediu cețos pot stagna un timp îndelungat, formînd un strat compact denumit SMOG / 8 /. Sub acțiunea RUV, SMOG-ul poate fi descompus pînă la o proporție de 21% în timp de 24 ore. În cazul cînd atmosfera conține ozon, SMOG-ul poate fi descompus chiar pînă la 50% și într-un timp foarte scurt, în jur de 2 ore. În fig.1 sînt redată două grafice de descompunere a SMOG-ului în raport cu timpul: a) corespunde pentru cazul cînd aerul conține ceață oxidantă și

b) cînd aerul conține funingine (H.Falk, Y.Merkul și P.Kotin).

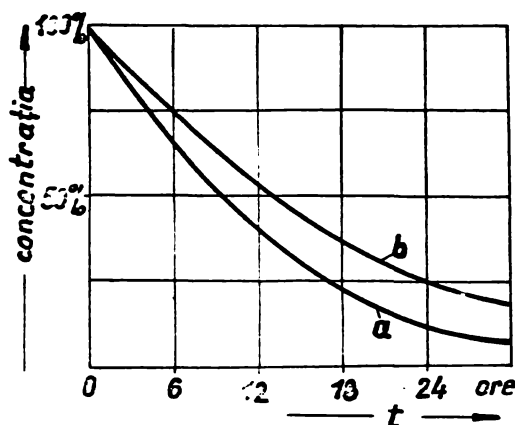


Fig.1.

I-1.3. Efectele biologice ale aerului poluat. Aerul

poluat poate avea mari repercursiuni asupra sănătății oamenilor și animalelor. Asupra oamenilor se manifestă prin diferite stări fiziologice, stări nervoase și de oboseală. O influență deosebită o are asupra metabolismului celular, provocînd unele reacții chimice la nivelul organitelor și mitocondriilor, precum și asupra sintetizării acizilor nucleici / 9 / .

Cea mai nocivă substanță ce rezultă prin ardere, este oxidul de carbon, deoarece are o densitate apropiată de cea a aerului și o afinitate de 21 de ori mai mare pentru hemoglobină, decît pentru oxigen. De aceea pătrunde cu ușurință în sînge, formînd carboxihemoglobina, care cu greu poate fi descompusă și eliminată. La o blocare de 1/3 din hemoglobină, poate produce moartea, cazuri ce sînt foarte frecvente în încăperile cu concentrații de CO ce depășesc 300 mg/m^3 / 10 / .

Oxidul de carbon la anemici, poate provoca moartea chiar la o blocare a hemoglobinei numai de 1/5, iar la oamenii sănătoși, poate provoca o deranjare a metabolismului, făcînd să crească colesterolul și să reducă în mod simțitor vitamina C .

I-1.4. Mijloace fizice de captarea particulelor poluante.

Mijloacele de captarea particulelor sînt foarte diverse și variază după natura particulelor și gradul de concentrație. Cele mai cunoscute se bazează pe următoarele mijloace:

- cameră de sedimentare
- instalații centrifugale
- filtre electrice
- filtre din țesătură
- filtre umede

Randamentul tuturor mijloacelor de filtrare depinde de dimensiunea particulelor. În cazul unei filtrări selective, sînt necesare un complex de agregate, care se succed în procesul de lucru în funcție de gradul de filtrare.

În fig.2 este reprezentată curba de variație a costului de filtrare, în funcție de gradul de filtrare.

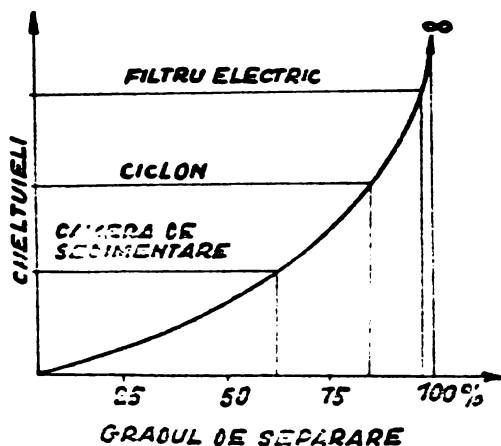


Fig.2.

acțiunea forței gravitaționale. Particulele sedimentate se cîntăresc, iar greutatea lor se raportează la unitatea de suprafață pe care au sedimentat.

b) Metoda optică este mai selectivă, folosește fotocolorimetrul sau interferometrul, iar cînd se cere și dimensiunea particulelor, se folosește și spectrofotometrul. Con-

I-1.5. Metode folosite în determinarea concentrației.

a) Metoda gravitațională.

este una dintre cele mai des folosite și se bazează pe sedimentarea particulelor sub

concentrațiile pot fi citite cu ajutorul unor filtre, sau cu ajutorul unor celule fotoelectrice. Când suspensiile sînt foarte mici, se aplică metoda cromatografică care poate fi utilizată și la determinarea concentrațiilor particulelor în stare gazoasă.

Necesitatea de a cunoaște concentrațiile particulelor în orice moment și la fața locului, cum este în cazul sectoarelor metalurgice, impune folosirea aparatelor înregistratoare. Aceste aparate se pretează foarte bine la determinarea concentrațiilor substanțelor radioactive, precum și a particulelor de fum sau de funingine.

Un aparat înregistrator de particule este analizorul Picoflux (Hartman și Braun) și autometrul Thomas. Acestea au însă un dezavantaj, deoarece se bazează pe conductibilitatea electrică care poate fi influențată de umiditatea mediului. Precizia lor este mică.

Metodele de determinarea gradului de impurități, diferă de la o țară la alta. La noi se preconizează ca recoltarea să se facă pe direcția de legătură dintre sursa de poluare și cel mai apropiat cartier de locuit, deoarece corespunde cel mai bine, dacă ne referim la protecția mediului înconjurător din punct de vedere biologic.

I-2 FILTRE DIN TESATURA

I-2.1. Caracteristicile filtrelor din țesătură.

a) Porozitate. Prin porozitate se înțelege spațiile capilare cuprinse la suprafața unui corp, sau în interiorul lui, a căror dimensiuni sînt de ordinul zecimilor de milimetri sau de ordinul micronilor.

Ca medii poroase pot fi considerate nisipurile, rocile, argilele, precum și o serie de fabricate sintetice. Fluidele pot trece prin interiorul lor, dacă între suprafețele de scurgere există un gradient de presiune.

Mediile poroase folosite în procesele de filtrare sînt formate din fibre naturale sau din fibre sintetice, a căror dimensiuni pot fi variate, precum și a spațiile cuprinse între ele. Se utilizează pe o scară largă, avînd un randament bun de filtrare. Ele sînt mai ieftine decît filtrele electrice, întrucît nu necesită o tehnologie complicată de fabricare.

Porozitatea se poate defini ca o mărime adimensională, exprimată prin raportul dintre volumul cavităților poroase τ_p și volumul global sau brut τ_b al mediului poros, adică

$$m = \frac{\tau_p}{\tau_b} \quad (I-1)$$

În această relație, volumul global τ_b se poate determina ușor, fiind definit prin forma și dimensiunile geometrice. Dificultăți prezintă însă evaluarea volumului porilor τ_p care au o formă foarte neregulată. Dar în anumite împrejurări poate fi stabilit pe baza relației :

$$\tau_p = \tau_b - \tau_e \quad (I-2)$$

unde τ_e reprezintă volumul efectiv, adică volumul materiei conținută în mediul poros. Astfel, cunoscînd densitatea materiei compacte din care este alcătuit corpul poros, τ_b poate fi calculat, cunoscînd masa corpului respectiv. Astfel că porozitatea va fi exprimată prin relația

$$m = 1 - \frac{\tau_e}{\tau_b} \quad (I-3)$$

b) Suprafața specifică. Prin suprafață specifică se înțelege raportul dintre suprafața internă totală a porilor și volumul total al mediului poros. Un mediu poros care are o suprafață specifică mare, are și un randament bun de filtrare. Astfel, filtrele din țesătură de lână au o suprafață foarte mare cuprinsă între $900 \text{ m}^2/\text{m}^3$ și au cel mai bun randament.

Filtrele din bumbac au o suprafață specifică mai mică, aproximativ de $400 \text{ m}^2/\text{m}^3$ pînă la $600 \text{ m}^2/\text{m}^3$, iar cele din fibre sintetice numai de $250 \text{ m}^2/\text{m}^3$ pînă la $300 \text{ m}^2/\text{m}^3$.

c) Permeabilitatea. Prin permeabilitate se înțelege proprietatea unui mediu poros de a permite străbaterea lui de către un fluid.

Unitatea de măsură pentru permeabilitate este darciul, după numele lui d'Arcy, care a stabilit legile de scurgere printr-un mediu poros. Darciul reprezintă debitul de fluid de 1 cm^3 ce se scurge prin unitatea de suprafață în unitatea de timp, sub un gradient de presiune de o atmosferă, cînd vîscozitatea fluidului este 1 CP.

Permeabilitatea variînd de la un loc la altul, se admite ca valoare medie locală, căderea de presiune ce se stabilește pe unitatea de lungime din mediul poros.

O legătură între porozitate și permeabilitate, care să aibă un domeniu larg de utilizare, încă nu s-a putut stabili, deoarece există medii poroase cu aceeași porozitate, dar de permeabilitate diferită și invers. Numai în cazul unor medii poroase cu o formă geometrică a vaselor capilare bine definită, poate fi stabilită o astfel de relație, dar a cărei valabilitate este restrînsă.

De asemenea o relație între distribuția porilor și per-

meabilitate, încă nu s-a stabilit, deoarece în general mediile poroase, cum sînt și țesăturile, nu au o structură consolidată, fiind elastice și compresibile, a căror proprietăți geometrice se modifică în timpul proceselor de filtrare.

Un mediu poros din punct de vedere practic poate fi considerat ca un corp, în interiorul căruia se găsesc diferite obstacole, care opun o rezistență la înaintarea fluidului. Un astfel de model a fost conceput de C.S.Slichter / 11 /, în care obstacolele sînt considerate de formă sferică, model care a dus la elaborarea unei teorii denumită " teoria împachetării sferelor " .

I-3 SCURGEREA FLUIDELOR PRIN MEDII POROASE - ECUAȚIILE LUI d'ARCY

După cum s-a văzut, scurgerea fluidelor prin medii poroase este determinată de structura vaselor capilare. Acestea comunică între ele, creînd condiții de scurgere diferită față de scurgerea prin vase capilare obișnuite. De aceea soluționarea problemei din punct de vedere hidrodinamic, chiar în cazul celor mai simple forme, nu este atît de ușoară. Pentru simplificarea lucrurilor, vom admite o viteză de filtrare, cu ajutorul căreia să putem calcula debitul de fluid. Debitul se referă la un ansamblu de vase cuprinse în unitatea de suprafață, considerate normale pe direcția de scurgere. În acest caz viteza se va exprima sub forma :

$$v = \frac{dQ}{dS}$$

unde dQ reprezintă debitul scurs printr-o secțiune elementară dS , luată într-un punct arbitrar.

Bazîndu-ne pe acest fapt, putem defini viteza medie de

filtrare, \bar{v} , considerînd cã debitul Q este finit printr-o secțiune S de dimensiuni finite, prin care are loc această scurgere

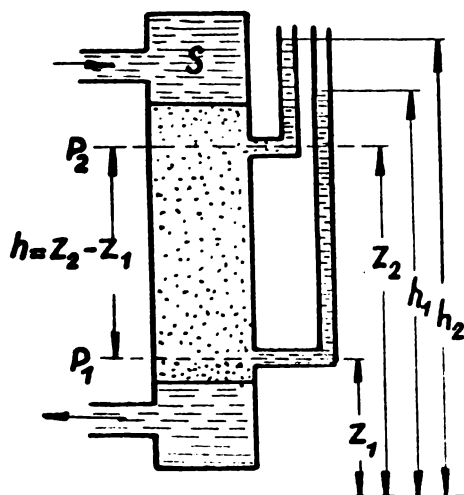
$$\bar{v} = \frac{Q}{S} \quad (I-4)$$

Tinînd cont de porozitatea mediului m , viteza reală w se va scrie :

$$w = \frac{Q}{m \cdot S}$$

Intrucît porozitatea fiind întotdeauna mai mică decît unitatea, viteza medie reală va fi mai mare decît viteza de filtrare.

Experimental s-a constatat cã debitul de fluid, ce trece printr-un mediu poros



(fig.3), este direct proporțional cu secțiunea medie a porilor, cu diferența de presiune dintre suprafețele ce delimitează grosimea mediului poros și invers proporțional cu grosimea acestuia :

$$Q = - k_f \frac{h_2 - h_1}{h} S \quad (I-5)$$

Fig.3.

unde k_f reprezintă un coeficient de filtrare, sau debitul pe unitatea de suprafață, iar $h_2 - h_1$, reprezintă diferența de nivel dintre cele două piezometre. Atunci presiunea se va scrie :

$$p_1 = \rho \cdot g (h_1 - z_1)$$

$$p_2 = \rho \cdot g (h_2 - z_2)$$

unde z_1 și z_2 reprezintă cotele celor două secțiuni extreme

ale mediului poros, iar masa specifică a mediului.

Introducând valorile lui p_1 și p_2 în (I-5) se obține:

$$Q = - k_f S \left(\frac{p_2 - p_1}{\rho g h} + \frac{z_2 - z_1}{h} \right) = - k_f S \left(\frac{p_2 - p_1}{\rho g h} + 1 \right)$$

sau

$$Q = - \frac{k_f}{\rho g} S \left(\frac{p_2 - p_1}{h} + \rho g \right) \quad (I-6)$$

A. EMERSLEBEN / lo / face o analogie între scurgerea unui fluid printr-un mediu poros și o scurgere laminară, admitând că între coeficientul de filtrare și greutatea specifică a fluidului există o proporționalitate de forma :

$$\frac{k_f}{\rho g} = \frac{k_p}{\mu}$$

unde k_p reprezintă coeficientul de permeabilitate, iar μ coeficientul de vîscozitate al fluidului.

Deci relația (I-6) se mai poate scrie :

$$Q = - \frac{k_p}{\mu} S \left(\frac{p_2 - p_1}{h} + \rho g \right)$$

Impărțind cu S , se obține :

$$\bar{v} = - \frac{k_p}{\mu} \left(\frac{p_2 - p_1}{h} + \rho g \right) \quad (I-7)$$

Această formă are însă o utilizare foarte restrînsă, de aceea ea trebuie exprimată sub formă diferențială. Dar fiindcă pentru aceasta nu există o metodă unică, vom admite unele considerații de ordin fizic și anume că h devine infinitezimal, iar diferența de presiune în raport cu h , devine un gradient de presiune, atunci (I-7) ia forma :

$$\bar{v} = - \frac{k_p}{\mu} (\text{grad } p + \rho g) \quad (I-8)$$

In cazul cînd k_p și u sînt constante, ele pot fi luate sub gradient și expresia (I-8) devine:

$$\bar{v} = - \text{grad} \left(\frac{k_p \cdot p}{\mu} \right) - \frac{k_p \cdot \rho \cdot g}{\mu}$$

Revenind la ecuația (I-7), viteza de filtrare poate fi scrisă sub forma:

$$\bar{v} = - \frac{k_p}{\mu} \left(\frac{dp}{dz} + \rho g \right),$$

în care dînd pe ρ factor comun se obține

$$\bar{v} = - \frac{k_p \cdot \rho}{\mu} \left(\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} + g \right) \quad (\text{I-9})$$

In cazul cînd termenul din paranteză, care de fapt reprezintă o forță ce derivă dintr-un potențial, atunci el este o diferențială totală exactă și se poate scrie :

$$\frac{d\psi}{dz} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} + g \quad (\text{I-10})$$

unde $d\psi$ se numește potențial de forță, care în cazul cînd fluidul este compresibil, deci în cazul cînd ρ devine o funcție de presiune (I-10), se poate scrie :

$$d\psi = \frac{dp}{\rho(p)} + g \cdot dz$$

Integrînd pe dp între limitele p_0 și p , iar pe dz între limitele 0 și z , se obține :

$$\psi = \int_{p_0}^p \frac{dp}{\rho(p)} + g \cdot z$$

Tinînd cont de (I-10), relația (I-9) se poate scrie:

$$\bar{v} = - \frac{k_p \cdot \rho}{\mu} \frac{d\psi}{dz}$$

sau vectorial

$$\bar{v} = - \frac{k_p \cdot \rho}{\mu} \text{grad.} \psi \quad (\text{I-11})$$

In cazul cînd k_p și μ sînt variabile, atunci (I-9) se va scrie:

$$\bar{v} = - \frac{d}{dz} \left(\frac{k_p}{\mu} p \right) - \frac{k_p \rho g}{\mu}$$

Dacă viteza \bar{v} derivă dintr-un potențial, atunci termenul din dreapta, este o diferențială totală exactă și se poate scrie :

$$- \frac{d\psi}{dz} = \frac{d}{dz} \left(\frac{k_p}{\mu} p \right) + \frac{k_p \rho g}{\mu}$$

de unde

$$d\psi = d \left(\frac{k_p}{\mu} p \right) + \frac{k_p \rho g}{\mu} dz$$

Rezultă deci

$$\bar{v} = - \frac{d\psi}{dz},$$

sau

$$\bar{v} = - \text{grad.} \psi, \quad (\text{I-12})$$

sau

$$\bar{v} = - \nabla \psi$$

In cazul unor medii poroase neomogene, permeabilitatea variază de la un punct la altul, iar viteza de filtrare primește proprietăți direcționale. Astfel considerînd o suprafață egală cu unitatea, a cărei normală să fie un versor de componente :

$$i = 1, 2, 3, \dots$$

și raportînd mișcarea la un sistem de coordonate X_j ($j=1,2,3,..$) viteza de filtrare se poate scrie sub forma :

$$\bar{v}_i = \Delta \psi_{ij} \quad (\text{I-13})$$

care reprezintă legea generală de scurgere a unui fluid printr-un mediu poros neomogen și compresibil.

I-4 VITEZA DE FILTRARE SI RANDEMENTUL DE FILTRARE

I-4.1. Viteza de filtrare. Din datele culese în exploatarea filtrelor din țesătură, s-a constatat că parametrul cel mai important care intervine, este rezistența filtrelor. Aceasta se exprimă prin diferența de presiune pe cele două fețe ale filtrului, una exercitată de aerul impurificat și una de aerul purificat. Din această variație de presiune conform (I.5), se poate obține viteza medie de filtrare :

$$v = \frac{\Delta P}{L} K_D \quad (I-14)$$

unde ΔP reprezintă diferența de presiune, L grosimea filtrului, iar K_D un factor ce depinde de mărimea și forma particulelor, de gradul de porozitate al filtrului și de vîscozitatea mediului.

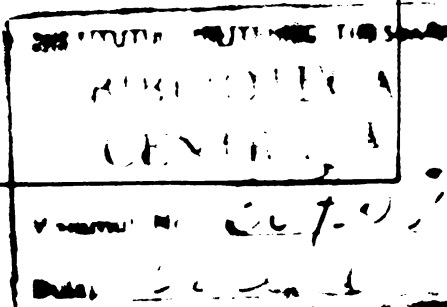
Viteza se măsoară în cm/s , diferența de presiune în mmH₂O, iar lungimea L în cm. Intrucît L nu reprezintă o mărime bine definită, mai ales în cazul filtrelor din țesătură , unde capilarele nu sînt în linie dreaptă, se obișnuiește să se exprime prin raportul dintre greutatea specifică gr/cm² și greutatea volumetrică gr/cm³, astfel că viteza se va putea scrie sub forma :

$$v = K_D \rho_B \frac{\Delta P}{W} = k_p \frac{\Delta P}{W}$$

unde k_p este tocmai permeabilitatea, dar exprimată în funcție de proprietățile celor două medii, adică proprietățile țesăturii și proprietățile fluidului.

Din această relație obținem pentru k_p

$$k_p = \frac{v \cdot W}{\Delta P} = \frac{W}{S}$$



D.G.Stephan și colaboratorii săi susțin că raportul $\frac{\Delta P}{v}$, este o mărime caracteristică mediilor filtrante, comparabilă cu rezistența unui circuit electric, unde S poartă denumirea factorului S, exprimat în $\text{mmH}_2\text{O}/\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ și considerat ca unitatea de rezistență (vezi tabelul Nr.1).

TABEL NR.1

MATERIAL	ΔP mm/H ₂ O	S mm/H ₂ O cm.s ⁻¹	k _p NE ÎNCARC	k' _p ÎNCARC	η %
BUMBAC	68	11	43	6,7	95,6
LINA	26	0,43	93	7,5	96,8
RELON	40	0,66	49	4,5	57,7
FIESE METALICE	24	0,39	400	7,2	86,0

Astfel că permeabilitatea primește expresia :

$$k_p = \frac{W}{S} \frac{\text{mg/cm}^2}{\text{mm H}_2\text{O/cm}\cdot\text{s}^{-1}} \quad (\text{I-15})$$

sau densitatea mediului filtrant respectiv al țesăturii raportat la unitatea de rezistență.

Pierderile de presiune ΔP de obicei se calculează după expresia lui E.Landt / 13 /

$$\Delta P = \frac{\text{const}}{g} \left(\frac{\mu}{\rho_L} \right)^{2-n} \cdot v^n \cdot d_c^{n-3} \cdot L_c \quad (\text{mm H}_2\text{O}) \quad (\text{I-16})$$

unde μ reprezintă vîscozitatea mediului, ρ_L densitatea mediului, v viteza de scurgere, d_c diametrul mediu al porilor L_c lungimea medie a porilor.

In cazul cînd scurgerea este laminară relația (I-16) devine :

$$\Delta P = \frac{\text{const}}{g} \left(\frac{\mu}{\rho_L} \right) v \frac{L_c}{d_c^2},$$

iar în cazul cînd scurgerea este turbulentă, pentru care $n=2$,

relația (I-16) devine:

$$\Delta P = \frac{\text{const}}{g} v^2 \frac{L_c}{d_c} \quad (\text{I-17})$$

I-4.2. Randamentul de filtrare. In privința randamentului de filtrare I. KOZENY / 3 / , consideră următorul proces după care se desfășoară filtrarea, fig.4.

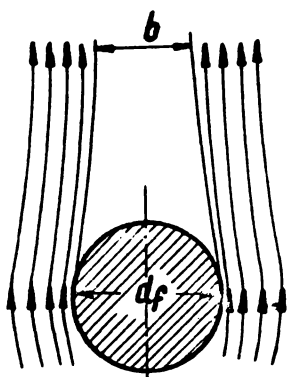


Fig.4.

Cînd în jurul unei fibre de diametru d_f , se scurge un fluid traectoria particulelor suferă o deformare. In general, particulele urmează aceste traectorii, dar o parte din ele aderă la suprafața fibrei. Cînd scurgerea devine laminară, liniile de curent se confundă cu traectoria particulelor, iar grosimea d_f inițială

egală cu grosimea fibrei și în același timp cu distanța dintre straturile cele mai apropiate, se reduc la o grosime efectivă \underline{b} .

E.Landt, consideră această grosime ca un parametru esențial în procesul de filtrare, a cărei mărime λ este cuprinsă în intervalul :

$$\lambda = \frac{b}{2} < \frac{d_f}{2}$$

de o parte și alta față de axul de simetrie.

De asemenea E.Landt consideră că numărul particulelor care ajung la suprafața fibrei, este egal cu numărul acelor care aderă, definind randamentul de filtrare cu ajutorul relației :

$$\eta = \frac{b}{d_f} \quad (\text{I-18})$$

iar pentru N_f fibre :

$$\eta = \frac{b \cdot N_f}{d_f} \quad (I-19)$$

Considerînd acum pe dN , numărul de particule care a-
deră din numărul total de particule N , randamentul devine :

$$\eta = \frac{dN}{N} \quad (I-20)$$

Notînd cu a porțiunea de suprafață umplută cu filtre
(fibre) și cu dr drumul străbătut de particulă pe direcția
fluxului, relația (I-20) se va scrie :

$$\eta = \frac{dN}{\frac{\pi}{4} d_f^2 a \cdot dr} = \frac{b \cdot N_f}{d_f \cdot N}$$

de unde :

$$\eta \cdot d_f \cdot N = \frac{\pi \cdot d_f^2 \cdot dN}{4 \cdot a \cdot dr}$$

sau

$$\int_{N_1}^{N_2} \frac{dN}{N} = - \frac{4 \cdot a \cdot \eta}{\pi \cdot d_f} \int_0^L dr$$

din care

$$\frac{N_2}{N_1} = c - \frac{4 \cdot a \cdot \eta \cdot L}{\pi \cdot d_f}$$

Introducînd în locul lui a , raportul dintre densita-
tea garniturii și densitatea fibrei, randamentul procentual poa-
te fi scris :

$$\eta_{\%} = 100 \frac{N_1 - N_2}{N_1} = 100 \left(1 - c - \frac{4 \eta \xi}{\pi \cdot d_f \rho_f} \right) \quad (I-21)$$

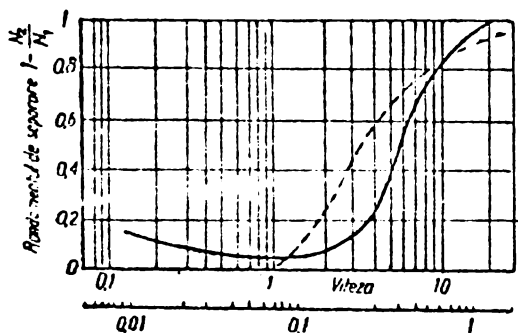


Fig.5.

unde N_1 , reprezintă numărul de
particule intrate, iar N_2 numă-
rul de particule ieșite din
filtru / l / . Din reprezentarea
grafică a ecuației (I-21) se poa-
te determina randamentul în
funcție de viteza de filtrare

(fig.5). Pe ordonată este trecut $1 - \frac{N_2}{N_1}$ al unei fibre din sticlă, cu grosimea de 0,3 cm, iar pe abscisă viteza aerului în picioare pe secundă, în scară logaritmică.

Densitatea fibrei este de $2,54 \text{ g/cm}^3$, iar densitatea garniturii filtrului de $0,036 \text{ g/cm}^3$, ca urmare, $a = 0,0144$.

Curba punctată reprezintă curba teoretică, iar cea plină, curba experimentală afectată de efectul inerției, fapt pentru care este puțin deplasată spre stînga, deplasînd domeniul de filtrare spre viteze mai mari. De asemenea se poate observa că există o valoare minimă a randamentului de filtrare corespunzător unei anumite viteze.

Cap.II INSTALATIA EXPERIMENTALA

II-1 PRODUCEREA MEDIULUI POLUANT

Relațiile stabilite în Cap.I se referă la o scurgere laminară, omogenă și izotermă. O astfel de scurgere, este destul de greu de realizat, din cauza pierderilor de căldură și a arderii neuniforme a combustibilului.

În mare parte această formă de scurgere a fost realizată, cu ajutorul unei conducte dintr-un material izolant cu pereți groși de 10 mm, un generator special de producerea fumului (fig.6.a) care, amestecat cu aerul ce intră în conductă produ-

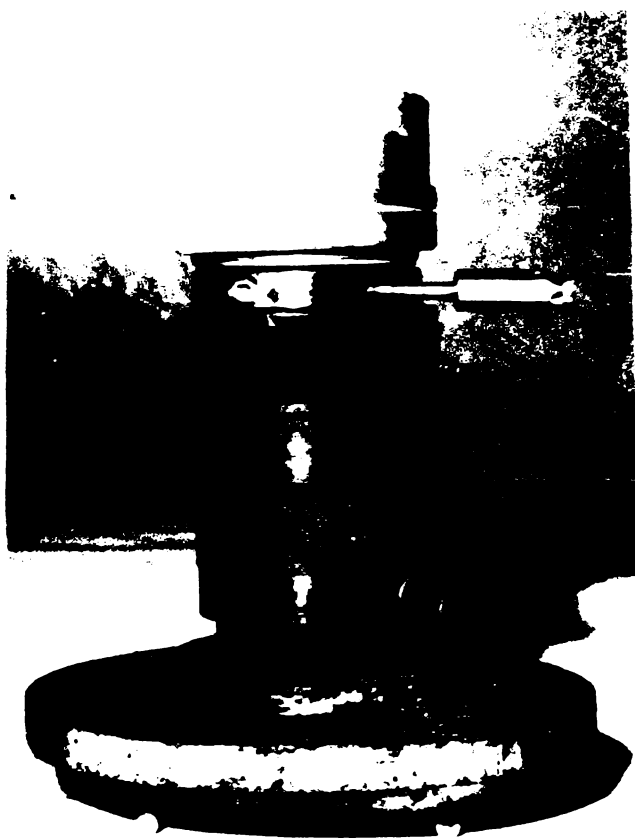


Fig.6.a.

ce un mediu poluant. Cantitatea de fum a fost reglată atât prin cantitatea de aer, cât și prin cantitatea de combustibil ars.

Generatorul de fum se compune dintr-un rezervor de combustibil R, (fig. 6.b) în care s-a menținut nivelul constant (petrol lampant), dintr-un cilindru cu pereți dubli C_1 și C_2 între care s-a fixat fitilul ce arde și care de asemenea

s-a menținut la nivel constant. Menținerea combustibilului li-

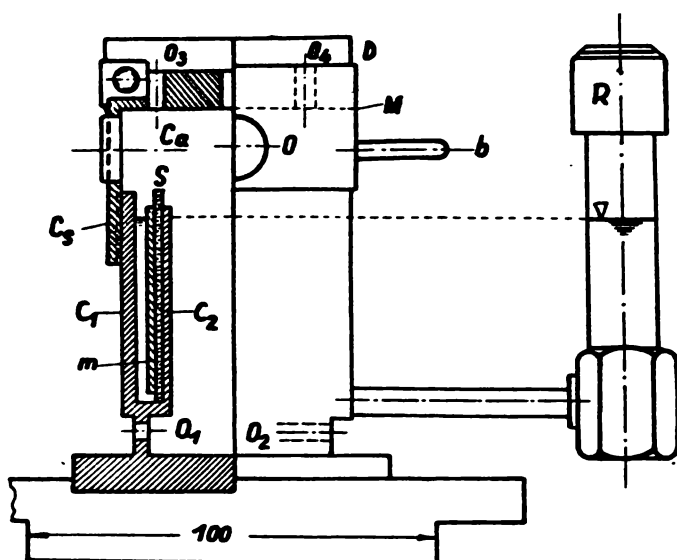


Fig.6.b.

chid cât și a fitilului la nivel constant, ajută la realizarea unui regim de ardere cât mai constant.

Camera de ardere a fost prevăzută cu 8 orificii de alimentare cu aer (O_1, O_2) precum și cu 8 orificii pentru evacuarea fumului (O_3

și O_4). Pentru ca fumul să se producă fără degajare de căldură, arderea s-a făcut înăbușit prin închiderea parțială a orificiilor de evacuare. Aceasta se poate realiza cu ajutorul unui disc rotitor (D), care este angrenat de un șurub fără file.

Camera de ardere a fost prevăzută cu un orificiu special de aprindere a fitilului, care în timpul funcționării se obturează cu ajutorul unui manșon M.

Pentru omogenizarea mediului poluant s-a introdus un rotor care sub acțiunea curentului de aer, ce pătrunde în conductă, se rotește și amestecă fumul. Pentru ca scurgerea să devină laminară, conducta cuprinsă între camera de ardere și camera de filtrare s-a prelungit cu aproximativ 60 de cm.

II-2 INSTALATIA DE IONIZARE

Procesul de ionizare, având un rol important în sedimentarea particulelor de fum, s-a realizat printr-un sistem de ionizare cu raze ultraviolete (EI = ionizare prin impact

electronic) și printr-un sistem de ionizare cu câmp electric (FI = câmp de ionizare, field ionization).

II-2.1. Ionizarea cu raze ultraviolete. Lampa de ultraviolet, care emite și radiații calorice, a fost introdusă în-



tr-un cilindru metalic, echipat cu 3 manșoane, prin care circulă apă rece (fig.7). Razele emise trec printr-o conductă laterală, care are o secțiune suficient de mare, pentru ca radiațiile

Fig.7.

să poată acționa asupra fumului. Camera de ionizare are o secțiune mai mare, pentru a micșora viteza de scurgere, mărin-
d timpul de ședere a fumului și în consecință a gradului de ionizare.

În ceea ce privește amestecul ionizat, el poate fi considerat ca un fluid monofazic, întrucât concentrația de particule solide și lichide nu afectează prea mult masa specifică și vâscozitatea gazului.

II-2.2. Ionizarea cu câmp electric s-a realizat cu ajutorul a doi electrozi. Unul în formă de cilindru încărcat pozitiv (fig.8) iar celălalt, în formă de vergea de 2 mm grosime așezat la mijlocul cilindrului (fig.9) și încărcat negativ.

Acest sistem de ionizare este foarte eficace, deoarece



Fig. 8.

permite o ionizare pe toate direcțiile, sporește numărul de ioni și le dă o distribuție mai omogenă.

S-au experimentat electrozi și în formă de grilă, unde electrodul pozitiv era format din mai multe ver-

gele și așezate pe direcție longitudinală. Rezultatele însă nu au fost satisfăcătoare, de-

oarece particulele de fum se concentrau în anumite porțiuni, favorizând formarea arcului electric. Vaporii de apă care participă și ei în formarea amestecului poluat se descompuneau eliberând oxigen și producând astfel mici explozii.



Fig. 9.

Controlul asupra ionizării s-a făcut cu ajutorul unui electrometru de tip SGI, montat deasupra camerei de ionizare. El permitea, atât controlul debitului de fum cât și a gradului de omogenizare, care sînt leguți implicit de gradul de ionizare.

Electrozii au fost alimentați cu c.c. de la o lampă re-dresoare de tip VEB, Vt. 22/1800 to, prin intermediul transfor-matorului de tensiune de la $6 \cdot 10^{-3}$ + $30 \cdot 10^3$ volți.

II.3 INSTALATIA FOTOCOLORIMETRICA

Amestecul de aer și fum, după ce părăsește camera de ionizare, trece în prima cameră de filtrare F_2 și apoi în a doua cameră de filtrare F_1 (fig.10). Astfel că la intrare va avea o anumită concentrație de fum, iar după filtrare va avea o altă concentrație. Diferența dintre cele două concentrații ne dă calitatea filtrării.

Instalația fotocolorimetrică - vezi fig.10 - se compune dintr-o sursă de lumină (SI), realizată de un bec de 40 wați, alimentat cu o tensiune de 6 volți de la un transformator de rețea (TR3) și un stabilizator de tensiune (STB).

Filamentul becului este centrat între focarele a două lentile, care trimite fiecare câte un fascicul de lumină, pe oglinzile de reflecție O_1 și O_2 . Un fascicol trece prin masa de gaz înainte de a fi filtrat, proiectându-se apoi fiecare pe câte o celulă fotoelectrică CF_1 și CF_2 .

Fascicolul de lumină este absorbit de amestecul de gaz în funcție de concentrația particulelor de fum, iar prin intermediul celulelor fotoelectrice, este transformat în tensiune electrică și înregistrată de milivoltmetru MVL.

Reglarea fluxului luminos se poate face cu ajutorul releeului R_4 , montat pe tabloul de comandă, sau cu ajutorul oglinzilor prin modificarea unghiului de reflecție, precum și cu ajutorul unui disc cu filtre de absorbție, ce trec prin fața fascicolului de lumină. Cu aceste posibilități de reglare, se poate obține punctul de zero cât și punctul maxim ce poate fi atins pe scara milivoltmetrului înregistrator.

Pentru a evita depunerea fumului pe părțile componente, mai ales pe suprafața celulelor fotoelectrice și oglinzi,

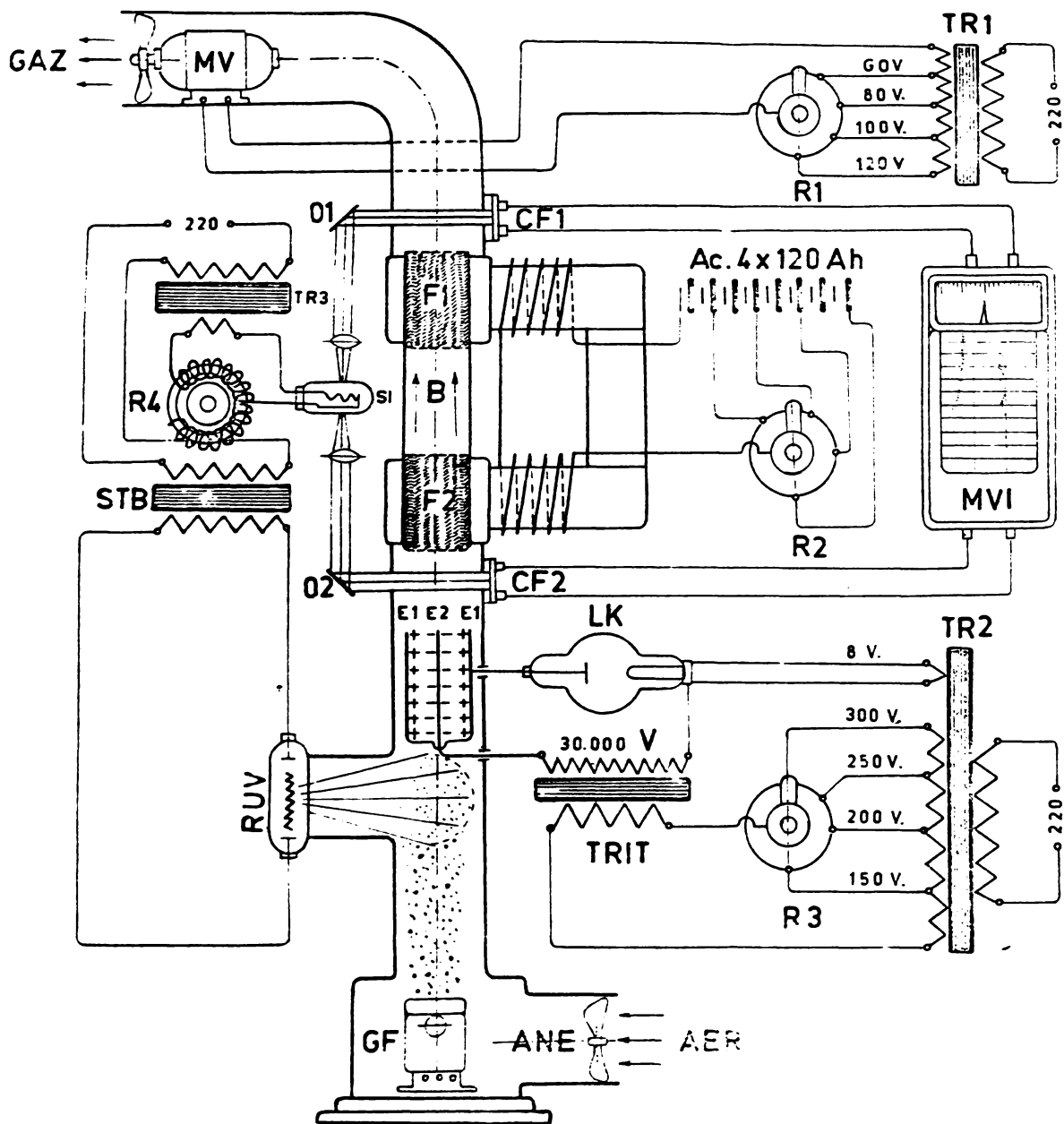


Fig. 10.

Legenda

- 1 Motor ventilator (MV)
- 2 Transformator de alimentare (TR1; TR2; TR3)
- 3 Reostat de reglarea vitezii aerului (R1)
- 4 Sursa de iluminare (SI)
- 5 Oglinda de reflexie (O1; O2)
- 6 Celula fotoelectrică (CF1; CF2)
- 7 Milivolmetru inregistrator (MVI)
- 8 Cimp magnetic (B)
- 9 Filtre din pinză (F1; F2)
- 10 Baterie acumulatori (Ac 4x120Ah)
- 11 Reostat de reglarea intensit. cimp. magnetic (R2)
- 12 Stabilizator de tensiune (STB)
- 13 Reostat de reglarea fluxului luminos (R4)
- 14 Lampa de raze ultraviolete (RUV)
- 15 Electrozi de ionizare (E1; E2; E1)
- 16 Lampa Kenetron (LK)
- 17 Transformator de înaltă tensiune (TRIT)
- 18 Reostat de reglarea intensit. cimp. electric (R3)
- 19 Generator de fum (GF)
- 20 Anemometru (ANE)

fluxul luminos este în așa fel dirijat încît să nu cadă direct pe suprafața lor, ci prin intermediul unor prisme ce pot fi ușor curățate.

Scurgerea amestecului se efectuează prin aspirație, cu ajutorul unui ventilator (MV), montat la capătul conductei de evacuare. În felul acesta fumul este silit să se scurgă numai prin conductă, fără să se abată de la direcția lui, evitînd anexele optice.

Pentru a obține o corelare între diviziunile milivolt - metrului și concentrația de particule, s-a folosit și o cameră optică de etalonare, în care s-a introdus fum de concentrație cunoscută.

Cap. III REZULTATE EXPERIMENTALE SI INTERPRETAREA
LCR IN CAZUL FILTRELOR DIN TESATURA DE
LINA

III-1 COMPORTAREA FILTRELOR DIN TESATURA DE LINA
IN CAZUL IMBIBARII CU UN LICHID

Pentru efectuarea măsurătorilor s-au confecționat filtre din țesătură din lână cu ochiuri de dimensiuni liniare de la 0,5 mm pînă la 6 mm. Figura 11 redă ca un exemplu un asemenea filtru. Pentru aceste filtre s-a determinat gradul de

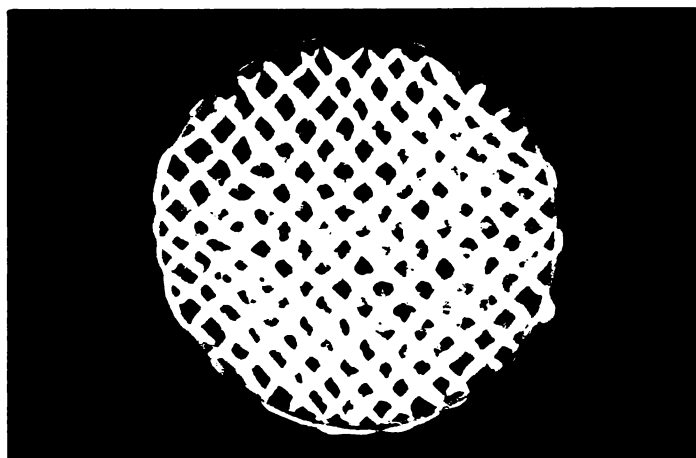


Fig.11.

porozitate prin metoda imbibării. In acest scop, filtrele de diferite dimensiuni au fost montate pe cîte o ramă rigidă, de masă cunoscută, asigurînd în felul acesta a manipulare adecuată a probelor. Ra-

mele împreună cu țesătura din lână au forma unor site a căror suprafață este în medie de 28 cm².

Notînd greutatea filtrului uscat cu G_u și greutatea filtrului saturat cu G_s (filtrul imbibat cu lichid pînă la saturație), diferența celor două greutăți permite să se determine volumul porilor V_p . Luînd în considerare greutatea spe-

cifică a lichidului îmbibat notată cu γ , găsim :

$$\tau_p = \frac{G_s - G_u}{\gamma}$$

Volumul brut τ_p se poate determina, introducînd proba saturată într-un vas gradat, ce conține același lichid. Prin denivelarea apărută astfel, se află volumul brut. Această procedură este mai puțin recomandabilă, deoarece implică o seamă de surse de erori.

Dacă avem în vedere faptul că volumul efectiv τ_e se determină cu ajutorul greutății G_u a filtrului uscat prin relația :

$$\tau_e = \frac{G_u}{\gamma_f},$$

unde γ_f reprezintă greutatea specifică a fibrelor din lînă. Ori această greutate specifică este apropiată de cea a apei, sau a unei soluții apoase, iar pe de altă parte, greutatea filtrului fiind mult mai mică decît cea a filtrului saturat, eroarea poate fi neglijată, dacă se ia pentru volumul brut :

$$\tau_b = \frac{G_s}{\gamma},$$

relație, unde γ reprezintă greutatea specifică a apei, egală cu unitatea sau a soluției care este aproape de unitate.

Cu ajutorul acestor date s-a calculat apoi gradul de porozitate (I-1),

$$m = \frac{\tau_p}{\tau_b}$$

Rezultatele sînt trecute în tabelul Nr.2 și reprezentate grafic în fig.12.

Gradul de porozitate astfel determinat ar putea fi influențat și de proprietățile fluidului îmbibat. Pentru a lămurii acest lucru, s-au făcut măsurători și cu o soluție apoasă de sare de bucătărie (NaCl), a căror rezultate sînt trecute

în tabelul Nr.2 și reprezentate tot în fig.12 comparativ cu punctele experimentale obținute în cazul îmbibării cu apă pură.

TABEL NR.2 $\gamma = 19/\text{cm}^2$; $\sigma = 72,3 \text{ dine/cm}$; $t = 20^\circ\text{C}$

a mm	G_u g	G_s g	Z_p cm^3	Z_b cm^3	m %
0,5	0,270	1,525	1,255	1,525	82,3
1,0	0,345	2,975	2,63	2,975	88,4
2,0	0,285	2,325	2,04	2,325	87,7
3,0	0,260	2,290	2,04	2,290	89
4,0	0,210	1,990	1,78	1,990	89,4
5,0	0,240	2,160	1,92	2,160	88,9
6,0	0,170	1,680	1,51	1,680	89,9

Cu ajutorul graficului din fig.12 se constată că, dependența gradului de porozitate m în funcție de mărimea ochiului prezintă inițial o creștere, iar pe urmă, pentru $a=1 \text{ mm}$, o variație în sus abia apreciabilă în sensul unei scăderi. În afară de

aceasta, ea nu este influențată de felul lichidului îmbibat,

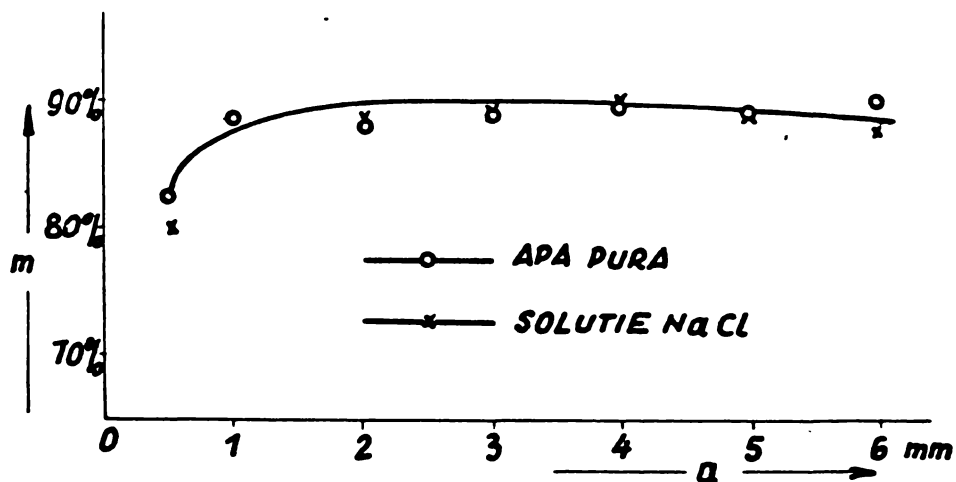


Fig.12.

deoarece tensiunea superficială pentru apă este diferită față de cea a soluției de NaCl.

Acest fapt merită să fie relevat, fiindcă o influență a fluidului asupra porozității, o constată și M.C.Leveret /14/ la studiul procesului de drenaj și de îmbibare la diferite medii poroase. El ajunge la concluzia că porozitatea este de-

terminată de natura fluidului prin tensiunea sa superficială.

M.C.Leveret folosește un procedeu semiempiric, care îl conduce la definirea unei funcții adimensionale de saturație

TABEL NR.3 $\gamma = 10342 \text{ g/cm}^3$; $\sigma = 56 \text{ dina/cm}$; $t = 20^\circ\text{C}$

d mm	G_u g	G_s g	τ_p cm^3	τ_b cm^3	$m \%$
0,5	0,300	1,51	1,17	1,46	80,1
1,0	0,340	3,14	2,71	3,04	89,1
2,0	0,280	2,43	2,08	2,55	88,5
3,0	0,260	2,36	2,03	2,28	89
4,0	0,210	2,03	1,76	1,96	89,8
5,0	0,240	2,22	1,91	2,15	88,8
6,0	0,220	1,73	1,46	1,67	87,4

$J_{(su)}$ de forma:

$$J_{(su)} = \frac{p_c}{\sigma} \left(\frac{k_p}{m} \right)^{1/2}$$

în care intervine presiunea capilară p_c , tensiunea superficială.

σ permeabilitatea k_p și porozitatea m .

În funcția de saturație a lui M.C.Leveret se observă că porozitatea este direct proporțională cu presiunea capilară, ceea ce înseamnă că

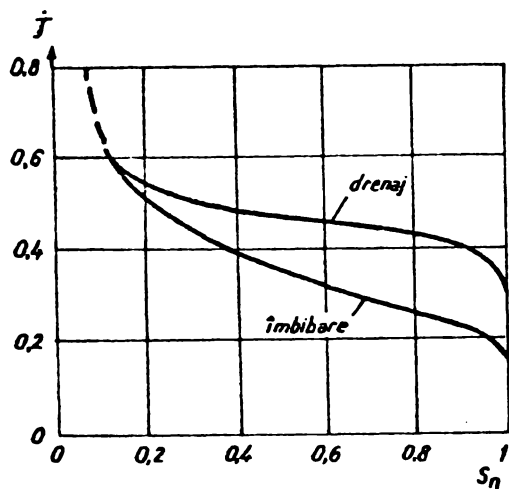


Fig.13.

a cărui tensiune superficială este mult mai mare, poate avea o influență deosebită.

Reprezentînd grafic funcția de mai sus, se obțin două curbe (fig.13): una pentru drenaj, corespunzătoare unei probe care inițial a fost saturată cu un fluid umectabil și una de imbibare.

tensiunea superficială, care determină presiunea capilară, are un rol deosebit. Deci cînd prin țesătură se scurge un gaz a cărui tensiune superficială este foarte mică, porozitatea va fi foarte puțin influențată, iar în cazul cînd se scurge un gaz umed,

După cum se vede ele au forme caracteristice, ce diferă una de alta, deoarece unghiul interfacial dintre fluid și perete fiind diferit, influențează și procesul de îmbibare sau de drenare.

Spre deosebire de structura capilară a mediilor poroase studiate de M.C.Leveret, se observă că structura capilară la o țesătură din lână (mărită de câteva ori) din fig.14, ochiurile



Fig.14.

sînt străbătute de o serie de fibre distribuite pe diferite direcții care formează o structură capilară deosebită. La o țesătură din bumbac este mai puțin dezvoltată, iar la o țesătură din metal lipsește cu desăvîrșire.

Această structură capilară este formată din spații adiacente între fibre, astfel că țesătura din lână, chiar dacă are ochiuri mari, poate avea o porozitate mare. Deci o neconcordanță în privința rolului tensiunii superficiale privitor la gradul de porozitate \underline{m} , în cazul țesăturilor din lână față de alte medii poroase se poate atribui faptului că, există deosebiri între forma geometrică a cavităților capilare ce diferă de la un caz la altul.

Pe lângă gradul de porozitate, un mediu poros poate fi caracterizat și prin capacitate de îmbibare \underline{C} , definită ca un raport dintre volumul porilor și suprafața secțiunii filtrului, adică

$$C = \frac{\gamma_p}{S}$$

unde C are dimensiunile unei lungimi, care reprezintă grosimea stratului, de lichid îmbibat și repartizat uniform pe unitatea de suprafață a filtrului.

Volumul fluidului îmbibat se determină, făcînd raportul dintre masa și densitatea lui :

$$\zeta_p = \frac{M_p}{\rho}$$

unde M_p , reprezintă diferența dintre masa fluidului îmbibat și masa filtrului uscat.

TABEL NR. 4-a

IMBIBAREA CU APA

a	0,5	1	2	3	4	5	6 mm
ζ_p	1,255	2,63	2,04	2,04	1,78	1,92	1,51
S	6,25	12,2	10,0	12,2	12,2	12,2	12,2
c	0,20	0,216	0,204	0,167	0,146	0,157	0,124

TABEL NR. 4-b

IMBIBAREA CU SOLUTIA DE NaCl

a	0,5	1	2	3	4	5	6 mm
ζ_p	1,17	2,71	2,08	2,03	1,76	1,91	1,46
S	6,25	12,2	10,0	12,2	12,2	12,2	12,2
c	0,187	0,222	0,208	0,166	0,149	0,157	0,120

Această trăsătură a filtrelor din țesătură de lînă se poate observa din rezultatele trecute în tabelul Nr.4 a și Nr.4 b precum și din reprezentarea grafică a acestora din fig.15.

Se constată o concordanță bună dintre punctele rezultate atât prin îmbibarea cu apă, cît și cu soluție de NaCl. Deci putem desprinde că această mărime nu este influențată în mod esențial de tensiunea superficială.

Față de graficul corespunzător, gradul de porozitate, curba capacității de îmbibare prezintă după maximul din jurul valorii $a = 1$ mm o descreștere mai pronunțată.

Descreșterea aceasta, cu mărimea ochiului, denotă că în acest proces forțele de adeziune dintre lichid și fibre

joacă un rol preponderent, față de tensiunea superficială.

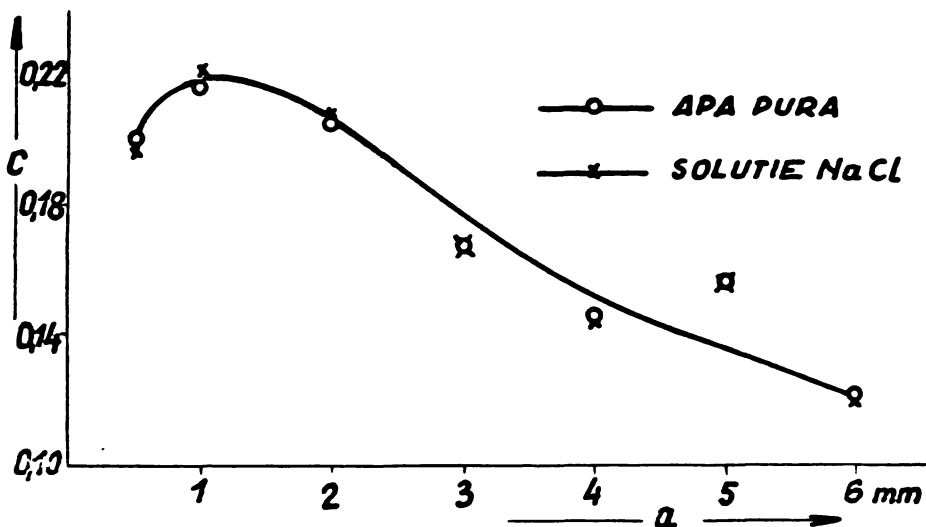


Fig.15.

Intr-adevăr, la o creștere a dimensiunii ochiului, suprafața aderentă pe unitatea de secțiune se micșorează.

III-2. SEDIMENTAREA PARTICULELOR DINTR-O SUSPENSIE COLOIDALA PRIN TESATURA DE LINA.

III-2.1. Metodologia experimentală. Filtrele din țesătură au fost fixate pe o ramă, pe o față și pe alta, formînd o sită dublă avînd între ele o distanță de aproximativ 1,5 cm. Sita a fost apoi montată într-un tub de sticlă, etanș, cu pereții camerei de filtrare (fig.16).

Pentru a avea valori precise, cîntărirea filtrelor s-a făcut înainte de introducere în camera de filtrare și imediat după scoaterea lor. Această măsură ferește filtrul de a se imbiba cu vaporii de apă din mediul înconjurător care pot modifica greutatea filtrului în mod substanțial, mai ales atunci cînd între temperatura din camera de filtrare și temperatura mediului înconjurător există o diferență mare.

De asemenea spre faza de saturație (blocarea filtrelor)

nu s-au făcut prea multe determinări, deoarece filtrele, când

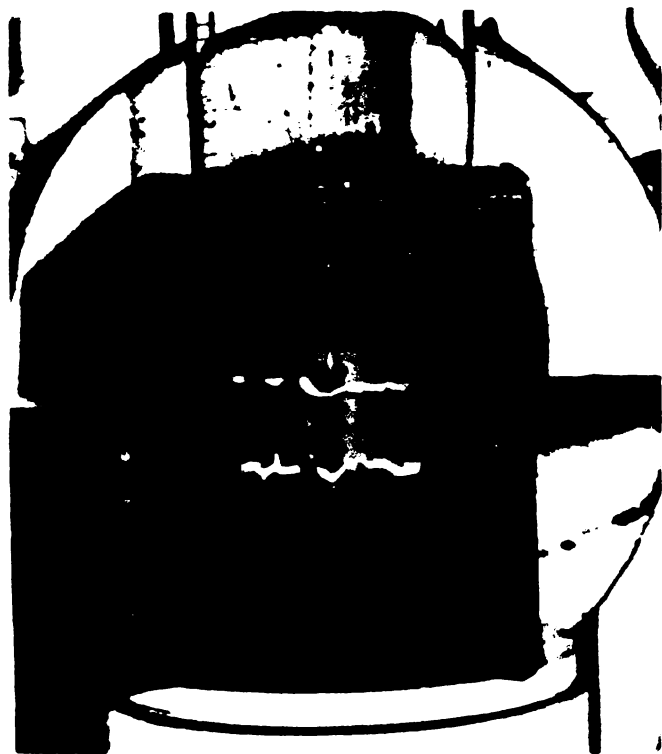


Fig.16.

ne dă masa sedimentată în mg/cm^2 .

Masa sedimentată pe unitatea de suprafață poate fi considerată ca o măsură, ce caracterizează modul de funcționare a unui filtru din țesătură de lână în anumite condiții date. Ea depinde de timp, de mărimea ochiului de țesătură, de viteza de curgere a aerului poluat, de starea fizică a particulelor în suspensie, de umiditatea mediului poluat, etc. Acești factori pot fi caracterizați prin mărimi, pe care le putem considera, fie ca variabile independente, fie ca parametri.

În cele ce urmează vom studia fenomenul de sedimentare în funcție de timp și de umiditatea mediului poluat, dimensiunea ochiului a fiind considerată ca parametru.

III-2.2. Masa sedimentată în funcție de timp. La efectuarea măsurărilor în acest caz s-a menținut constantă atât umiditatea, cât și viteza curentului de aer, care a trecut prin fil-

devin prea încărcate, se pot scutura de la sine pierzând din masa acumulată în fazele precedente.

Masa sedimentată rezultă din diferența de greutate, dintre filtrul încărcat și filtrul gol (greutatea celor două țesături ce formează sitele plus greutatea ramei din masă plastică). Diferența de greutate raportată la suprafața celor două site,

tru.

Determinările experimentale s-au făcut pentru diferite filtre, cu dimensiunile ochiurilor de la 1 mm ÷ 4 mm. Ele au fost introduse pe rând în camera de filtrare a instalației și scoase din 60 în 60 minute pentru a fi cîntărite și pe urmă introduse din nou. Au fost luate toate precauțiile pentru a nu avea pierderi de masă depusă, printr-o manipulare greșită a filtrelor.

În tabela Nr.5 sînt trecute datele experimentale, ridi-

TABEL NR.5

$v = 0,5 \text{ m/s}; u_r = 55\%$

$\frac{a}{h}$	M în mg/cm ²								C g/cm ²	m %
	0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4		
1	5,8	7,0	7,5	-	-	-	-	-	0,22	88,8
2	5,2	8,0	8,8	9,0	-	-	-	-	0,21	88,1
3	4,0	7,1	9,1	10,5	11,5	-	-	-	0,17	89
4	3,3	5,5	7,5	9,0	11,0	11,5	12,7	13,5	0,15	89,8

cate într-o serie de măsurători la patru filtre, menținînd constantă viteza curentului de aer la $v = 0,5 \text{ m/s}$ și umiditatea relativă a aerului la $u_r = 55\%$.

Observare. În ultimele două coloane ale tabelului sînt indicate datele obținute mai sus pentru capacitatea de îmbibare C și pentru gradul de porozitate m în cazul îmbibării cu apa sau soluția de NaCl. La prima vedere pare că există o concordanță fenomenologică mai bună între capacitatea de îmbibare și modul de sedimentare a particulelor din suspensie, dacă ne referim, cel puțin, la începutul sedimentării. De fapt, datele din coloana corespunzătoare depunerilor în prima jumătate de oră, adică pentru $t = 0,5 \text{ h}$, descresc relativ mai pronunțat cu mărirea ochiului de țesătură ca și valorile pentru C din pen-

ultima coloană a tabelului. Dacă ne referim însă la datele din coloana pentru $t=1$ h, sau $t=1,5$ h, constatăm o atenuare a decreșterii, ceea ce poate fi atribuită unei tendințe de aplatizare a datelor experimentale, fapt ce s-a reflectat prin valorile indicate de gradul de porozitate.

Această constatare poate servi drept indiciu pentru mecanismul intim de sedimentare a particulelor coloidale.

Se pare că la început fenomenul este determinat de forțele de adeziune dintre particule și suprafața fibrelor. După aceasta, rolul este preluat de forțele de coeziune dintre stratul sedimentat și particule. Depunerea cantitativă va fi determinată atunci de cavitățile capilare existente, pe care le reflectă mărimea m . În ajutorul acestei afirmații se poate aminti și faptul că, un filtru din țesătură de lână odată folosit nu mai poate fi curățat prin mijloace mecanice, astfel încât să ia aspectul inițial. Particulele inițial depuse nu pot fi îndepărtate, datorită aderenței lor foarte mari.

Cu ajutorul datelor din tabelul Nr.5 au fost reprezentate graficele din fig.17. Ele exprimă dependența experimentală a masei depuse în timp pentru diferitele dimensiuni ale ochiurilor din filtre.

Se constată că alura curbelor este aceeași. Toate tind către o asimptotă paralelă cu axa timpului, adică la o saturație, determinată de capacitatea limitată de a reține particulele din suspensie. Masa de saturație M_s , astfel determinată este cu atât mai mică, cu cât ochiul filtrului este mai mic.

Referindu-ne la partea incipientă a curbelor, se constată că pe o porțiune mică variația este liniară. De asemenea

reiese din figură că panta, ca o măsură a vitezei ^{de} sedimentare,

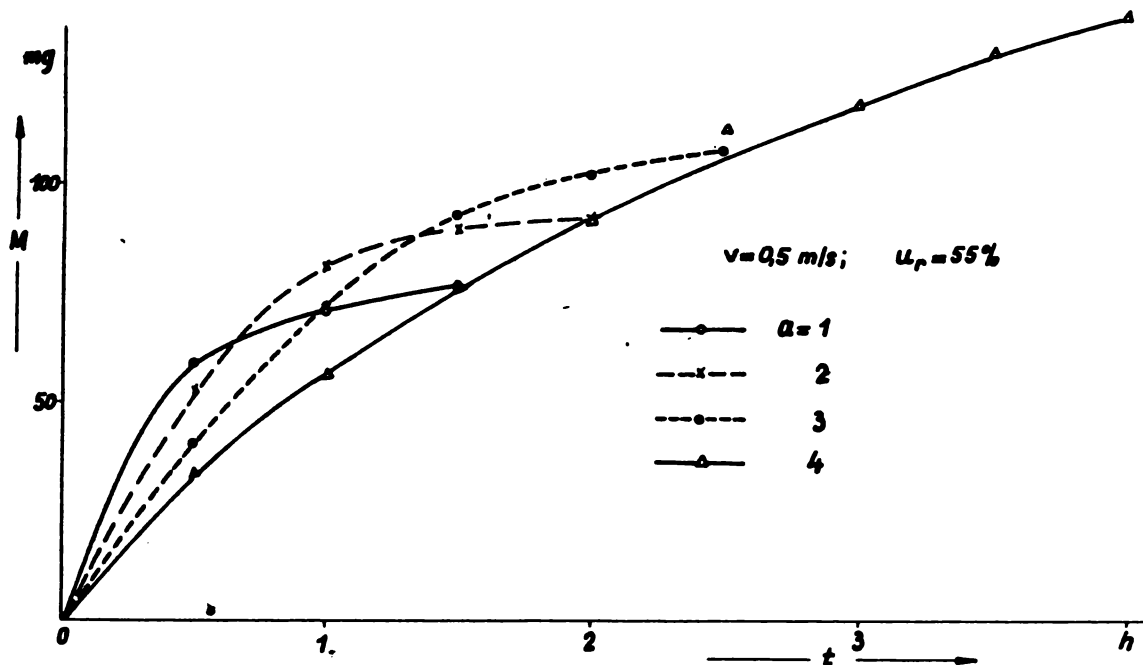


Fig.17.

este cu atît mai mare cu cît dimensiunea ochiului este mai mică.

Aceste constatări sînt în concordanță cu cele menționate în observațiile de mai sus, reprezentînd un argument privitor la ipoteza mecanismului întîm al fenomenului de sedimentare.

III-2.3. Stabilirea legii empirice de sedimentare în funcție de timp.

Din alura curbelor de sedimentare se poate conchide că expresia ei analitică este de forma

$$M = M_s (1 - e^{-\beta t}) \quad (\text{III-1})$$

Problema care se pune este de a determina perechile de valori M_s și β , pentru un grafic dat, cu ajutorul datelor experimentale. Deoarece masa de saturație M_s este greu de determinat, se recurge la derivata acestei funcții, adică la viteza de sedimentare

$$\dot{M} = \frac{dM}{dt} = \beta(M_s - M) \quad (\text{III-2})$$

Cu ajutorul ei se ajunge la o ecuație liniară

$$\beta M_s - \beta M = \dot{M}$$

în care βM_s și β pot fi considerate ca necunoscute. Dacă le notăm cu

$$\beta M_s = x \quad \text{și} \quad \beta = y \quad (\text{III-3})$$

se ajunge la

$$x - M \cdot y = \dot{M}$$

Pentru n perechi de valori M_i și \dot{M}_i ($i=1,2, \dots, n$) se obțin n ecuații liniare de forma

$$x - M_i \cdot y = \dot{M}_i$$

Prin metoda celor mai mici pătrate se pot găsi x și y , recurgînd la sistemul de ecuații normale

$$\begin{aligned} n \cdot x - y \cdot \sum M_i &= \sum \dot{M}_i \\ x \cdot \sum M_i - y \cdot \sum M_i^2 &= \sum M_i \dot{M}_i \end{aligned} \quad (\text{III-4})$$

Datele pentru M_i corespund cu cele determinate experimental sau ele pot fi luate și de pe graficul curbei experimentale. Valorile corespunzătoare pentru \dot{M}_i se pot stabili prin derivata grafică a curbei $M(t)$, găsită experimental. Este evident că acest procedeu introduce anumite erori.

Drept exemplificare se indică în fig.18 procedeul practicat la stabilirea valorilor pentru \dot{M}_i , pentru cazul cînd $a=3\text{mm}$. În punctele A_i s-au trasat tangentele la curba $M(t)$, stabilind creșterea

$$\Delta M_i = A_i B_i$$

pentru o variație a timpului

$$\Delta t = 0,5 \text{ h.}$$

Ordonatele punctelor C_i sînt egale cu variațiile cores-

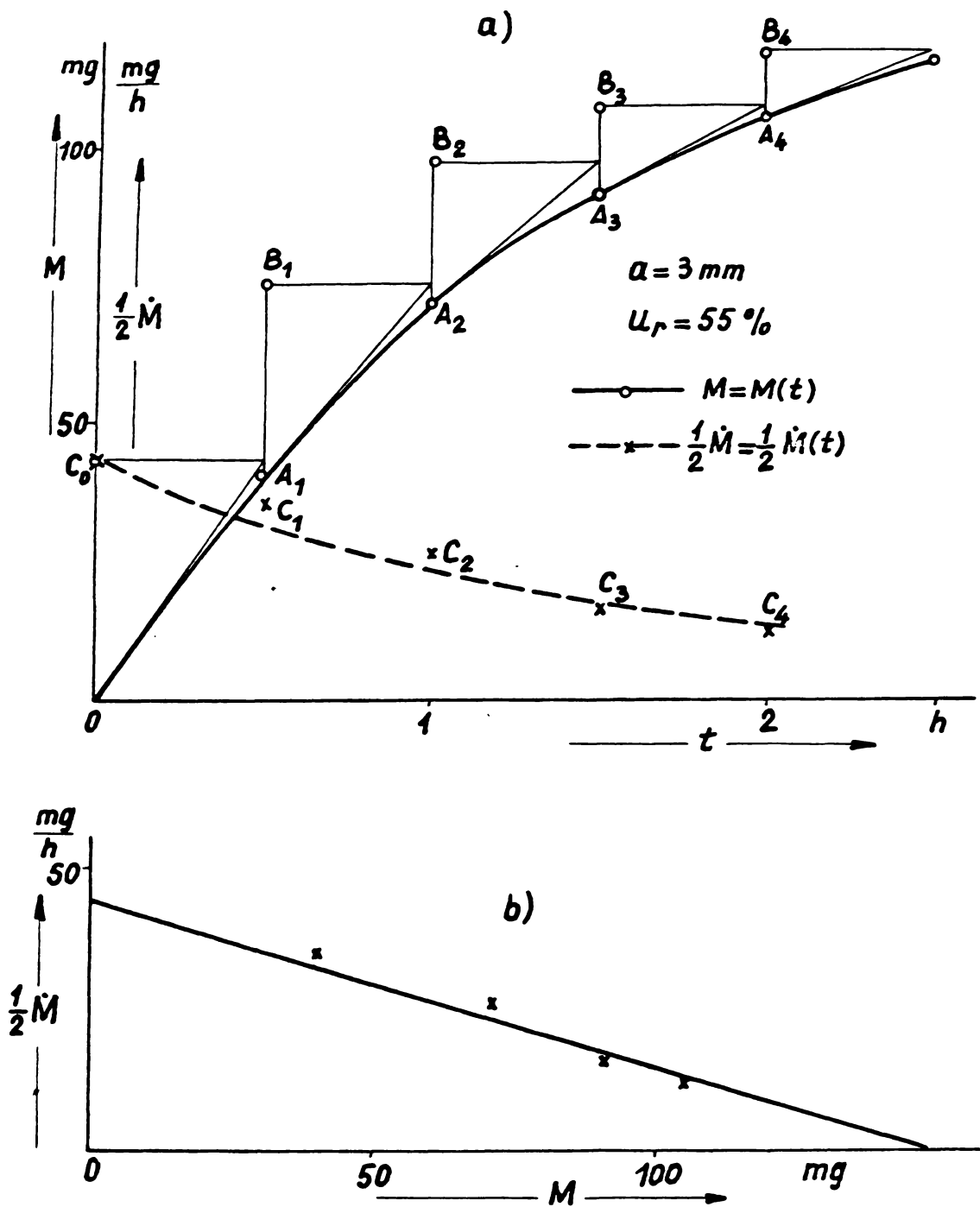


Fig.18.

punzătoare $A_i B_i$, așa încît curba rezultată este derivata M_i , la o scară redusă 1:2.

În fig.18 b s-au trecut datele determinate în funcție de masa depusă M , adică s-a luat drept variabilă ordonatele punctelor A_i din fig.18 a.

Se constată că punctele se înșiră cu o anumită aproxima-

mație pe o linie dreaptă. În felul acesta putem afirma că datele experimentale și cele deduse din ele, satisfac relația (III-2).

TABEL NR.6

$a=3\text{ mm}$

i	M_i	\dot{M}_i	M_i^2	$M_i \dot{M}_i$
0	0,0	8,6	0,-	0,-
1	4,0	7,0	16,00	28,00
2	7,1	5,2	50,41	36,92
3	9,1	3,2	82,81	29,12
4	10,5	2,4	110,25	25,20
Σ	30,7	26,4	259,47	119,24

grafic împreună cu cele necesare pentru stabilirea ecuațiilor normale.

Sistemul de ecuații normale pentru cazul considerat este

$$5x - 30,7y = 26,4$$

$$30,7x - 259,47y = 119,24$$

Din soluționarea acestui sistem rezultă pentru

$$y = 0,6038437 \quad \text{și} \quad x = 8,9876003.$$

Având în vedere relațiile (III-3), adică

$$x = \quad \text{și} \quad M_s = \frac{x}{y}$$

găsim în cazul considerat (pentru $a = 3\text{ mm}$)

$$M_s = 14,88\text{ mg/cm}^2$$

$$\beta = 0,604\text{ h}^{-1}$$

Acest procedeu a fost aplicat și în cazurile pentru celelalte valori ale parametrului a .

Tabelul Nr.7 conține rezultatele obținute. Cu ajutorul acestor date au fost determinate, pe baza relației

$$M = M_s(1 - e^{-\beta t})$$

curbele empirice (teoretice). Ele sînt reprezentate în fig.19 împreună cu asimptotele lor. În aceeași figură s-au trecut și punctele experimentale. Se constată că ele sînt situate în mod satisfăcător în vecinătatea curbelor empirice. Abaterile care

apar sînt în general sistematice și mai rareori accidentale, ceea ce denotă că funcția teoretică redă numai în prima aproximație legea de sedimentare prin filtrele studiate.

TABEL NR.7

a mm	M_s mg/cm ²	β h ⁻¹
1	7,87	2,22
2	10,76	1,192
3	14,88	0,604
4	16,72	0,408

III-2.4. Considerații teoretice privitoare la legea de sedimentare a particulelor coloidale prin filtre din țesătură de lînă.

Plecînd de la faptul că filtrele din țesătură de lînă nu pot absorbi decît o cantitate limitată de particule, ne permite să sta-

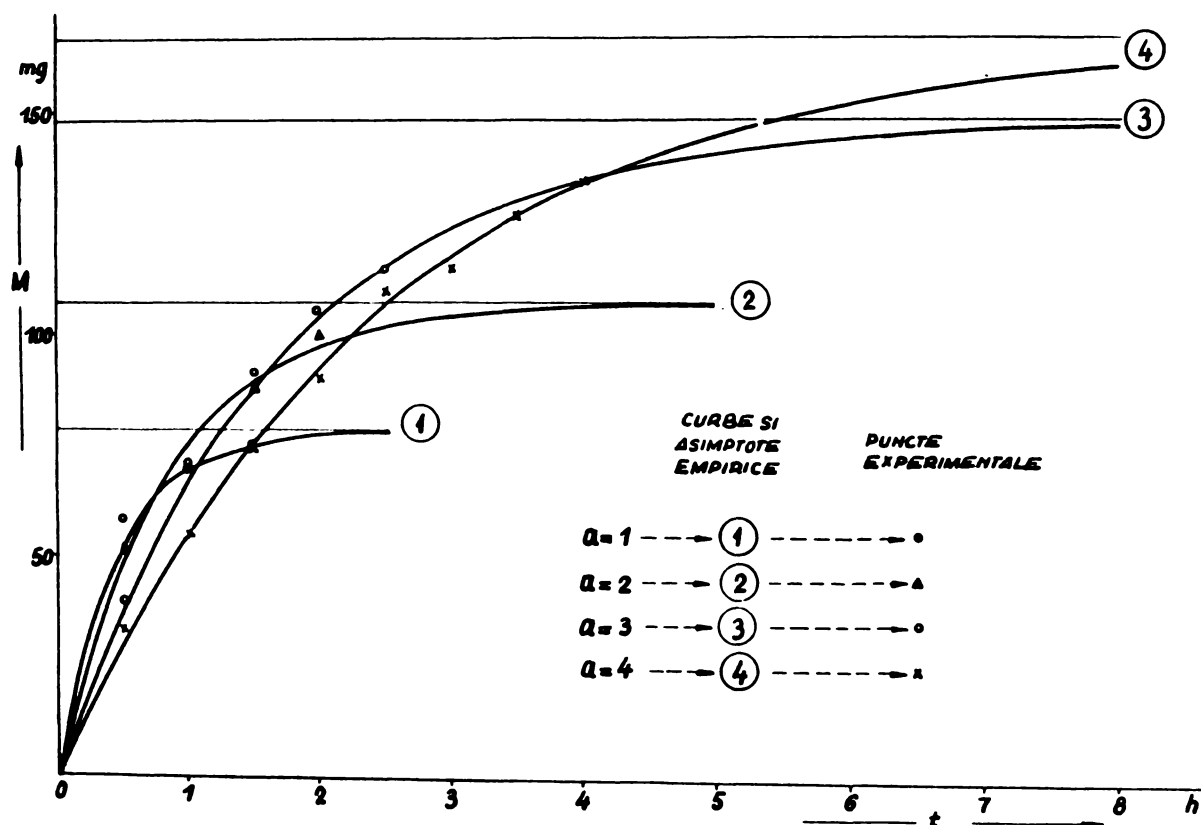


Fig.19.

bilim legea diferențială a procesului de sedimentare. Masa elementară dM , ce poate fi captată în intervalul de timp elementar dt , va depinde în primul rînd de cantitatea de masă pe care o poate primi filtrul pînă la saturație. Dacă cantita-

tea depusă la momentul respectiv este M , iar masa de saturație M_s , atunci dM va fi proporțional cu $M_s - M$. Putem scrie deci

$$dM = \beta(M_s - M)dt \quad (\text{III-5})$$

unde β este un factor de timp, avînd dimensiunile

$$|\beta| = T^{-1}.$$

Separînd variabilele în expresia (III-5), ajungem la

$$\frac{dM}{M_s - M} = \beta \cdot t$$

care ne conduce la legea finită

$$M_s - M = C \cdot e^{-\beta t}$$

Avînd în vedere condițiile inițiale :

$$t = 0, \quad M = 0$$

se obține pentru constanta arbitrară

$$C = M_s.$$

Inlocuind această valoare în expresia de mai sus, masa sedimentată este dată de funcția

$$M = M_s (1 - e^{-\beta t}),$$

adică de o funcție identică cu cea presupusă în mod empiric prin relația (III-1).

Mărimile specifice M_s și β , ce apar în această funcție depind de o serie de factori, printre care și dimensiunile liniare ale ochiului rețelei a .

In cele ce urmează încercăm să stabilim o dependență în raport cu acest parametru.

III-2.4.1. Masa de saturație. Observînd modul de depunere a particulelor de fum pe filtrul din fire de bumbac se constată că, la început depunerile se fac în colțurile ochiului și pe măsură ce trece timpul, depunerile se întind, reducînd în mod

treptat spațiul liber al ochiului. Când suprafața devine mică, filtrele trec spre saturație. Este evident că ochiul nu devine o suprafață impermeabilă la saturație, deoarece fluidul desprinde masa deja sedimentată. Se ajunge astfel la un echilibru dinamic între sedimentare și desprindere.

- Este de remarcat că spațiul liber al ochiului nu este o suprafață singulară separată, ci o sumă de suprafețe elementare distribuite între fibrele ochiului.

- Felul cum decurge sedimentarea depinde în primul rând de o subrețea, formată de fibrele de lână din interiorul ochiului. De asemenea se pare că flexibilitatea acestor fibre și a funinginii depuse joacă un rol important în fenomenul intim de depunere a particulelor de fum. De fapt, datorită flexibilității, fibrele pot urmări mai fidel mișcarea stratului limită a curentului de fluid, reducând astfel gradientul de viteză între fluid și suport. Această stare favorizează interacțiunea forțelor de adeziune respectiv de coeziune dintre particulă și suport.

Numai în felul acesta putem explica formarea ciorchineilor de funingină într-un coș. Creșterea rapidă a acestora, în-deosebi în condițiile de apariție a vârtejurilor în masa fluidului, se datorește în primul rând flexibilității lor extraordinare.

Pe baza considerentelor de mai sus putem schița fig.20, un model pentru explicarea modului de funcționare al unui ochi din rețeaua filtrului. Elementul (firul tors) care desparte două ochiuri învecinate formează o piedică pentru curentul de fluid. Lățimea eficace a acestei piedici este notată cu d . Ea nu trebuie confundată cu grosimea firului tors, din care es-

te confecționat filtrul. Suprafața eficace a ochiului devine astfel

$$S_1 = (a-d)^2$$

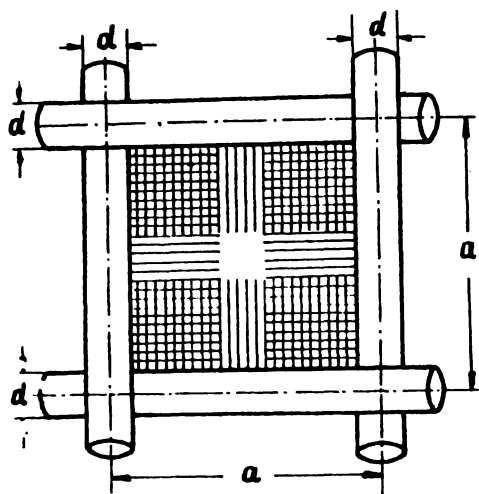


Fig.20.

In spațiul liber al ochiului ce coincide cu suprafața eficace, se formează o subrețea prin capetele libere ale fibrelor de lână. Desimea acestora variază, avînd densitatea cea mai mare în colțurile ochiului. Partea centrală a ochiului poate să fie lipsită de o asemenea rețea, mai ales dacă ochiul este mare. Vom admite că în cazul saturației masa depusă este proporțională cu mărimea suprafeței eficace. Dacă ne referim la masa sedimentată pe unitatea de suprafață a rețelei, putem scrie

$$M_s = M_o (a-d)^2 \cdot n_o$$

unde M_o este un factor de proporționalitate, iar n_o numărul de ochiuri pe unitatea de suprafață a filtrului, adică

$$n_o = \frac{1}{a^2}$$

In felul acesta obținem pentru masa de saturație

$$M_s = M_o \left(\frac{a-d}{a} \right)^2 \quad \text{(III-6)}$$

Dependența dintre M_s și $\frac{a-d}{a}$, stabilită pe cale experimentală, este reprezentată în fig.21 cu ajutorul datelor empirice din tabelul Nr.7. La prima vedere punctele discrete par să se înșira pe o linie dreaptă. Dar putem găsi o curbă empirică corespunzătoare funcției (III-6). Această relație o putem scrie sub forma

$$a \cdot \sqrt{M_s} = a \cdot \sqrt{M_0} - d \cdot \sqrt{M_0}$$

Notînd

$$\sqrt{M_0} = x; \quad d \cdot \sqrt{M_0} = y \quad \text{și}$$

$$a \cdot \sqrt{M_s} = c$$

ajungem la ecuația liniară

$$\sum a_i x_i - 4y = \sum c_i$$

a_i și c_i putînd fi luate, respectiv determinate, cu ajutorul datelor din tabelul Nr.7.

Cu ajutorul solu-

țiilor din sistemul afe-

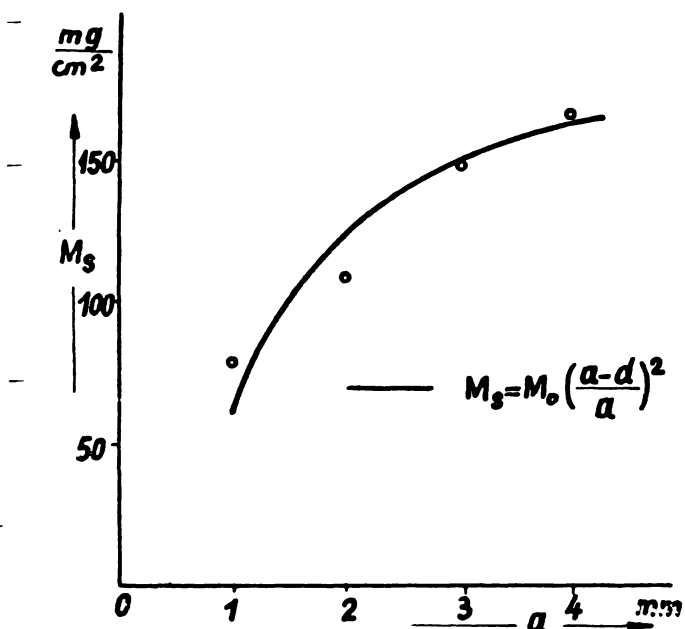


Fig.21.

rent de ecuații normale se obține

$$M_0 = 20,85 \text{ mg/cm}^2 \quad \text{și} \quad d = 0,46 \text{ mm.}$$

Dacă introducem aceste date în (III-6) putem stabili curba empirică $M_s = M_s(a)$. Ea este reprezentată în fig.21. Se constată că, ea aproximează în mod satisfăcător alura indicată de punctele determinate pe cale experimentală.

III-2.4.2. Factorul de timp β este o mărime care este în strînsă legătură cu viteza de sedimentare a filtrului. Acest lucru rezultă din modul cum a fost definit rolul lui prin relația (III-5). În partea incipientă a curbei de sedimentare, viteza de sedimentare are o valoare maximă. Ea rezultă din relația (III-2) pentru $M = 0$ și este

$$\left(\frac{dM}{dt}\right)_0 = \beta \cdot M_s$$

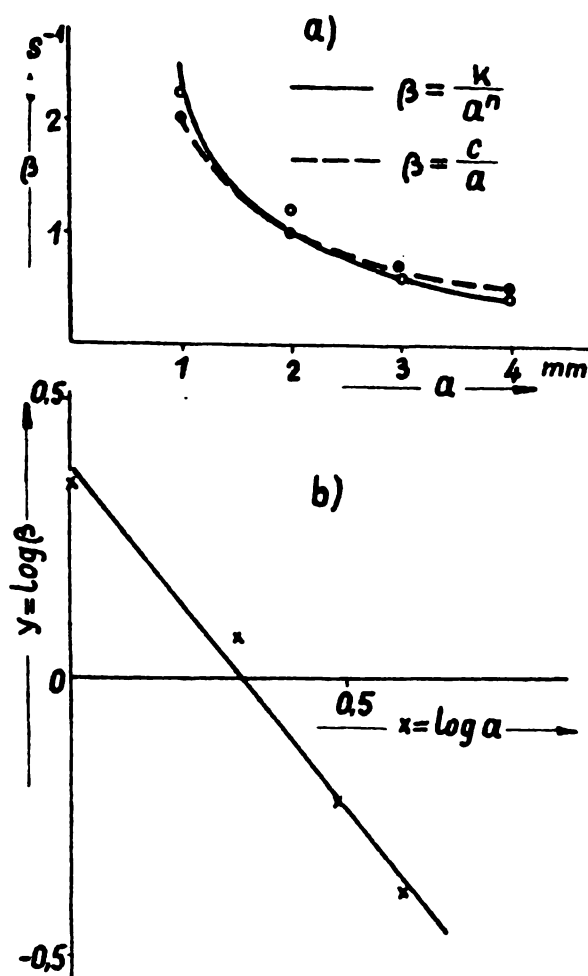
Avînd în vedere că ea este mai mare în cazul filtrelor cu ochiuri mici, rezultă o dependență invers proporțională cu

a la o anumită putere.

Un raționament fizic, legat de modelul prezentat în fig.20 ne conduce la aceeași concluzie. De fapt, folosind aceleași fire de lână și micșorând ochiul filtrului, rețeaua din spațiul liber devine mai densă, favorizând astfel captarea particulelor din suspensia coloidală.

De altfel, dacă luăm în considerare datele experimentale și valorile empirice pentru β din tabelul Nr.7 și le reprezentăm în mod grafic, ajungem la o concluzie similară.

În fig.22 a sînt marcate punctele, care exprimă depen-



dența dintre β și a. Se constată că pozițiile lor marchează o curbă din categoria hiperbolelor, date de relația

$$\beta = \frac{K}{a^n} \quad (\text{III-7})$$

Logaritmînd relația, obținem

$$\log \beta = \log K - n \cdot \log a$$

Dacă notăm

$$\log \beta = y; \log K = y_0$$

și $\log a = x$,

ajungem la expresia liniară

$$y = y_0 - n \cdot x$$

Fig.22.

În fig.22 b sînt reprezentate punctele care derivă din datele experimentale. Punctele se înșiră într-o primă aproximație în jurul unei linii drepte.

Considerînd perechile de valori x_i, y_i corespunzătoare acestor puncte, y_0 și n pot fi determinate prin metoda celor mai mici pătrate.

Se obține astfel pentru

$$K = 2,382 \quad \text{și} \quad n = 1,23.$$

Funcția calculată pe baza acestor date este reprezentată în fig.22 a printr-o linie plină.

Este de remarcat că valoarea empirică a lui n din relația (III-7) este apropiată de unitate. Din această cauză este justificată și ipoteza că, β depinde invers proporțional cu puterea întâia a lui a , adică

$$\beta = \frac{C}{a}.$$

În aceste împrejurări

$$a\beta = C = \text{const.}$$

Condiție care nu este întocmai satisfăcută. Luînd media acestor produse, găsim

$$C = \frac{\sum \beta_i a_i}{n} = 2,012.$$

Ecuția empirică calculată cu această valoare pe baza relației (III-8) este reprezentată în fig.22 a prin linii întrerupte.

Pe lîngă faptul că punctele experimentale prezintă o abatere sistematică cu ceva mai pronunțată decît cea corespunzătoare relației (III-7), ipoteza făcută poate fi considerată justă.

Relația (III-8) este susceptibilă unei interpretări fizice mai adecvate, deoarece constanta C din numărător apare astfel cu dimensiunile unei viteze liniare.

III-2.4.3. Randamentul, respectiv viteza medie și viteza maximă de sedimentare pot fi considerate ca mărimi ce caracterizează modul de funcționare al unui filtru. Dat fiind că filtrul este destinat de a capta în timp impuritățile conținute în curentul de fluid ce străbate filtrul, randamentul lui se poate defini prin raportul celor două mărimi, pe care să-l denumim viteză medie de sedimentare \bar{W} . Dacă în decursul unui interval de timp t , se sedimentează o cantitate de M mg/cm² din suspensia coloidală, viteza medie va fi

$$\bar{W} = \frac{M}{t}$$

În cazul filtrelor din țesătură, masa sedimentată este dată de relația (III-1), astfel încât

$$\bar{W} = \frac{M_s (1 - e^{-\beta t})}{t} \quad (\text{III-9})$$

Având în vedere că expresia din membrul doi este o funcție monotonă, care

$$\text{pentru } t = 0 \text{ este } \bar{W}_0 = M_s$$

și

$$\text{pentru } t = \infty \quad \bar{W} = 0$$

rezultă că viteza medie descrește cu timpul de la o valoare maximă pînă la zero.

Aceeași trăsătură o reflectă și viteza de sedimentare prin relația (III-2)

$$W = \frac{dM}{dt} = \beta M_s \cdot e^{-\beta t} \quad (\text{III-10})$$

care descrește exponențial de la valoarea maximă

$$W_0 = \beta \cdot M_s$$

pînă la zero.

Dacă se dezvoltă funcția exponențială din expresia (III-9)

în serie, viteza medie de sedimentare devine

$$\bar{W} = \beta M_s \left(1 - \frac{\beta t}{2} + \frac{\beta^2 t^2}{6} - \frac{\beta^3 t^3}{24} + \dots \right)$$

Dacă $\beta t \ll 1$, termenii din serie pot fi neglijați față de 1 iar viteza medie devine

$$\bar{W} = \beta \cdot M_s = W_0 .$$

Se constată că în faza inițială, sedimentarea se face cu un randament maxim.

Dacă din punctul de vedere practic depunerea se consideră cu un randament în limitele de aproximare dată pentru $\frac{\beta T}{2} = \varepsilon < 1$, atunci se poate determina intervalul de timp T în care această aproximare este satisfăcută.

Intr-adevăr, în aceste condiții, termenii la puteri mari pot fi neglijați și

$$\bar{W} = \beta \cdot M_s \left(1 - \frac{\beta T}{2} \right) \quad (\text{III-11})$$

astfel că intervalul de timp, pentru care această aproximare este valabil, este dat de

$$T = \frac{2\varepsilon}{\beta} . \quad (\text{III-12})$$

Acest fapt constatat sugerează idea că, randamentul dorit poate fi menținut pentru un timp arbitrar, dacă filtrul este pus în situația de a funcționa mereu în faza inițială. Lucrul acesta poate fi realizat, dacă după un timp de funcționare T , filtrul este readus în starea inițială. Condiția aceasta se poate realiza prin îndepărtarea sedimentului depus și readucerea filtrului în camera de sedimentare.

Trebuie remarcat că, dacă îndepărtarea sedimentului se face printr-o scuturare mecanică, acesta trebuie să aibă loc în

afara curentului de fluid poluat.

Procesul de filtrare în aceste condiții capătă caracterul unui proces periodic, perioada fiind T . Masa sedimentată în decursul unei perioade va fi

$$M_s (1 - e^{-\beta T}),$$

iar într-un interval de timp arbitrar t , care conține n perioade, adică

$$t = n.T$$

masa sedimentată va fi

$$M = n.M_s (1 - e^{-\beta T})$$

sau

$$M = \frac{M_s (1 - e^{-\beta T})}{T} t.$$

Avînd în vedere, că

$$\frac{M_s (1 - e^{-\beta T})}{T} = \bar{W}$$

este viteza medie de sedimentare corespunzătoare unei perioade, atunci

$$M = \bar{W}.t \quad \text{(III-13)}$$

Dacă T este mic, astfel încît termenul din paranteza expresiei (III-11) poate fi neglijat față de unitate, atunci

$$\bar{W} = \beta.M_s = W_0$$

adică viteza maximă de sedimentare devine:

$$M = W_0.t \quad \text{(III-14)}$$

În acest caz sedimentarea se face cu cel mai mare randament posibil.

În situația în care se consideră valabilă relația (III-12), sedimentarea va fi dată de

$$M = \beta.M_s (1 - \varepsilon)t$$

sau

$$M = (1 - \xi) W_0 \cdot t \quad (\text{III-15})$$

Se poate considera factorul $(1 - \xi)$ drept randament față de sedimentarea maximă posibilă din partea filtrului considerat.

Din cele arătate mai sus se pot trage următoarele concluzii:

randamentul caracterizat prin viteza medie de sedimentare este o mărime care depinde de modul de exploatare al filtrului, pe cînd viteza maximă de sedimentare este o mărime specifică filtrului.

Dacă în relația dată pentru viteza maximă de sedimentare

$$W_0 = \beta \cdot M_s$$

înlocuim pe M_s și pe β prin relațiile (III-6) și (III-8), găsite în mod empiric, obținem

$$W_0 = M_0 \cdot C \frac{(a-d)^2}{a^3} \quad (\text{III-16})$$

De aici rezultă că, viteza de sedimentare a unui filtru depinde de dimensiunile ochiului și de grosimea eficace a firului de lînă din care este confecționat filtrul. Ea mai depinde de alte două mărimi: M_0 , avînd dimensiunile unei mase raportate la suprafață și C , o constantă cu dimensiunile unei viteze liniare. Ele îmbrățișează trăsăturile caracteristice ale curentului de fluid poluat ce trece prin filtru.

Este de remarcă că expresia (III-16) admite extreme în funcție de a . Intr-adevăr, prin anularea derivatei lui W_0 în raport cu a :

$$\frac{-a^2 + 4ad - 3d^2}{a^4} = 0$$

INSTITUTUL POLITEHNIC
TIMIȘOARA
BIBLIOTECA CENTRALĂ

obținem: pentru $a = d$ un minim $W_0 = 0$ și

pentru: $a = 3d$ un maxim

$$(W_0)_{\max} = \frac{4M_0 C}{27d} \quad (\text{III-17})$$

Din cele arătate rezultă că viteza maximă de sedimentare poate fi exprimată printr-un produs de doi factori, adică prin

$$W_0 = K \cdot f(a) \quad (\text{III-18})$$

unde factorul

$$K = M_0 C \quad (\text{III-19})$$

depinde de starea fizică a curentului de aer poluat, având dimensiunile

$$K = \frac{mg}{\text{cm} \cdot h}$$

și funcția:

$$f(a) = \frac{(a-d)^2}{a^3}, \quad (\text{III-20})$$

care are dimensiunile inverse ale unei lungimi și înglobează

mărimile geometrice ale filtrului din țesătură.

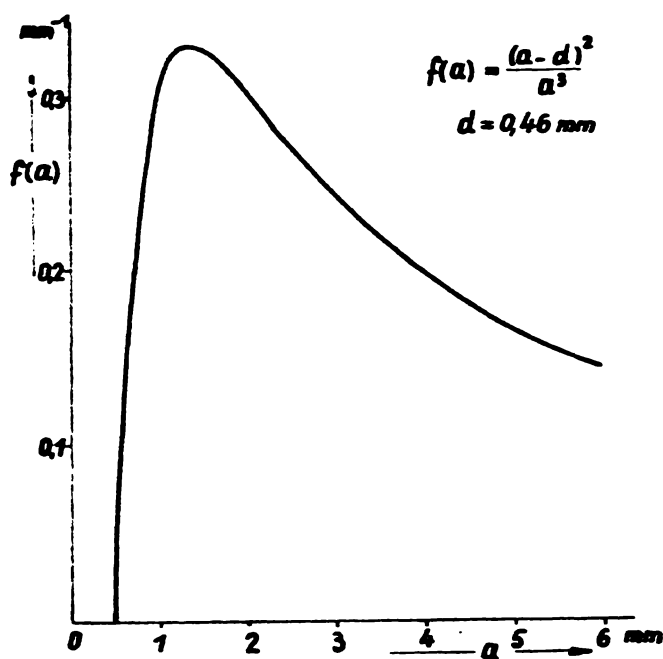


Fig.23.

In privința randamentului de sedimentare, factorul $f(a)$ joacă un rol important, ceea ce se reflectă și prin graficul ei reprezentat în fig.23. Se constată că, în partea incipientă creșterea este foarte pronunțată pînă la un maxim, condiționat de

$$a = 3 \cdot d ,$$

iar în continuare o scădere monotonă, mai lentă și asimptotică pînă la zero.

În concluzie se constată că,

- țesătura în care dimensiunile liniare ale ochiurilor sînt de trei ori mai mari decît diametrul eficace al firului, asigură o valoare optimă pentru viteza de sedimentare ;
- valoarea optimă este cu atît mai mare, cu cît diametrul eficace al firului este mai mic (vezi relația III-17).

III-3 PROCESUL DE FILTRARE ÎN FUNCȚIE DE UMIDITATE ȘI STAREA DE IONIZARE A FAZEI

Prezența umidității în aerul poluat joacă un rol important în procesul de sedimentare . Astfel particulele sub formă de microceață, favorizează aglutinarea particulelor dintr-o suspensie coloidală, contribuind la formarea particulelor mari, ce pot sedimenta chiar pe cale gravitațională. Factorii care intervin în favoarea acestor glomerule sînt determinați de fenomene de șoc și impact, precum și de tensiunea superficială a apei / 15 /.

În condițiile date, nu pot fi însă trecute din vedere anumite trăsături ale procesului de sedimentare, deoarece în cazul filtrelor din țesătură de lînă, se depun atît particule din suspensia coloidală cît și apă, care atribuie filtrului o stare umedă.

Acest complex de fenomene au fost studiate de SYLVAN / 16 / ținînd cont de dimensiunea particulelor și natura lor, dar fără a avea în vedere eficiența procesului de umiditate,

în special la filtrele din lână.

De aceea ne propunem să abordăm acest studiu, avînd în vedere, atît influența particulelor de microceață, cît și a stării lor de ionizare.

III-3.1. Metodologia experimentală. Măsurătorile experimentale au fost efectuate cu aceeași instalație, dar în condiții deosebite față de cele din paragraful III-2, unde umiditatea relativă a fost constatată de 55%. Asigurarea unei umidități diferențiate față de cea a mediului ambiant (cca. 55%) a necesitat introducerea unei umidități suplimentare, sau o diminuare a celei existente. Acest deziderat a fost realizat prin injectarea unei mase de vapori de apă în incinta instalației (fig.10) sau introducerea unei substanțe higroscopice în calea aerului spre incintă.

De asemenea menținerea unei temperaturi constante, mai ales în timpul funcționării instalației de ionizare, a necesitat anumite precauțiuni (vezi II-1). Aceste pregătiri au avut ca urmare o perturbare a procesului, încît măsurătorile au fost efectuate inițial de un regim tranzitoriu, care în anumite împrejurări a durat destul de mult, pînă la atingerea regimului staționar ca procent de umiditate și grad de temperatură.

Pentru o anumită dimensiune a ochiului țesăturii, s-a folosit același filtru pentru diferitele grade de umiditate. În acest scop, fiecare filtru a fost curățat, spălat și uscat înainte de introducerea lui în instalația experimentală. De asemenea al a fost cîntărit înainte și după experimentare, determinînd astfel masa sedimentată.

Spre deosebire de metodologia folosită în paragraful precedent, nu s-a urmărit depunerea în funcție de timp, deoarece

starea tranzitorie ar fi implicat date afectate de erori, în-deosebi în cazul intervalelor mici de sedimentare. Din această cauză, timpul de depunere s-a ales constant și anume egal cu o oră. În felul acesta masa depusă, raportată la suprafața filtrului, este numeric egală cu viteza medie de sedimentare \bar{W} , pentru intervalul de timp egal cu unitatea ($t=1$ h). Pe baza relației (III-9) vom avea astfel

$$W = M_s (1 - e^{-\beta}) \quad (\text{III-21})$$

În această expresie apare masa de saturație M_s și factorul de timp, mărimi care pot fi urmărite în mod implicit în funcție de umiditate și de mărimea ochiului filtrului.

Rezultatele experimentale oferă posibilitatea de a stabili în ce măsură legile empirice găsite în paragraful precedent sînt susceptibile în analiza procesului de sedimentare sub influența umidității și a stării de ionizare a fazei.

III-3.2. Rezultatele experimentale pentru starea naturală a fazei sînt redată în tabelul Nr.8 (Datele experimentale

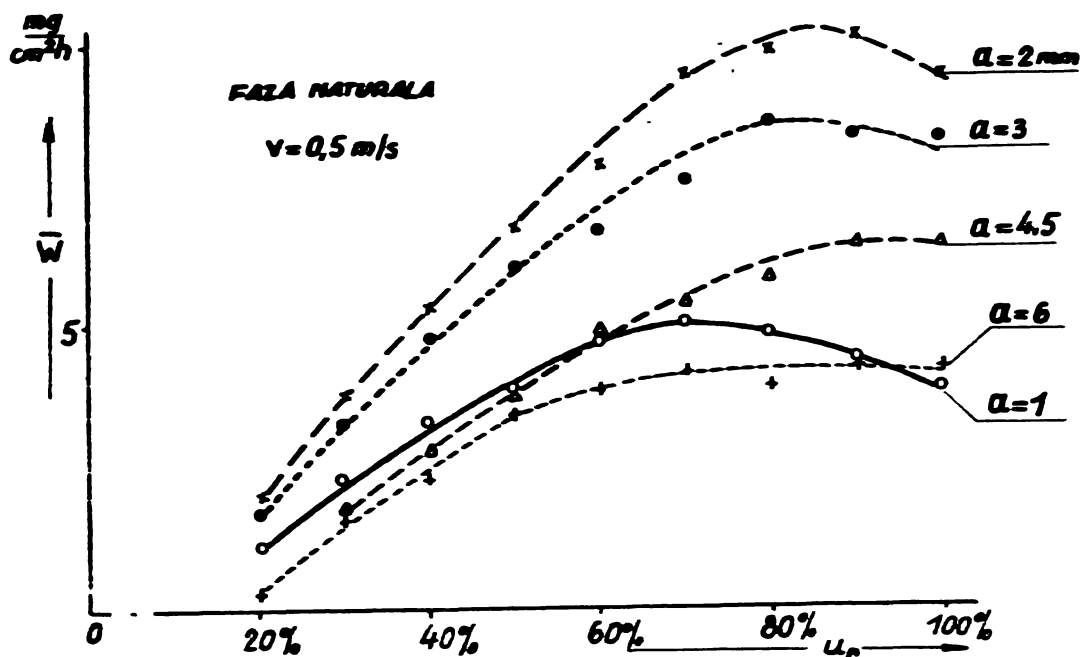
reprezintă valorile medii a două serii de determinări).

TABEL Nr.8

		FAZA NATURALA							
		$t = 1 \text{ h} \quad V = 0,5 \text{ m/s}$							
		$\bar{W}_0 \text{ mg/cm}^2 \text{ h}$							
Ur	a	0,5mm	1	2	3	4	4,5	5	6
20 %		0,8	1,1	2,0	1,7	1,4	-	0,5	0,3
30 %		1,3	2,25	3,75	3,25	2,45	1,8	1,7	1,55
40 %		2,5	3,3	5,25	4,75	3,75	2,8	2,7	2,3
50 %		3,0	3,85	6,7	6,0	5,2	3,8	3,8	3,4
60 %		3,3	4,65	7,8	6,6	5,6	4,9	4,4	3,8
70 %		3,65	5,0	9,4	7,5	6,8	5,4	4,6	4,7
80 %		3,5	4,8	9,8	8,55	7,4	5,8	5,9	3,9
90 %		3,1	4,35	10,05	8,3	7,0	6,4	5,3	4,2
100 %		2,0	3,8	9,3	8,2	6,9	6,4	5,1	4,2

Dependența vitezei medii de sedimentare în funcție de umiditatea relativă este reprezentată în fig.24 pentru diferitele mărimi ale ochiului

rețelei. Se constată că, viteza de sedimentare crește cu gra-



dul de umiditate, atin-
gînd în general,
un maxim după care
urmează o des-
creștere lentă.

Fig.24:

Maximul

se situează în jurul umidității relative de cca. 80%.

Din familia de curbe, în care dimensiunile liniare ale ochilor este parametru, se desprinde o creștere accentuată a fenomenului de sedimentare pînă la $a = 2 \text{ mm}$, după care apare o descreștere cu mărirea ochiului.

Acest fapt reiese mai clar în evidență, prin graficele din fig.25, în care umiditatea apare ca un parametru.

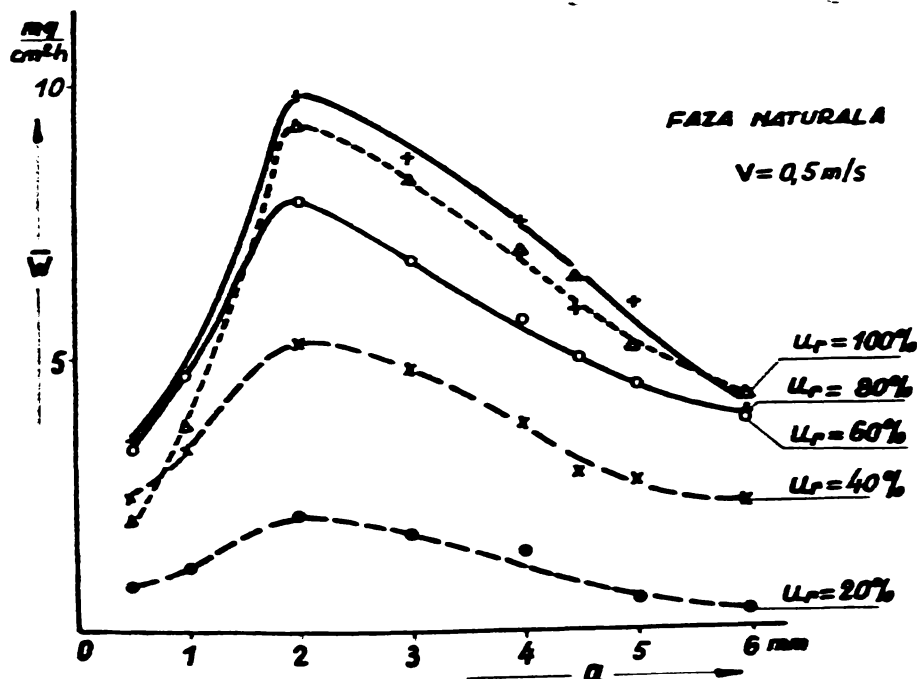


Fig. 25.

Deși prin măsurători directe nu s-a reușit a se stabili valoarea lui a , corespunzătoare efectului maxim, totuși datele experimentale indică o valoare în jur de $a=2$ la toate curbele din această figură.

Din cele arătate se poate trage o concluzie preliminară în sensul că, procesul de sedimentare prezintă un maxim pentru filtrul cu un ochi de cca. 2 mm, valoarea lui crescând cu gradul de umiditate pînă la cca. 80%, după care urmează o scădere lentă.

III-3.3. Rezultatele experimentale în cazul stării ionizate ale fazei sînt prezentate în tabelul Nr.9. În general,

se constată că valorile pentru viteza medie de sedimentare sînt mai mari decît cele corespunzătoare stării naturale.

TABEL Nr.9 FAZA IONIZATA
t = 1h; V = 0,5m/s

Ur	W_0 mg/cm ² h							
	0,5mm	1	2	3	4	4,5	5	6
20 %	1,8	3,0	7,2	5,5	3,7	-	1,7	0,8
30 %	2,5	4,0	8,75	6,75	5,2	4,4	3,05	2,35
40 %	3,4	5,0	9,95	8,2	6,15	5,5	4,35	2,9
50 %	3,8	5,5	11,1	9,3	7,6	6,6	5,5	4,4
60 %	4,0	6,0	11,85	10,2	8,7	7,5	6,2	5,2
70 %	4,15	6,5	11,9	10,55	9,4	8,1	7,1	6,25
80 %	4,5	6,5	11,5	10,7	9,6	8,9	7,8	6,5
90 %	4,4	6,35	11,25	10,0	9,25	8,7	7,75	6,7
100 %	4,2	6,15	11,1	9,8	9,1	8,4	7,7	6,6

Graficele din fig.26 justifică această afirmație prin compararea lor cu cele corespunzătoare din fig.24. Rezultă că și în acest caz, curba privitoare la $a=2$, se situează peste celelalte, iar maximum vitezei de sedimentare apare la o umiditate mai mică decît 80%.

Dependența procesului de sedimentare în funcție de dimensiunile ochiului filtrului, pentru diferite grade de umidi-

tate, este redată în graficul din figura 27. Maximele se află

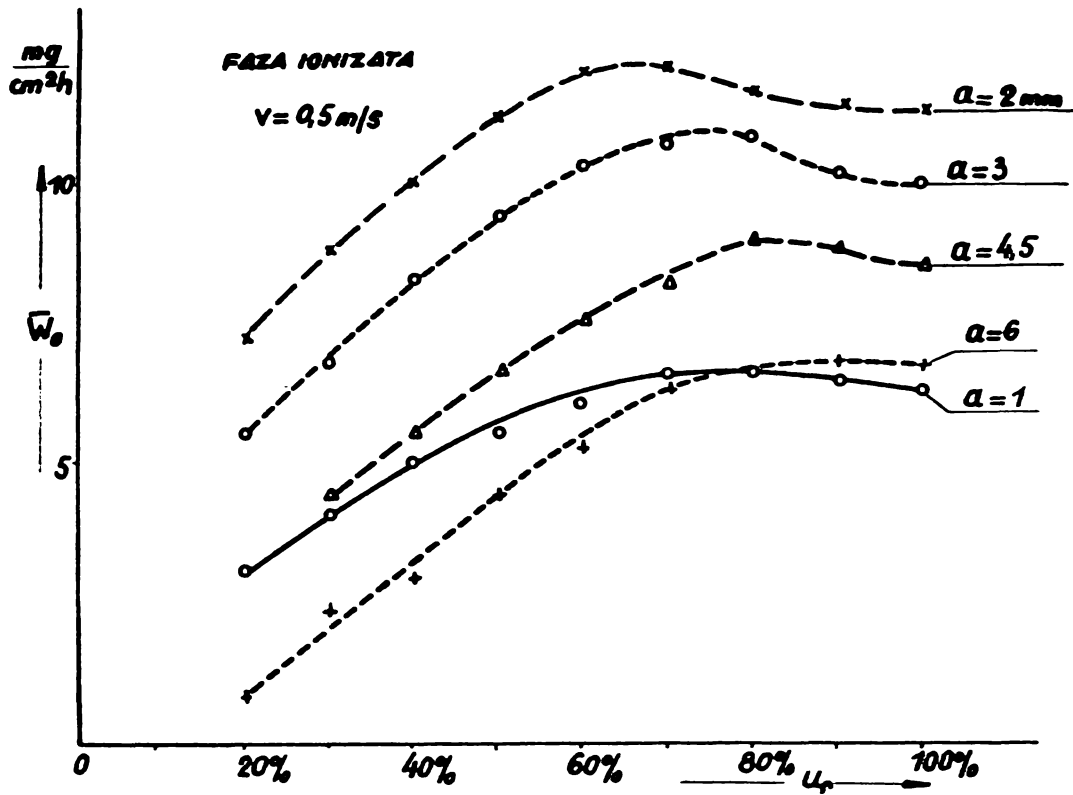


Fig.26.

și în acest caz pentru ochiul cu dimensiunea de cca. 2 mm.

În contextul unor concluzii preliminare se poate afirma că și în acest caz viteza medie de sedimentare depinde de

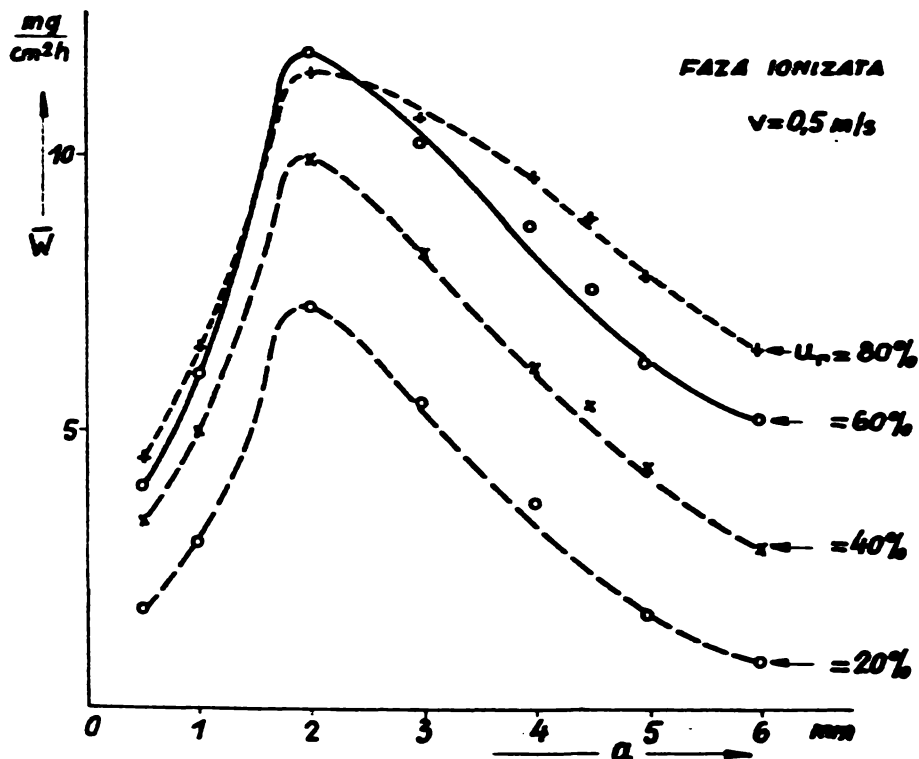


Fig.27.

umiditatea fazei și de mărimea ochiului ca în stare naturală, cu deosebirea că ionizarea mărește capacitatea de sedimentare.

III-3.4. Interpretarea rezultatelor experimentale se referă în primul rând la modul cum ele pot fi aduse în concordanță cu considerațiile teoretice și cu legile empirice, stabilite în paragraful precedent, III-2.

Este de reținut că aceste legi au fost găsite pe baza analizei rezultatelor experimentale, aferente unor cercetări pe o singură secțiune orizontală ($u_r = 55\% = \text{const.}$) a fenomenului de sedimentare. Extinderea măsurătorilor pentru diferite grade de umiditate permit a analiza fenomenul și pe verticală, în sensul extinderii legilor găsite sub un aspect mai general.

Intr-adevăr, relația III-21 pentru viteza medie de sedimentare, reflectă ipoteza că sedimentarea în funcție de timp are loc după legea empirică III-9. În cazul când se admite că, dimensiunile geometrice ale filtrului, îndeosebi a diametrului eficace a firului nu sînt afectate nici de umiditate și nici de starea de ionizare, atunci pentru masa de saturație este valabilă relația teoretică (III-6), astfel că legea de sedimentare se poate scrie sub forma

$$M = M_0 \left(\frac{a-d}{a} \right)^2 (1 - e^{-\beta t}) \quad (\text{III-22})$$

În aceste condiții apar două mărimi: M_0 și β , care pot reflecta în mod cantitativ influența umidității și a ionizării în procesul de sedimentare a particulelor din suspensie coloidală.

Sensul fizic al factorului M_0 , pe care-l definim ca masa de saturație absolută, rezultă din considerațiile că

pentru cazul cînd $a \gg d$ și $l \gg a$,

avem

$$M = M_0.$$

Deci masa de saturație absolută reprezintă masa de saturație sedimentată pe un filtru, la care diametrul eficace al firelor este neglijabil față de dimensiunile liniare ale ochiului.

Referitor la factorul de timp β , s-au stabilit două forme posibile de dependență a lui de dimensiunile ochiului rețelei, exprimate prin relația (III-7), respectiv (III-8). Se oferă astfel posibilitatea de a stabili prin analiza rezultatelor pe verticală, care din aceste două formulări se apropie mai mult de realitatea fizică.

În cele ce urmează vom studia acest aspect, în două variante.

III-3.4. Varianta I. Admitem dependența factorului de timp β de a sub forma empirică exprimată prin relația (III-8), adică

$$\beta = \frac{C}{a}.$$

Ea prezintă avantajul că implică, pe de o parte o singură mărime ce este afectată de umiditate și de ionizare, iar pe de altă parte, fondul fizic al acestei expresii este mai intuitiv, dat fiind că C are - cum s-a stabilit - dimensiunile unei viteze liniare.

În lumina acestor ipoteze, dacă se ia în considerare și relația (III-22), viteza medie de sedimentare (III-21) capătă o formă explicită, redată prin

$$\bar{w} = M_0 \left(\frac{a-d}{a} \right)^2 \left(1 - e^{-\frac{C}{a}} \right),$$

ce conține constanta C , care este dependentă de umiditate și

de starea de ionizare.

In aceste împrejurări, viteza medie de sedimentare apare ca un produs de doi factori

$$\bar{W} = M_0 \cdot g(a) \quad (\text{III-23})$$

în care masa de saturație absolută M_0 este o mărime determinată - între altele - de umiditate și de ionizare. Al doilea factor, care poate fi considerat ca o funcție pseudo-geometrică

$$g(a) = \left(\frac{a-d}{a} \right)^2 \left(1 - e^{-\frac{C}{a}} \right) \quad (\text{III-24})$$

conține, pe lângă dimensiunile geometrice ale filtrului și constanta C , dependentă de umiditate și ionizare.

Alura curbelor de sedimentare în funcție de a este determinată de această funcție pseudo-geometrică. Ea admite extreme, ce rezultă din anularea derivatei în raport cu a . Se află astfel un minim evident pentru $a=d$ și un maxim, pentru un a dat de soluția ecuației transcendente

$$e^{-\frac{C}{a}} = \frac{2ad}{(2d+C)a - C \cdot d} \quad (\text{III-25})$$

Avînd în vedere ipoteza făcută mai sus și anume că $d = 0,45$ mm, ecuația devine

$$e^{-\frac{C}{a}} = \frac{0,9 \cdot a}{(C+0,9)a - 0,45 C} \quad (\text{III-26})$$

Pentru o valoare dată a lui C , ecuația poate fi rezolvată grafic, respectiv prin aproximări succesive.

In paragraful III-2 s-a găsit o valoare orientativă: $C=2$. Pentru acest caz soluționarea grafică a ecuației transcendente (III-26) este redată în fig.28. După cum rezultă din aceasta, maximul funcției se află pentru

$a = 2 \text{ mm.}$

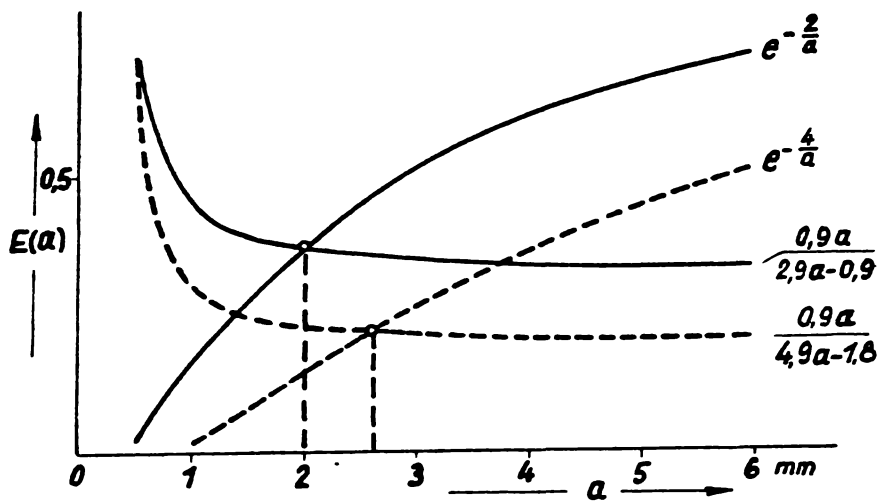


Fig.28.

ri ale unor valori apropiate $C=2$ sînt reprezentate în fig.29

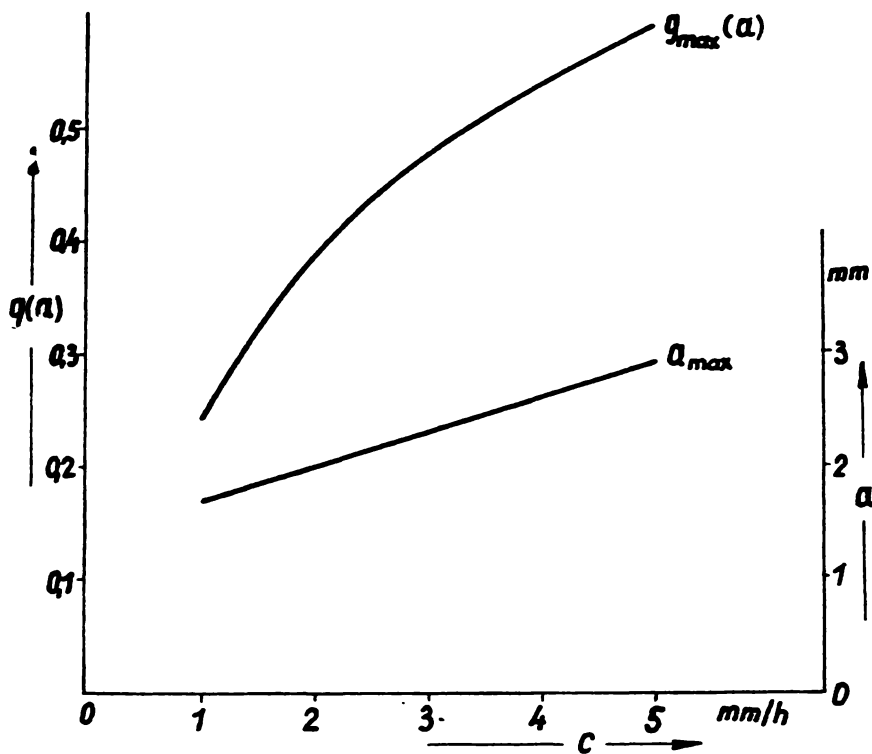


Fig.29.

Graficele din fig.27 și 27 reflectă calitativ această trăsătură în sensul că, maximele lor pot fi presupuse în jurul

In aceeași figură, s-a reprezentat, ca o exemplificare și soluția grafică a ecuației pentru $C=4$. Maximul se află în acest caz pentru $a = 2,6 \text{ mm.}$

Rezultatele pentru alte cazuri

ca o dependență a lui a , respectiv al maximului corespunzător funcției $g(a)$, de valoarea lui C .

Se constată că, în limitele considerate, variația lui a în funcție de C este aproape liniară, după o pantă relativ mică și crescătoare.

valorii $a=2$. Indicarea cu precizie a maximelor, în scopul determinării lui β nu este posibilă în situația dată.

Dacă ne referim la alura curbelor ce reprezintă dependența dintre viteza medie de sedimentare și dimensiunile ochiului, constatăm că ea este determinată de variația factorului pseudo-geometric $g(a)$. Graficele acestei funcții sînt reprezentate în figura 30, pentru trei valori ale parametrului C și anume pen-

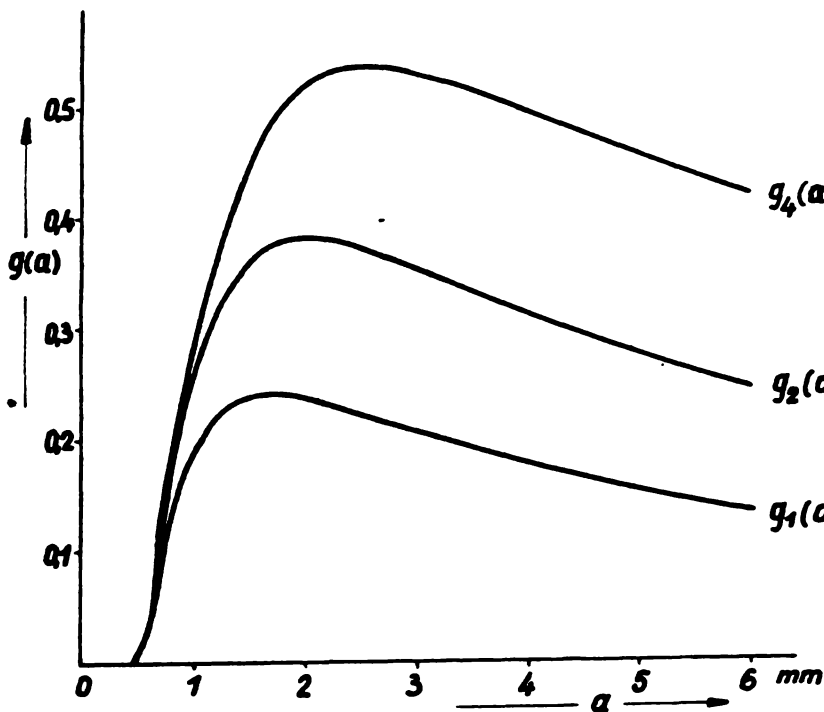


Fig. 30.

tru $C=1; 2; 4$. Pentru o mai ușoară orientare s-a notat

$g_c(a) = \left(\frac{a-d}{a}\right)^2 (1 - e^{-\beta a})$ indicele lui $g(a)$ fiind egal cu valoarea lui C .

Se constată că alura acestor curbe este asemănătoare cu cea a graficelor din figurile 25 și 27.

Pentru a putea scoate în evidență anumite concluzii privind masa de saturație absolută și factorul de timp β , prin intermediul lui C , remarcăm că raportul

$$\frac{W}{g(a)} = M_0,$$

rezultat din relația (III-23), trebuie să fie constant - din punct de vedere teoretic - oricare ar fi a . Datele experimentale vor fi în acord cu teoria, dacă

$$\frac{W_{\text{exp}}}{g_c(a)} = Q = \text{const.}$$

pentru o anumită valoare a lui C , care s-ar putea determina prin metoda aproximărilor succesive.

In tabelul Nr.10 sînt redate valorile acestui raport Q

TABEL Nr. 10 FAZA NATURALA
 $t=1h; V=0.5m/s$ $Q = \frac{\bar{W}_{exp}}{g_2(a)}$

Ur	a	1mm	2	3	4	4,5	5	6
	$g_2(a)$	0,2616	0,3796	0,3516	0,3099	0,2904	0,2730	0,2423
20%	\bar{W}_{exp}	1,1	2,0	1,7	1,4	-	0,5	0,3
	Q	4,2	5,27	4,84	4,52	-	1,83	1,24
30%	\bar{W}_{exp}	2,25	3,75	3,25	2,45	1,8	1,7	1,55
	Q	8,6	9,88	9,24	7,91	6,2	6,23	6,4
40%	\bar{W}_{exp}	3,3	5,25	4,75	3,75	2,8	2,7	2,3
	Q	12,61	13,83	13,51	12,1	9,64	9,89	9,49
50%	\bar{W}_{exp}	3,85	6,7	6,0	5,2	3,8	3,8	3,4
	Q	14,72	17,65	17,06	16,78	13,09	13,92	14,03
60%	\bar{W}_{exp}	4,65	7,8	6,6	5,6	4,9	4,4	3,8
	Q	17,78	20,55	18,77	18,07	16,87	16,12	15,68
70%	\bar{W}_{exp}	5,0	9,4	7,5	6,8	5,4	4,6	4,1
	Q	19,11	24,76	21,33	21,94	18,6	16,85	16,92
80%	\bar{W}_{exp}	4,8	9,8	8,55	7,4	5,8	5,9	3,9
	Q	18,35	25,82	24,32	23,88	19,97	21,61	16,1
90%	\bar{W}_{exp}	4,35	10,05	8,3	7,0	6,4	5,3	4,2
	Q	16,63	26,48	23,61	22,59	22,04	19,41	17,33
100%	\bar{W}_{exp}	3,8	9,3	8,2	6,9	6,4	5,1	4,2
	Q	14,53	24,50	23,32	22,27	22,0	18,68	17,33

în cazul fazei naturale pentru diferitele stări de umiditate, respectiv dimensiunile rețelei. Se constată că, în limitele unei aproximații grosolane, valoarea lui

Q , poate fi considerată constantă, pentru 2 a 4. Apar însă abateri sistematice în sensul descreșterii acesteia cu mărirea ochiului. Abaterile sînt de asemenea mari pentru ochiul $a=1$ mm.

Referitor la faza ionizată, s-au prezentat valorile corespunzătoare ale lui Q , în aceleași condiții $C=2$, în tabelul Nr.11. Se constată și aici aceleași abateri sistematice, cu excepția stărilor de umiditate: 80% + 100 %.

Făcînd abstracție de satele pentru $a=1$ mm și $a=6$ mm, raportul pentru Q poate fi considerat afectat numai de erori ac-

cidentale.

In ultima coloană a tabelului este trecută valoarea me-

TABEL Nr. 11

FAZA IONIZATA

t = 1h; V = 0,5 m/s

$$Q_2 = \frac{\bar{W}_{exp}}{g_2(a)}$$

Ur	a	1 mm	2	3	4	4,5	5	6	\bar{Q}
	$g_2(a)$	0,2616	0,3796	0,3516	0,3099	0,2904	0,2730	0,2423	
20%	\bar{W}_{exp}	3,0	7,2	5,5	3,7	-	1,7	0,8	
	Q	11,5	19,-	15,6	11,9	-	6,2	3,3	
30%	\bar{W}_{exp}	4,0	8,75	6,75	5,2	4,4	3,05	2,35	
	Q	15,3	23,1	19,2	16,8	15,2	11	9,7	
40%	\bar{W}_{exp}	5,0	9,95	8,2	6,15	5,5	4,35	2,9	
	Q	19,1	26,2	23,3	19,8	18,3	15,9	12	
50%	\bar{W}_{exp}	5,5	11,1	9,3	7,6	6,6	5,5	4,4	
	Q	21,-	29,2	26,5	24,5	22,7	20,1	18,3	
60%	\bar{W}_{exp}	6,0	11,85	10,2	8,7	7,5	6,2	5,2	
	Q	22,9	31,2	29,0	28,1	25,8	22,7	21,5	
70%	\bar{W}_{exp}	6,5	11,9	10,55	9,4	8,1	7,1	6,25	
	Q	24,8	31,3	30	30,3	27,9	26,-	25,8	
80%	\bar{W}_{exp}	6,5	11,5	10,7	9,6	8,9	7,8	6,5	30,2
	Q	(24,8)	30,3	30,4	31	30,6	28,6	(26,8)	
90%	\bar{W}_{exp}	6,35	11,25	10	9,25	8,7	7,75	6,7	29,2
	Q	(24,3)	29,6	28,4	29,8	30	28,4	(27,7)	
100%	\bar{W}_{exp}	6,15	11,1	9,8	9,1	8,4	7,7	6,6	28,7
	Q	(23,5)	29,2	27,9	29,4	28,9	28,2	(27,2)	

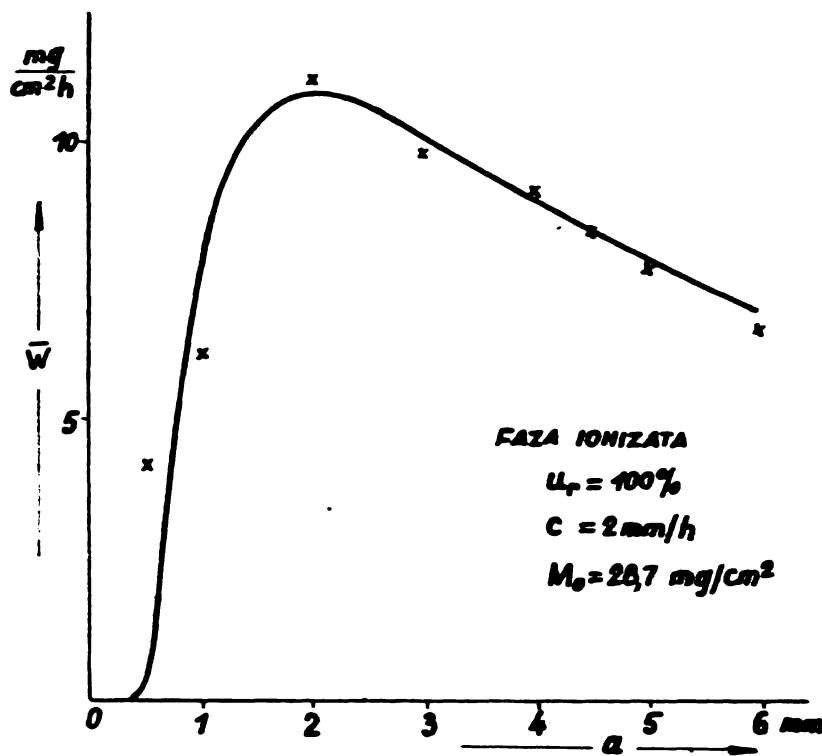
die a lui Q pentru $u_r=80\%$; 90% și 100%, ne-luînd în considerare valorile trecute în paranteză. Mediile astfel găsite pot fi considerate drept

valorile lui M_0 .

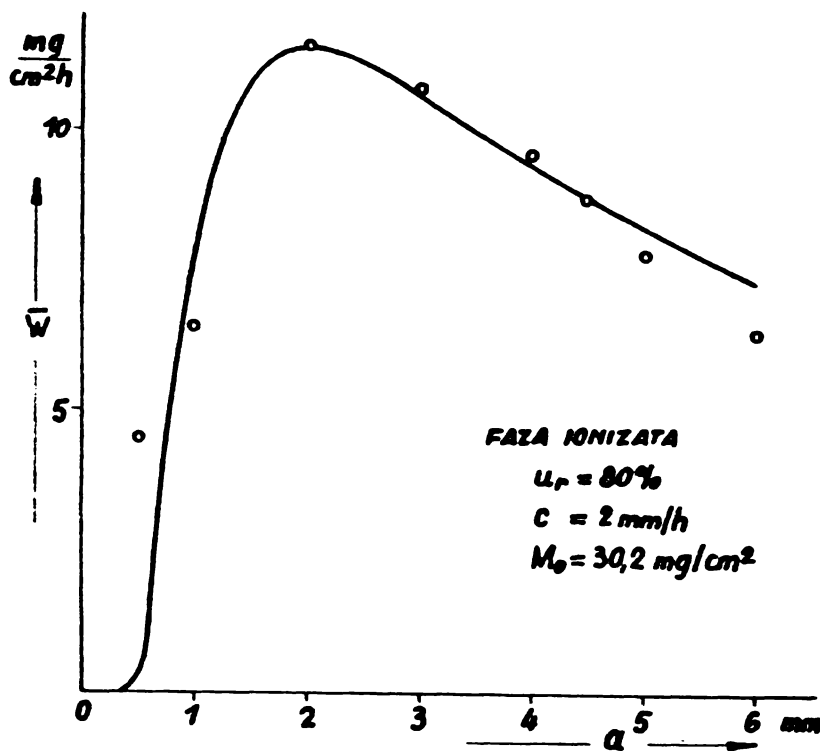
Cu ajutorul acestora, s-au determinat curbele teoretice ale vitezei medie de sedimentare pentru $C=2$ și $u_r=100\%$, respectiv $u_r=80\%$, reprezentate în figurile 31 a și 31 b. In aceste figuri s-au trecut și valorile găsite pe cale experimentală. Se constată că ele se situează în mod satisfăcător în vecinătatea curbelor teoretice.

Este însă de remarcat că, se conturează o anumită abatere sistematică a punctelor experimentale în sensul că ele se așează sub curba teoretică pentru valori mai mari ale lui a . De

asemenea apar abateri mai pronunțate pentru valorile mai mici ale lui a .



a)



b)

fig.31.

Este evident că legea empirică nu cuprinde în formularea ei o seamă de factori, sub formă de parametri, care determină acest proces complex de sedimentare. Ele influențează în mod hotărîtor mărimile M_0 și .

Pentru a arăta acest lucru, s-au determinat curbele teoretice pentru diferitele grade de umiditate, luînd drept premize faptul că maximele lor se situează la $a=2$, ceea ce implică și faptul că are aceeași valoare, dată de $C=2$. In figura 32 sînt re-

prezentate aceste curbe pentru trei cazuri ale gradului de umiditate, împreună cu punctele experimentale corespunzătoare

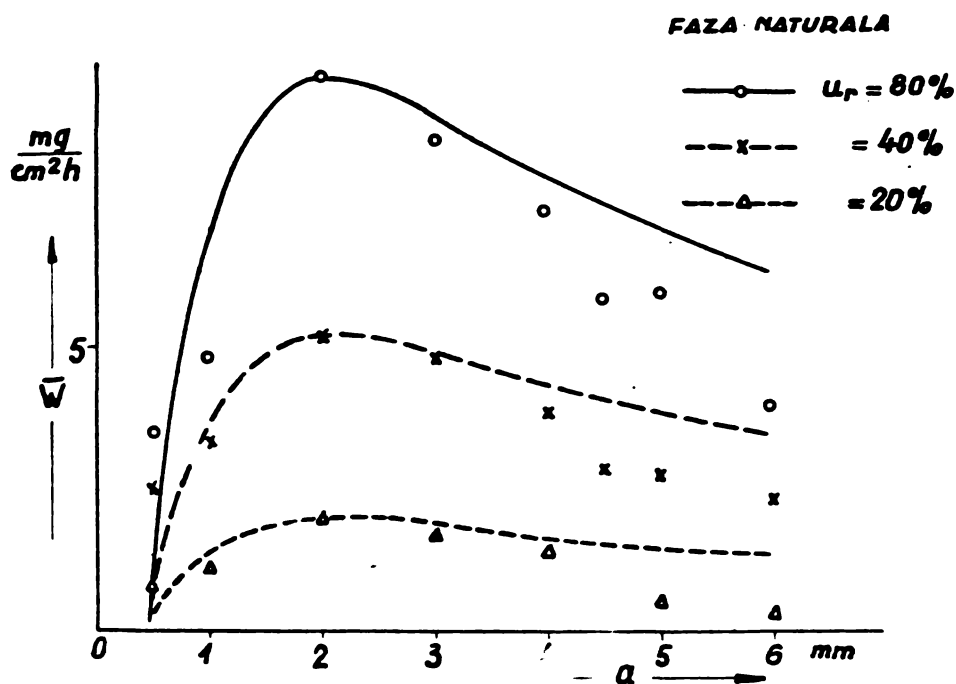


Fig.32.

în fig.33 pentru starea ionizată a curentului de aer poluat.

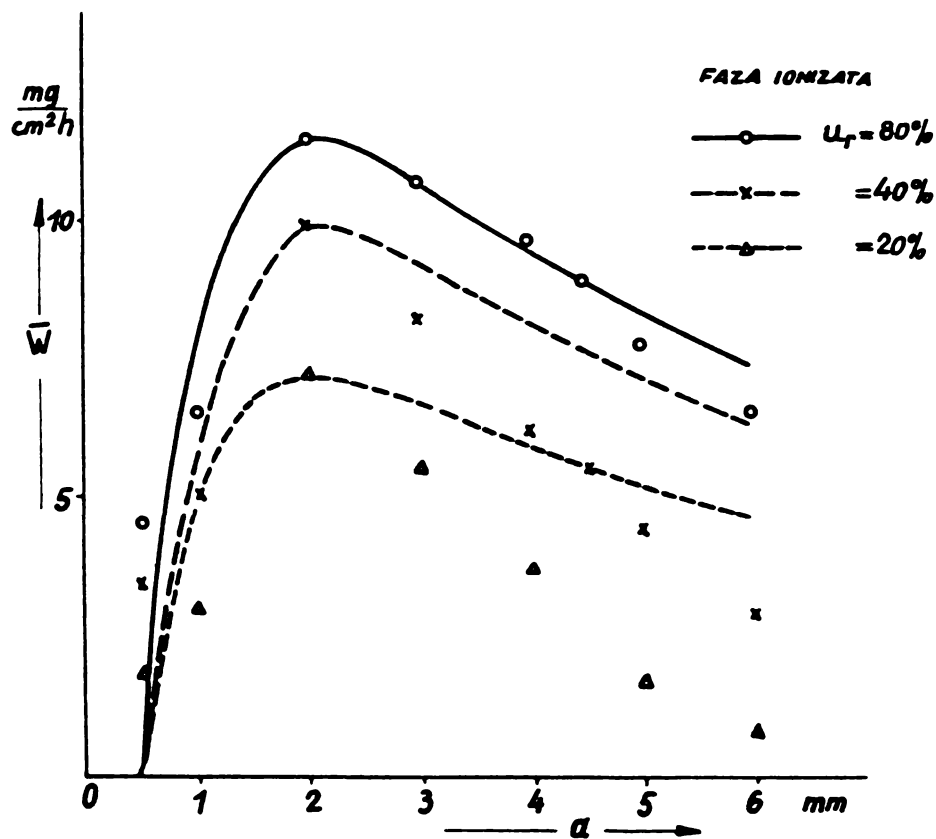


Fig.33.

stării naturale ale fazei. Se constată o abatere sistematică a datelor experimentale cu creșterea lui a .

Acest fapt este confirmat prin cele reprezentate

Plasarea datelor experimentale în mod sistematic sub curba teoretică poate fi admis drept indiciu, referitor la neconcordanța dintre teorie și experiență, în primul

rînd, a factorului de timp .

Drept exemplificare s-au trecut în tabelul Nr.12 datele \bar{W}_{exp} a vitezei medii de sedimentare în funcție de a , la

TABEL Nr.12

Ur = 60% $Q = \frac{\bar{W} \cdot \rho}{g(a)}$

Faza	a	1 mm	2	3	4	4,5	5	6	$\bar{Q} = M_0$
	$g_2(a)$	0,2616	0,3796	0,3516	0,3099	0,2904	0,2730	0,2423	
	$g_1(a)$	0,1912	0,2363	0,2046	0,1742	0,1613	0,1501	0,1316	
NATURALA	\bar{W}_{exp}	4,65	7,8	6,6	5,6	4,9	4,4	3,8	20,6
	Q_2	17,8	20,6	18,8	18,1	16,9	16,1	15,7	
	Q_1	(24,3)	33	32,3	32,1	30,4	29,3	28,9	
IONIZATA	\bar{W}_{exp}	6,0	11,85	10,2	8,7	7,5	6,2	5,2	31,2
	Q_2	22,9	31,2	29	28,1	25,8	22,7	21,5	
	Q_1	(31,4)	50,1	49,9	49,9	46,5	41,3	(39,05)	

același grad de umiditate de 60%, atât pentru starea naturală, cât și pentru aceea de ionizare a fazei. Cu ajutorul acestora s-a calculat raportul

$$Q = \frac{\bar{W}_{exp}}{g(a)}$$

pentru două cazuri ale factorului pseudo-geometric

$$g(a) = \left(\frac{a-d}{a} \right)^2 \left(1 - e^{-\frac{C}{a}} \right)$$

și anume, Q_2 pentru $C = 2$ și pentru $C = 1$ pe Q_1 . Rezultatele sînt introduse în liniile respective din tabel.

Urmărind valorile lui Q_2 , atât pentru faza naturală, cât și pentru cea ionizată se constată că, începînd de la $a = 2$ ele descresc sistematic cu variația lui a .

În cazul valorilor pentru Q_1 această descreștere este mai atenuată și se poate admite că, pentru $2 \leq a \leq 4$ ele sînt în primă aproximație constante. Mediile acestora, cu excepția

datelor așezate în paranteze, sînt trecute în ultima coloană a tabelului Nr.12. Aceste medii se referă doar la Q_1 și pot fi luate drept valori pentru masa de saturație absolută M_0 , pentru faza naturală, respectiv cea ionizată. Cu ajutorul ei s-au determinat curbele teoretice, care sînt reprezentate în fig.34.

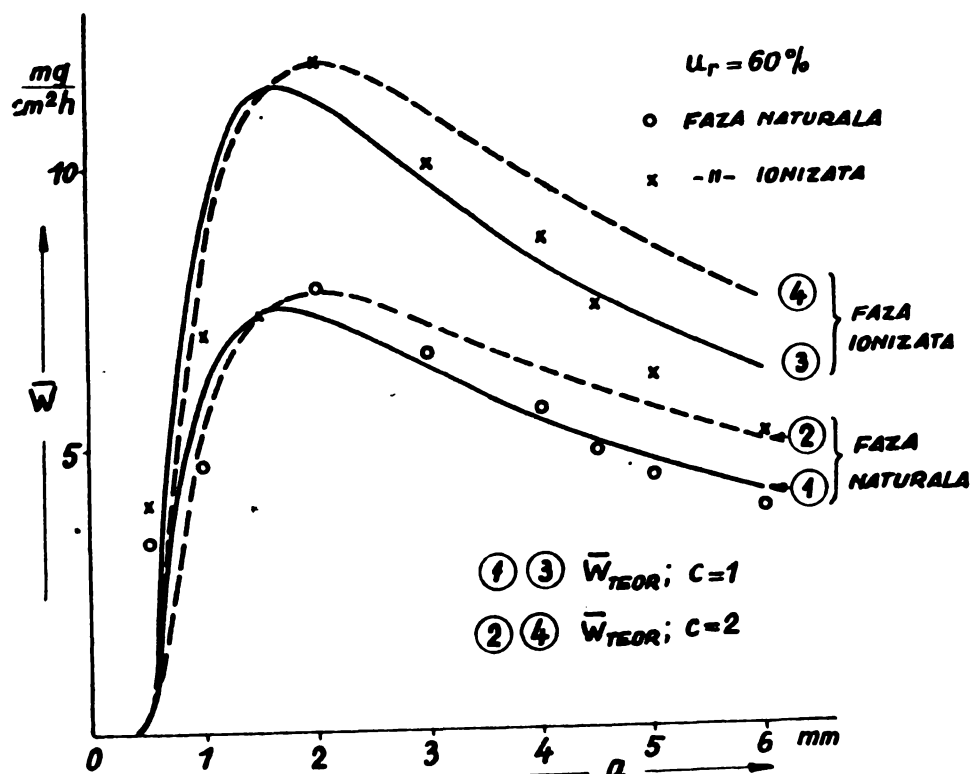


Fig.34.

și anume: graficul 1 corespunde fazei naturale, iar 3 fazei ionizate. Sînt trecute în această figură și punctele corespunzătoare determinărilor experimentale. Ele se înșiră în mod satisfăcător pe curbe-

le teoretice.

În aceeași figură sînt reprezentate și curbele teoretice pentru $C=2$. Pentru determinarea lor, masa de saturație M_0 nu s-a dedus din medierea valorilor corespunzătoare lui Q_2 , ci ea a fost determinată cu ajutorul maximelor corespunzătoare lui \bar{W}_{exp} , adică cele pentru $a=2$. Curba 2 se referă la faza naturală, iar 4 la faza ionizată. Fiță de aceste curbe punctele experimentale prezintă o abatere sistematică destul de pronunțată.

Deci în cazul umidității relative de 60% a fazei, pentru $C=1$ (adică $\beta = \frac{1}{a}$), concordanța dintre rezultatele experimen-

tale și cele teoretice este mult mai bună, decât pentru $C=2$ (adică $\beta = \frac{2}{a}$).

Observații.

Concordanța dintre rezultatele teoretice și cele experimentale poate fi acceptată în anumite limite, admițând că depinde de umiditate prin intermediul lui C . Apar însă anumite abateri sistematice, care nu pot fi eliminate, doar diminuate, prin alegere a mai potrivită a valorii lui C . Această constatare poate fi interpretată și în sensul că este o funcție invers proporțională cu a la o putere oarecare, exponentul depinzând de umiditate, așa cum rezultă din relația (III-7).

III-3.4.2. Varianta II. Pe baza celor constatate la varianta I, se admite că dependența lui β este exprimată prin relația

$$\beta = \frac{K}{a^n}$$

în care K și n sînt mărimi ce variază în funcție de umiditate și de starea de ionizare a fazei.

În aceste împrejurări, factorul pseudo-geometric apare sub forma

$$g(a) = \left(\frac{a-d}{a}\right)^2 \left(1 - e^{-\frac{K}{a^n}}\right) \quad (\text{III-27})$$

Maximul acestei funcții rezultă din anularea derivatei, care conduce la ecuația transcendentă

$$e^{-\frac{K}{a^n}} = \frac{1}{1 + \frac{nK}{2d} \frac{a-d}{a^n}}$$

Soluția ei în raport cu a corespunde pentru un maxim.

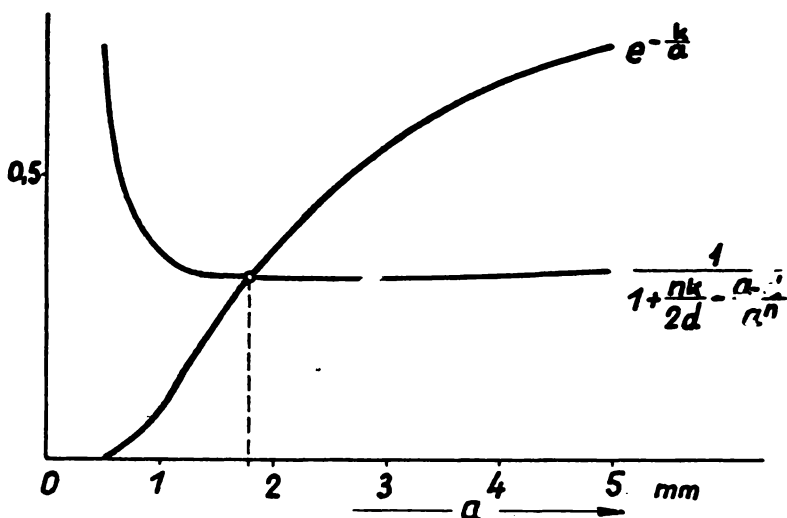
Admițînd valorile găsite pentru K și n în paragraful III-2.4.2., adică

$$K = 2,582 \quad \text{și} \quad n = 1,23$$

iar pentru $d=0,45$ mm , ecuația devine

$$e^{-\frac{2,382}{a^{1,23}}} = \frac{1}{1 + 3,255 \cdot \frac{a-0,45}{a^{1,23}}}$$

In figura 35 este reprezentată soluționarea ei prin metoda grafică. In-



tersecția celor două curbe, corespunzătoare membrului I și II al ecuației, are drept abscisă $a=1,8$, adică valoarea variabilei a pentru care funcția admite

Fig.35.

te un maxim.

Plasarea maximului teoretic este în concordanță calitativă bună cu majoritatea graficelor experimentale din figurile 25 și 27.

Factorul pseudo-geometric (III-27) determină alura curbei referitoare la viteza medie de sedimentare în funcție de a . Graficul este reprezentat prin curba 1 din fig.36. Drept termen de comparație este trecută și curba 2 , care corespunde cu funcția empirică (III-24), discutată în paragraful anterior, sub varianta I.

Se constată că cele două curbe prezintă deosebiri neglijabile în partea incipientă pînă la maximele lor, dar în porțiunea după acestea, graficul 1 se situează sub cel ^{ca 2} . Această abatere spre valori mai mici denotă o concordanță mai

bună a funcției dată prin relația (III-27) cu rezultatele experimentale.

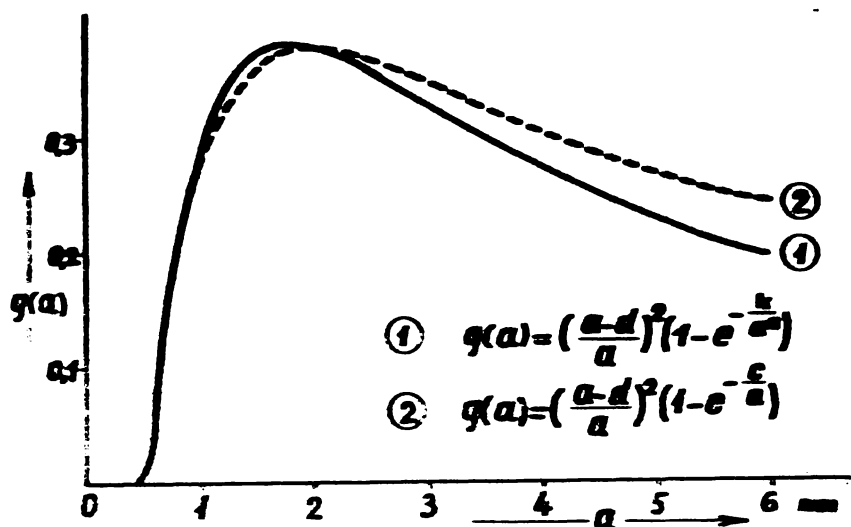


Fig. 36.

In vederea stabilirii unor relații cantitative mai adecvate între teorie și experiență, putem proceda în același fel ca și în cazul variantei I, legându-ne de raportul

$$Q = \frac{\bar{V}_{\text{exp}}}{g(a)}$$

In tabelul Nr.13 sînt trecute datele experimentale pentru faza naturală și valorile raportului Q. Se constată că, pentru diferitele grade de umiditate, acest raport, cu excepția datelor trecute în paranteze, apare destul de constant, cu abateri care pot fi considerate accidentale, mai ales de la umiditatea de 50% în sus.

Media valorilor pentru Q în cazul unui grad de umiditate dat, poate fi luată ca valoarea lui M_0 . Pentru diferitele procente de umiditate aceste valori sînt trecute în ultima coloană a tabelului. Cu ajutorul lor se poate determina curbele teoretice, ținînd cont că

$$\bar{V}_{\text{teor}} = M_0 \cdot g(a).$$

La aceeași analiză au fost supuse rezultatele experimentale obținute la faza ionizată. Tabelul Nr.14 redă aceste date.

In privința raportului Q situația poate fi apreciată

TABEL Nr. 13

FAZA NATURALA

$$Q = \frac{\bar{W}_{exp}}{g(a)} ; g(a) = \left(\frac{a-d}{a}\right)^2 (1 - e^{-\frac{K}{a^n}}) ; \bar{W}_{teor} = M_0 g(a)$$

Ur	a	0,5mm	1	2	3	4	4,5	5	6	$\bar{Q}=M_0$
	g(a)	-	0,2745	0,3829	0,3326	0,2768	0,2533	0,2322	0,1979	
20%	\bar{W}_{exp}	0,8	1,1	2,0	1,7	1,4		0,5	0,3	5,12
	Q	-	(4,1)	5,2	5,1	5,05		(2,15)	(1,52)	
	\bar{W}_{teor}	0,05	1,41	1,96	1,70	1,42	1,30	1,19	1,01	
30%	\bar{W}_{exp}	1,3	2,25	3,75	3,25	2,45	1,8	1,7	1,55	9,47
	Q	-	(8,2)	9,79	9,77	8,85	(7,11)	(7,32)	(7,83)	
	\bar{W}_{teor}	0,1	2,62	3,65	3,17	2,65	2,41	2,21	1,89	
40%	\bar{W}_{exp}	2,5	3,3	5,25	4,75	3,75	2,8	2,7	2,3	13,84
	Q	-	(12,02)	13,7	14,28	13,54	(11,05)	(11,63)	(11,62)	
	\bar{W}_{teor}	0,14	3,8	5,3	4,6	3,88	3,5	3,21	2,74	
50%	\bar{W}_{exp}	3,0	3,85	6,7	6,0	5,2	3,8	3,8	3,4	17,58
	Q	-	(14,03)	17,50	18,04	18,79	(15,0)	16,37	17,18	
	\bar{W}_{teor}	0,18	4,83	6,73	5,85	4,87	4,45	4,08	3,48	
60%	\bar{W}_{exp}	3,3	4,65	7,8	6,6	5,6	4,9	4,4	3,8	19,66
	Q	-	(16,94)	20,37	19,84	20,23	19,34	18,95	19,20	
	\bar{W}_{teor}	0,2	5,4	7,53	6,54	5,44	4,98	4,57	3,89	
70%	\bar{W}_{exp}	3,65	5,0	9,4	7,5	6,8	5,4	4,6	4,1	22,25
	Q	-	(18,21)	24,55	22,55	24,57	21,32	19,81	20,72	
	\bar{W}_{teor}	0,22	6,11	8,52	7,4	6,16	5,64	5,17	4,4	
80%	\bar{W}_{exp}	3,5	4,8	9,8	8,55	7,4	5,8	5,9	3,9	24,34
	Q	-	(17,49)	25,60	25,71	26,73	22,90	25,41	19,71	
	\bar{W}_{teor}	0,24	6,68	9,32	8,1	6,74	6,17	5,65	4,82	
90%	\bar{W}_{exp}	3,1	4,35	10,05	8,3	7,0	6,4	5,3	4,2	24,31
	Q	-	(15,85)	26,27	24,95	25,29	25,27	22,83	21,22	
	\bar{W}_{teor}	0,24	6,67	9,31	8,09	6,73	6,16	5,65	4,81	
100%	\bar{W}_{exp}	2,0	3,8	9,3	8,2	6,9	6,4	5,1	4,2	23,72
	Q	-	(13,84)	24,29	24,65	24,93	25,27	21,96	21,22	
	\bar{W}_{teor}	0,24	6,51	9,08	7,89	6,57	6,01	5,51	4,69	

ca satisfacătoare pentru

gradele de umiditate în jur de

60%. Pentru umidități mai mici apar abateri

sistematice în sensul unei

descreșteri cu creșterea lui a

iar pentru umidități

mai mari, o abatere crescătoare cu creșterea lui a .

Un studiu comparativ între rezultatele teoretice și experimentale poate evidenția în mod intuitiv concordanța dintre ele, dacă ne referim la viteza medie de sedimentare. In acest scop s-au reprezentat în fig.37 curbele teoretice \bar{W}_{teor} pentru ambele faze, la o umiditate relativă de 60%. S-au trecut și punctele experimentale. Pentru faza naturală ele se situează

în apropierea curbei teoretice, încît rezultatul teoretice și

TABEL Nr.14

FAZA IONIZATA

$$Q = \frac{\bar{W}_{exp}}{g(a)} ; g(a) = \left(\frac{a-d}{a}\right)^2 (1 - e^{-\frac{a}{d}}) ; \bar{W}_{teor} = M \log(a)$$

Ur	a	0,5 mm	1	2	3	4	4,5	5	6	$\bar{Q} = M \sigma$
	g(a)	-	0,2745	0,3829	0,3326	0,2768	0,2533	0,2322	0,1979	
20%	\bar{W}_{exp}	1,8	3,0	7,2	5,5	3,7	-	1,7	0,8	16,24
	Q	-	(10,93)	18,80	16,54	13,37	-	(7,32)	(4,04)	
	\bar{W}_{teor}	0,16	4,46	6,22	5,4	4,5	4,11	3,77	3,21	
30%	\bar{W}_{exp}	2,5	4,0	8,75	6,75	5,2	4,4	3,05	2,35	19,83
	Q	-	(14,57)	22,85	20,29	18,79	17,37	(13,14)	(11,87)	
	\bar{W}_{teor}	0,2	5,44	7,59	6,6	5,49	5,02	4,6	3,92	
40%	\bar{W}_{exp}	3,4	5,0	9,95	8,2	6,15	5,5	4,35	2,9	23,64
	Q	-	(18,21)	25,99	24,65	22,22	21,71	(18,73)	(14,65)	
	\bar{W}_{teor}	0,24	6,49	9,05	7,86	6,54	5,99	5,49	4,68	
50%	\bar{W}_{exp}	3,8	5,5	11,1	9,3	7,6	6,6	5,5	4,4	27,62
	Q	-	(20,04)	28,99	27,96	27,46	26,06	(23,63)	(22,23)	
	\bar{W}_{teor}	0,28	7,58	10,58	9,19	7,65	7,0	6,41	5,47	
60%	\bar{W}_{exp}	4,0	6,0	11,85	10,2	8,7	7,5	6,2	5,2	29,87
	Q	-	(21,86)	30,95	30,67	31,43	29,61	26,70	(26,28)	
	\bar{W}_{teor}	0,30	8,20	11,44	9,93	8,27	7,57	6,94	5,91	
70%	\bar{W}_{exp}	4,15	6,5	11,9	10,55	9,4	8,1	7,1	6,25	31,82
	Q	-	(23,68)	31,08	31,72	33,96	31,98	30,58	31,58	
	\bar{W}_{teor}	0,32	8,73	12,18	10,58	8,81	8,06	7,39	6,30	
80%	\bar{W}_{exp}	4,5	6,5	11,5	10,7	9,6	8,9	7,8	6,5	33,08
	Q	-	(23,68)	30,03	32,17	34,58	35,14	33,59	32,84	
	\bar{W}_{teor}	0,33	9,06	12,64	10,98	9,14	8,36	7,66	6,53	
90%	\bar{W}_{exp}	4,4	6,35	11,25	10,0	9,25	8,7	7,75	6,7	32,41
	Q	-	(23,13)	29,38	30,07	33,42	34,35	33,38	33,86	
	\bar{W}_{teor}	0,32	8,9	12,41	10,78	8,97	8,21	7,53	6,41	
100%	\bar{W}_{exp}	4,2	6,15	11,1	9,8	9,1	8,4	7,7	6,6	31,85
	Q	-	(22,40)	28,99	29,46	32,88	33,16	33,16	33,35	
	\bar{W}_{teor}	0,32	8,74	12,19	10,59	8,81	8,06	7,39	6,30	

cel experi-
 mental sînt
 în concor-
 danță. A-
 cest lucru
 poate fi a-
 firmat și
 pentru cazul
 fazei ioni-
 zate, pe
 lângă toate
 că apar a-
 numite aba-
 teri siste-
 matice mici.
 Fig.38. ilus-
 trează com-
 parația din-
 tre teorie
 și experien-
 ță în cazul

unui grad de umiditate mai mic, pentru $u_r=30\%$. Concordanța pen-
 tru faza naturală este mai bună decît pentru cea ionizată, un-
 de punctele experimentale se plasează în mod sistematic sub
 curba teoretică cu mărirea lui a .

De asemenea se prezintă o concordanță bună în cazul fa-
 zei naturale, la o umiditate mai mare, pentru $u_r=90\%$, așa cum
 rezultă din fig.39. La faza ionizată apare o abatere a puncte-
 lor experimentale, care se așează de la $a=3$ în sus, deasupra

curbei teoretice.

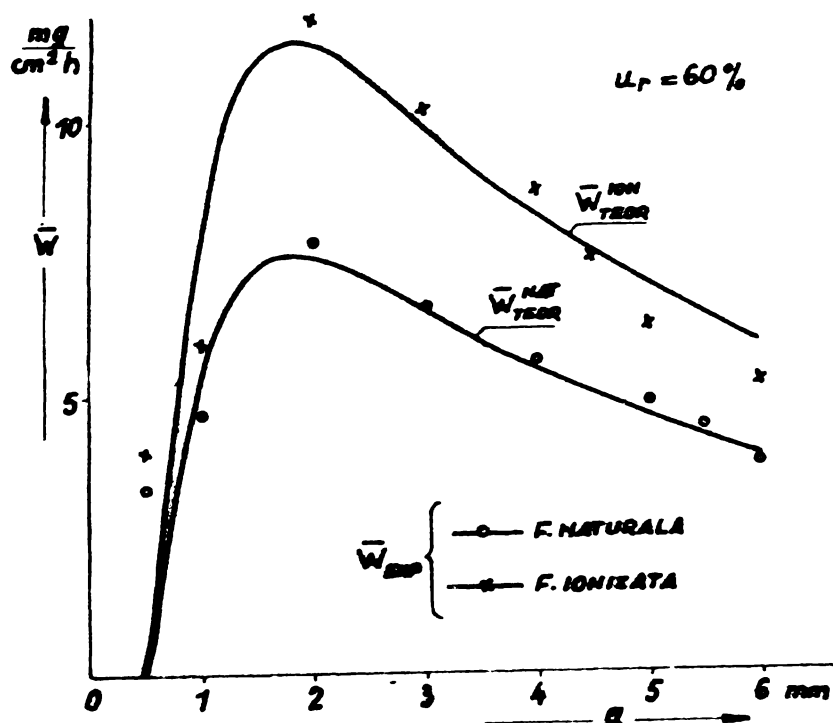


Fig.37.

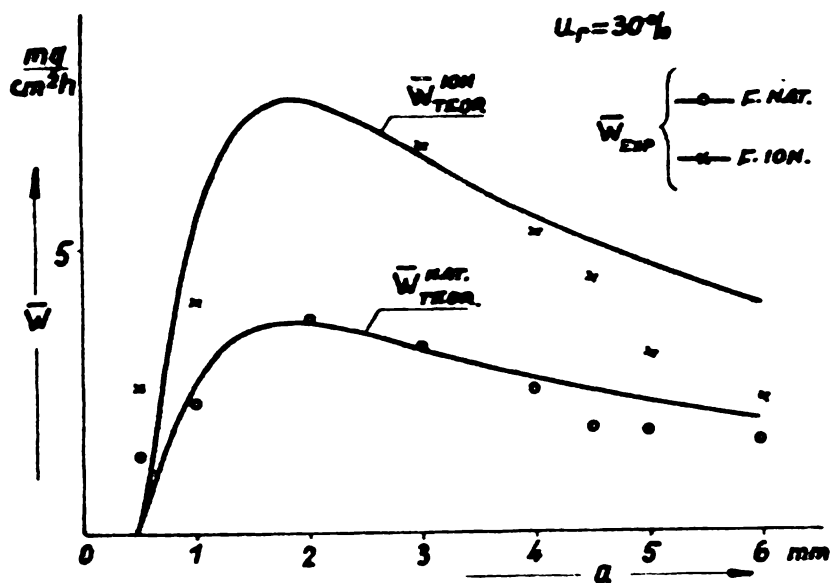


Fig.38.

Observație.

Pe baza celor arătate mai sus, putem afirma că varianta a doua a funcției teoretice, privitoare la viteza medie de sedimentare, oglindește într-un mod mai fidel aspectul experimental al acestei mărimi, în-deosebi în cazul fazei naturale. Concordanța mai slabă pentru faza ionizată și în general, pentru grad de umiditate mai mic, trebuie atribuită faptului că, valorile pentru K și exponentul n nu sînt aceleași, ci diferă de la caz la caz.

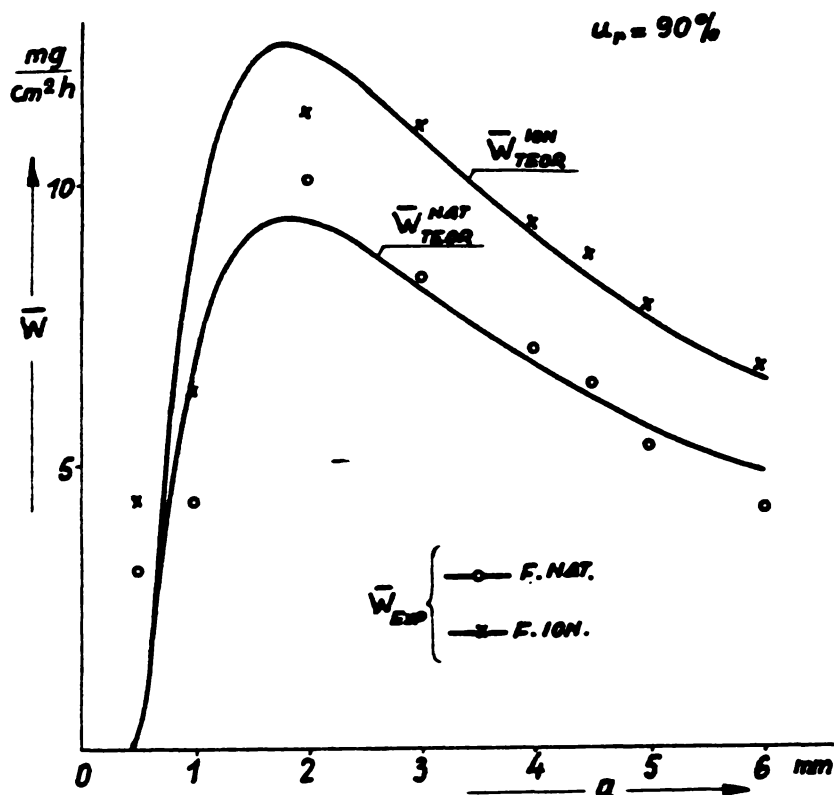
III-3.4.3. Concluzii generale privitoare la funcția teoretică a vitezei medii de sedimentare. Forma analitică a acestei funcții este în acord cu legea de

sedimentare (III-1), stabilită în mod empiric și confirmată teoretic prin relația (III-6).

In privința factorului de timp , analiza rezultatelor experimentale evidențiază că relația empirică (III-7), adică

$$\beta = \frac{K}{a^n}$$

exprimă în mod just dependența acesteia de dimensiunile ochiului filtrului.



Este de remarcat că, atât K cât și n depind de umiditate și de starea de ionizare a fazei, valorile lor putînd fi determinate din aproape în aproape în cazul unei stări date a fazei.

Intr-adevăr, dacă punctele experimentale prezintă

Fig. 39.

abateri sistematice față de o curbă teoretică, corespunzătoare perechii de valori (K_0, n_0) , se poate alege o pereche de valori (K, n) în așa fel încît abaterea să fie atenuată. Dacă bunăoară, punctele experimentale se îndepărtează de curba teoretică spre valori mai mici, atunci ameliorarea situației poate fi obținută prin îndeplinirea condiției

$$1 - e^{-\frac{K}{a^n}} < 1 - e^{-\frac{K}{a^{n_0}}},$$

condiție ce conduce la inegalitatea

$$\frac{K}{K_0} a^{(n_0-n)} < 1$$

în ipoteza că $a > 1$. Această inegalitate va fi satisfăcută fie prin alegerea potrivită a lui K , astfel încît

$$K < K_0,$$

sau prin mărirea exponentului n , adică

$$n > n_0$$

Datele cuprinse în tabelul Nr.12, respectiv graficele din fig.34 exemplifică aceste condiții pentru cazul lui K , iar cele din fig. 37 pentru exponentul n .

Trebuie însă menționat că abaterile mari între datele experimentale și curbele teoretice la rețele cu ochiuri mici, adică sub 2 mm arată că funcția teoretică nu reflectă întocmai mecanismul intim de sedimentare în cazul filtrelor mai dense.

III-3.4.4. Efectul ionizării fazei în cazul procesului de sedimentare. Analiza rezultatelor experimentale în legătură cu viteza medie de sedimentare a scos în evidență că, graficele privitoare la starea ionizată se așează deasupra celor a stării naturale, în aceleași condiții de umiditate a fazei. Referindu-ne la interpretarea teoretică, putem afirma că în expresia

$$\bar{W}_{\text{teor}} = M_0 g(a)$$

masa de saturație M_0 este în primul rând afectată de starea de ionizare, în sensul că ea devine mai mare în cazul ionizării.

Acest fapt rezultă și din figura 40, care reprezintă variația lui M_0 în funcție de umiditate pentru cele două stări studiate. Se remarcă o alură asemănătoare cu curbele experimentale ale vitezei de sedimentare în funcție de umiditate. Maximele se plasează și în cazul de față în vecinătatea umidității relative de 80%.

În aceeași figură s-a reprezentat și variația diferenței masei de saturație M_0 între starea de ionizare și cea natu-

rală. Curba corespunzătoare este aproape o dreaptă cu o mică

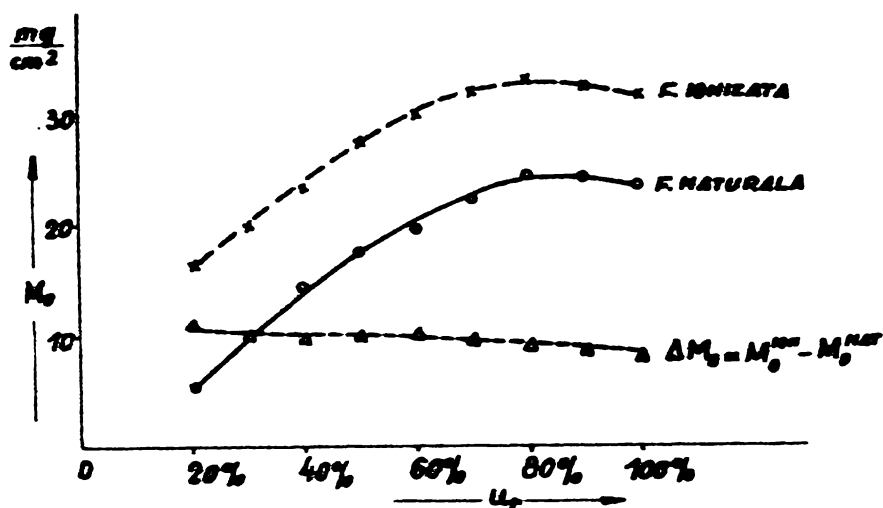


Fig. 40.

inclinare față de
axa absciselor.

Ea marchează o
descreștere lentă
în funcție de mă-
rimea umidității.

Faptul că
ionizarea fazei
are drept efect
o mărire a masei

sedimentate, care în mică măsură este influențată de gradul de
umiditate, poate fi atribuită procesului de aglomerare a parti-
culelor în suspensia coloidală, care în modul acesta contribuie
la formarea unui sediment mai compact pe filtru.

III-4 CONCLUZII PRELIMINARE

Studiul experimental și teoretic prezentat în acest ca-
pitol scoate în evidență următoarele fapte :

1^o Procesul de sedimentare a particulelor de fum dintr-o
suspensie coloidală pe filtru din țesătură de lână poate fi ur-
mărit cantitativ fie prin masa captată, fie prin viteza de se-
dimentare. Funcția empirică de sedimentare în dependență de
timp

$$M = M_s (1 - e^{-\beta t})$$

poate fi justificată prin considerații teoretice. Ea cuprinde
două mărimi caracteristice pentru un filtru:

- M_s , masa de saturație și
- β , factorul de timp ,

care la rândul lor depind de parametrii ce caracterizează specificul filtrului, mprimea ochiului, umiditatea mediului, starea de ionizare a fazei și altele.

2° Masa de saturație se prezintă sub forma unui produs

$$M_s = M_0 \left(\frac{a-d}{a} \right)^2,$$

în care factorul din paranteză scoate în evidență trăsăturile geometrice ale filtrului, iar M_0 , definit de masa de saturație absolută îmbrățișează dependența procesului de sedimentare de umiditate, ionizare și alți factori.

3° Analiza datelor experimentale confirmă dependența factorului de timp β de dimensiunile ochiului a al filtrului sub forma

$$\beta = \frac{C}{a^n}$$

în care numărătorul C și exponentul din numitor n depind de starea de umiditate și de ionizare a fazei.

4° Din discutarea legii teoretice de sedimentare rezultă că viteza maximă de sedimentare este asigurată de acea rețea, în care dimensiunea liniară a ochiului este de trei ori mai mare decât diametrul eficace al firului din țesătura filtrului.

Rezultatele experimentale confirmă pe deplin această concluzie.

5° În privința unor mărimi uzuale, folosite în literatura de specialitate pentru caracterizarea mediilor poroase, trebuie remarcat următoarele:

- a) Spre deosebire de alte medii poroase, la o țesătură de lână, permeabilitatea nu poate fi considerată ca o constantă caracteristică, deoarece în

timpul funcționării unui asemenea filtru, datorită sedimentării, permeabilitatea trebuie să se micșoreze încontinuu. Cu cât permeabilitatea descrește mai repede cu atât calitatea filtrului este mai bună.

b) Capacitatea de îmbibare C și gradul de porozitate m , ambele constante specifice determinate prin îmbibarea filtrului de țesătură din lână cu un lichid nu reflectă în mod fidel aceste trăsături în cazul sedimentării particulelor de funingine. Dependența de mărimea ochiului prezintă deja abateri între ele, dar mai ales față de masa sedimentată din suspensia coloidală.

Acest lucru se explică prin faptul că există o deosebire calitativă între cauzele referitoare la procesele intime de reținere a unui lichid, respectiv a particulelor de către țesătura filtrului.

6° Masa de saturație absolută M_0 se pretează ca o mărime specifică a unui filtru din țesătură de lână pentru reprezentarea procesului de sedimentare în mod cantitativ. Ea face abstracție de dimensiunile geometrice ale țesăturii și depinde în primul rând de parametri fizici, cum este umiditatea, starea de ionizare a mediului poluat și alți factori.

Pe baza acestei mărimi se ajunge la concluziile că

- randamentul optim de sedimentare se obține în cazul unei umidități relative în jur de 80%, și
- starea de ionizare a fazei contribuie în mod simțitor la mărirea randamentului de sedimentare.

Cap. IV. STUDIUL PROCESULUI DE SEDIMENTARE AL PARTICULELOR
IONIZATE DINTR-O SUSPENSIE COLOIDALA IN PREZENTA
CIMPULUI MAGNETIC

Procesul de sedimentare a particulelor dintr-o suspensie coloidală pe un suport este un fenomen, determinat de interacțiunea dintre particule și moleculele suportului, respectiv dintre particule și sedimentul deja depus pe suport.

Influența cîmpului magnetic în acest caz, îndeosebi dacă particulele sînt ionizate, constă în aceea de a crea posibilitatea de a le dirija în condiții controlabile în direcția suportului de sedimentare. Este evident că, în această situație, forțelor Lorentz le revine un rol deosebit.

Studiul experimental a fost axat pe două variante. Prima a avut în vedere crearea unui cîmp magnetic cuasi-longitudinal în calea curentului de aer poluat cu ajutorul unui electromagnet. A doua a fost realizată prin suprapunerea unor cîmpuri magnetice circulare, ce apar în jurul conductorilor străbătuți de un curent.

IV-1 SEDIMENTAREA PE DIFERITI SUPORTI TUBULARI IN
PREZENTA UNUI CIMP MAGNETIC " CUASI-LONGITUDINAL "

IV-1.1. Instalația experimentală.

Suprafețele de sedimentare sub formă de tuburi au fost plasate în calea curentului de aer poluat între cei doi poli ai unui electromagnet (vezi "B" din schema instalației experimentale, fig.10).

Miezul electromagnetului a fost realizat cu ajutorul

unui jug sub formă de U, confecționat din tole de fier silicios. Secțiunea miezului era de 80 cm^2 . Pe acesta au fost montate în mod simetric 8 bobine, totalizând cca. 3000 de spire din sîrmă de cupru $1,8 \text{ mm } \varnothing 2 \times$ bumbac. Alimentarea bobinelor a fost asigurată prin 4 acumulatori de cîte 12 V , legate în serie cu un redresor de seleniu, astfel încît intensitatea curentului s-a putut varia între 0 și 6 A .

Extremitățile jugului s-au terminat în două piese polare identice, de formă cubică, prevăzute cu cîte o cavitate ci-

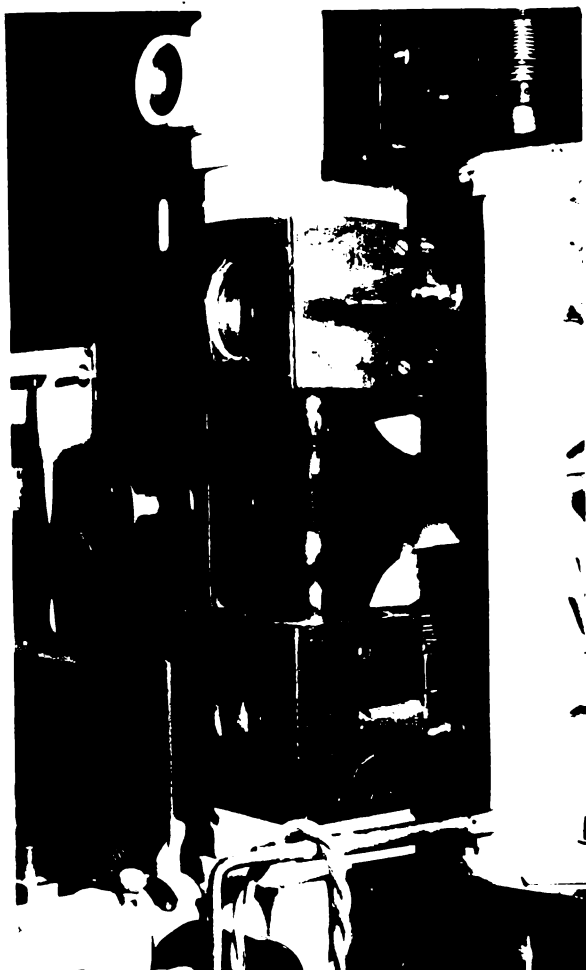


Fig.41.

lindrică montate coaxial, în care s-a introdus un tub de sticlă, intercalat în circuitul aerului poluat. Această porțiune a instalației (fig. 41) formează camera de sedimentare. În interiorul ei s-au putut plasa suportii de sedimentare din diferite materiale.

Topografia cîmpului magnetic a fost stabilită cu ajutorul unei sonde Hall într-o secțiune la nivelul suprafeței interioare a pieselor polare.

În fig.42 este redată variația intensității cîmpului în funcție de poziția din secțiune. După cum reiese din grafic, cîmpul magnetic prezintă o neomogenitate foarte pronunțată.

În privința intensității cîmpului magnetic în funcție de intensitatea curentului de alimentare, s-a reprezentat această

dependență pentru cîmpul în punctul extrem al piesei polare (I)

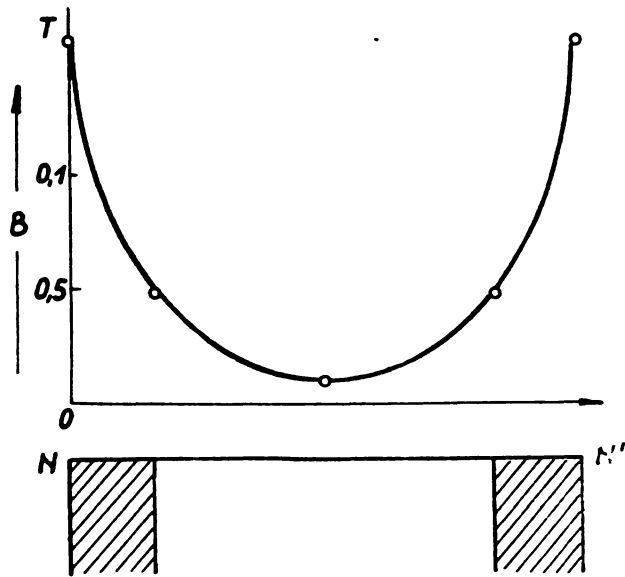


Fig. 42.

și pentru cîmpul în secțiune din centrul întrefierului (II). Într-o limită grosolană de aproximație, dependența poate fi considerată liniară (fig. 43).

Denumirea de cîmp longitudinal, care implică orientarea acestuia față de direcția de deplasare a particulelor este în realitate improprie, datorită neomogenității ce apare îndeosebi în vecinătatea pieselor polare. O coincidență dintre direcția de mișcare a particulelor din suspensie și a cîmpului magnetic

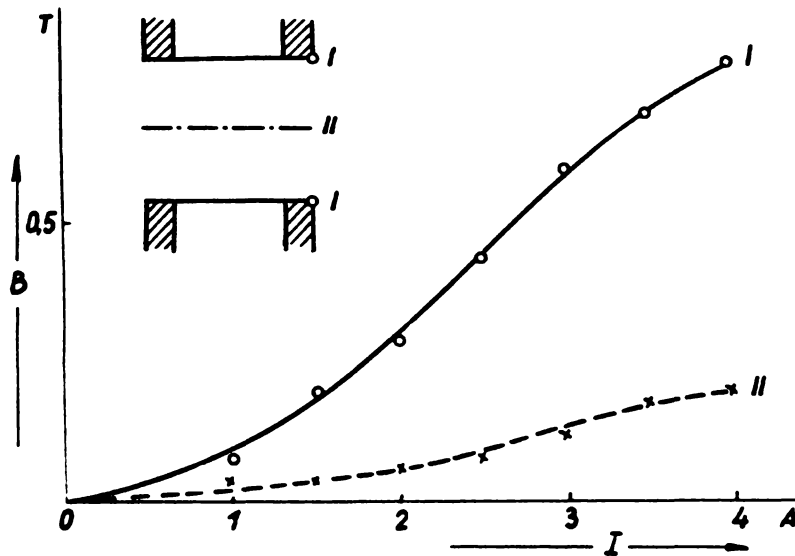


Fig. 43.

există doar pe axa de simetrie din spațiul între poli electromagnetului. Cu excepția acestei porțiuni, în restul spațiului există totdeauna situații în care direcția cîmpului magnetic formează un unghi cu direcția de deplasare a particulelor ionizate, astfel încît apare forța Lorentz.

Influența forțelor Lorentz se accentuează pe măsură ce crește, pe de o parte, distanța de la axa de simetrie a cu-

rentului de aer, iar pe de altă parte, cu apropierea spre regiunile pieselor polare ale electromagnetului.

Studiul experimental abordat a urmărit în primul rând rolul suprafeței în procesul de sedimentare pe interiorul tubului, se delimitează curentul de aer poluat, în diferitele condiții ale câmpului magnetic și a stării de ionizare a particulelor în suspensie coloidală. Investigațiile au avut drept scop lămurirea condițiilor mecanice intime, ce apar la procesul de trecere a particulei din suspensie spre fixarea ei în masivul sedimentului.

Aspectul relațiilor cantitative în acest fenomen a fost studiat prin masa sedimentată în funcție de timp, sau a vitezei medii de sedimentare în funcție de câmpul magnetizant, de starea de ionizare a fazei și a formei geometrice a suportului. S-au ales ca parametri corespunzători pentru acești factori:

- intensitatea curentului de alimentare al electromagnetului, proporțională cu intensitatea de inducție magnetică;
- potențialul electric aplicat în dispozitivul de ionizare a fazei și
- curbura suprafeței cilindrice a suportului de sedimentare.

Este de remarcă că, sedimentul de pe suprafețele tubulare s-a raportat la suprafața întreagă, ce a stat în contact cu curentul de aer poluat, neținând seama că sedimentul se repartizează în mod neomogen pe aceasta, așa cum rezultă din cele relatate în paragraful anterior.

IV-1.2. Sedimentarea pe tub de sticlă.

În acest scop s-a montat în circuitul curentului de aer un tub de sticlă, introducându-l în cele două orificii circulare ale pieselor polare. (vezi fig.41). Diametrul exterior și lungimea tubului de sticlă au fost potrivite în acord cu diametrul, respectiv cu distanța dintre fețele extreme ale pieselor polare. Diametrul interior al tubului de sticlă a fost de 6,2 cm, iar lungimea lui de 30 cm.

Măsurătorile experimentale au urmărit determinarea sedimentului depus timp de o oră, adică a vitezei medii de sedimentare, în diferite condiții ale câmpului magnetic și ale stării de ionizare. Pentru fiecare măsurătoare, tubul de sticlă a fost adus în aceeași stare inițială, prin spălare cu benzină.

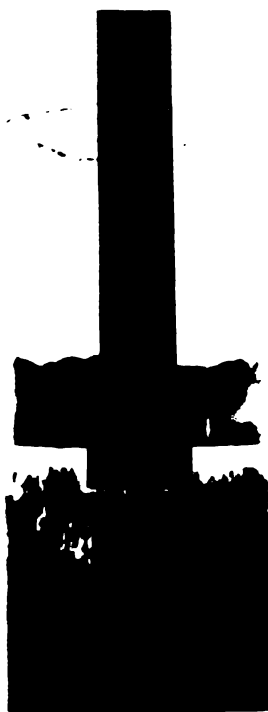


Fig.44.

Colectarea sedimentului depus la sfârșitul unei experiențe s-a făcut cu ajutorul unui piston învelit în vată (fig.44) prin glisarea în interiorul cilindrului. Sedimentul desprins s-a cântărit împreună cu vata îmbibată în funingine. Din diferența masei astfel determinată și a masei inițiale a vatei curate, s-a găsit masa sedimentului, care raportată la suprafața interioară a peretelui tubului a dat

valoarea corespunzătoare pentru \bar{v} .

Rezultatele experimentale găsite într-o serie de 20 măsurători sînt trecute în tabelul Nr.15.

Cu ajutorul acestor date s-au determinat graficele din figurile 45.

In fig.45 este reprezentată dependența vitezei medii de

TABEL Nr. 15

I / V _{ion}	\bar{W} mg/cm ² h				
	6 kV	12 kV	18 kV	24 kV	30 kV
1 A	0,50	1,00	2,05	2,67	3,90
2 A	0,85	1,50	2,90	4,70	6,50
3 A	1,30	2,10	4,25	7,01	8,90
4 A	1,95	3,80	6,30	9,30	11,20

sedimentare în funcție de intensitatea câmpului magnetic, pentru diferitele stări de ionizare a fazei.

Cum era de așteptat, eficiența sedimentării crește cu intensitatea câmpului

magnetic și cu mărirea stării de ionizare a fazei. Acest fapt confirmă și graficele din fig.45.b.

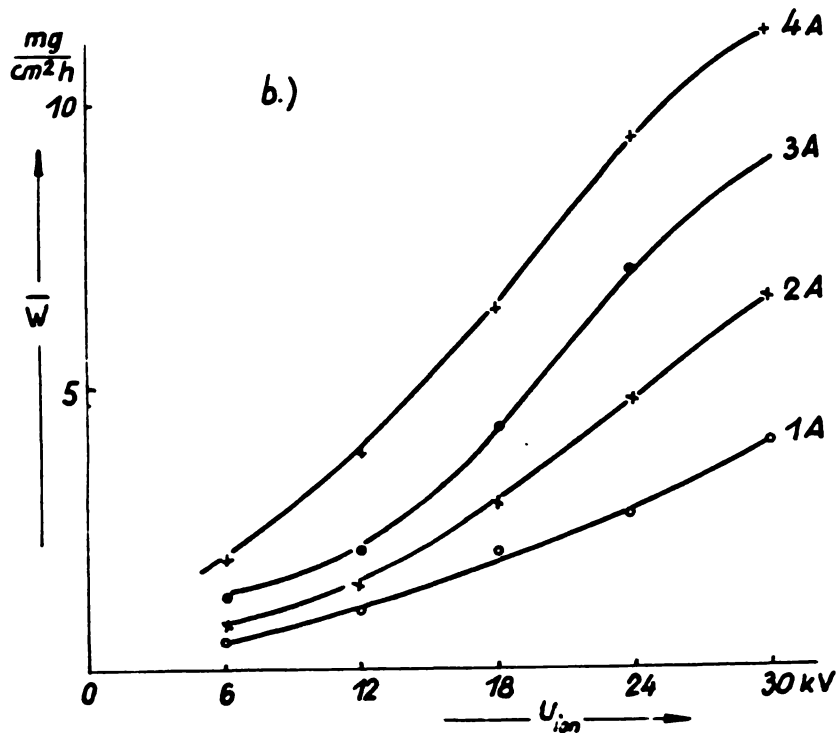
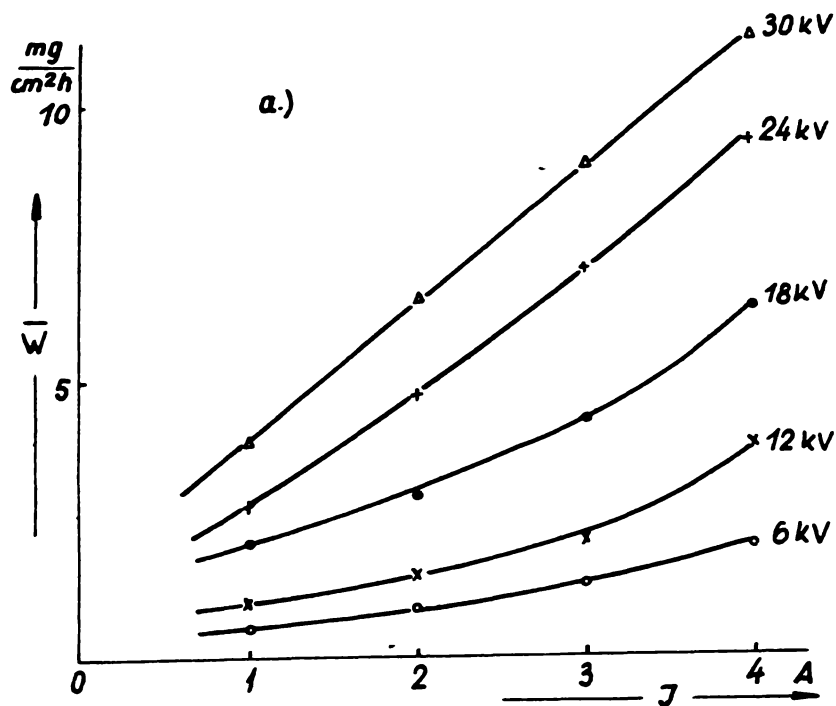
Este de remarcat că, dependența dintre \bar{W} și I este aproape liniară, îndeosebi în cazul unei ionizări puternice a particulelor, ceea ce denotă rolul forțelor Lorentz, care sînt proporționale cu intensitatea câmpului magnetic.

In privința dependenței vitezei de sedimentare în funcție de starea de ionizare (fig.45 b) se constată o creștere pronunțată în cazul unei ionizări mai puternice, în comparație cu o ionizare mai slabă. Faptul acesta găsește o explicație în fenomenul de absorbție puternică a razelor ultraviolete prin mediul poluat.

IV-1.3. Sedimentarea în funcție de timp pe suprafața unei hîrtii tubulare . Condițiile experimentale au fost aceleași ca mai sus, cu deosebirea că peretele interior al tubului de sticlă a fost acoperit cu o hîrtie albă, suprafața ei avînd o granulație nu prea fină. Spre deosebire de metodica experimentală anterioară, s-a determinat masa sedimentată în funcție de câmp pentru diferitele intensități ale câmpului magnetic. Gradul de ionizare a fost păstrat la aceeași stare, corespunzător

toare tensiunii de 30 kV.

Tuburile de hîrtie s-au cîntărit înainte de a fi intro-



duse în camera de filtrare și după fiecare 10 minute, cît au fost expuse sedimentărilor consecutive. Din diferența de masă s-a dedus masa sedimentată, care s-a raportat la unitatea de suprafață. Este de remarcă că, sedimentul prezintă o adeziune puternică pe suprafața hîrtiei. El nu s-a desprins în timpul manipulării acestora cu ocazia scoaterii și reagerării în camera de ionizare, respectiv a cîntării.

Fig.45.

Rezultatele

măsurătorilor sînt reprezentate în fig.46. Ele scot în evidență tendința de sedimentare spre o saturație. De asemenea se constată o dependență aproape proporțională a masei sedimentate în funcție de intensitatea cîmpului magnetic pentru un interval de

timp dat.

Graficele din fig.47 confirmă acest lucru pentru tim-

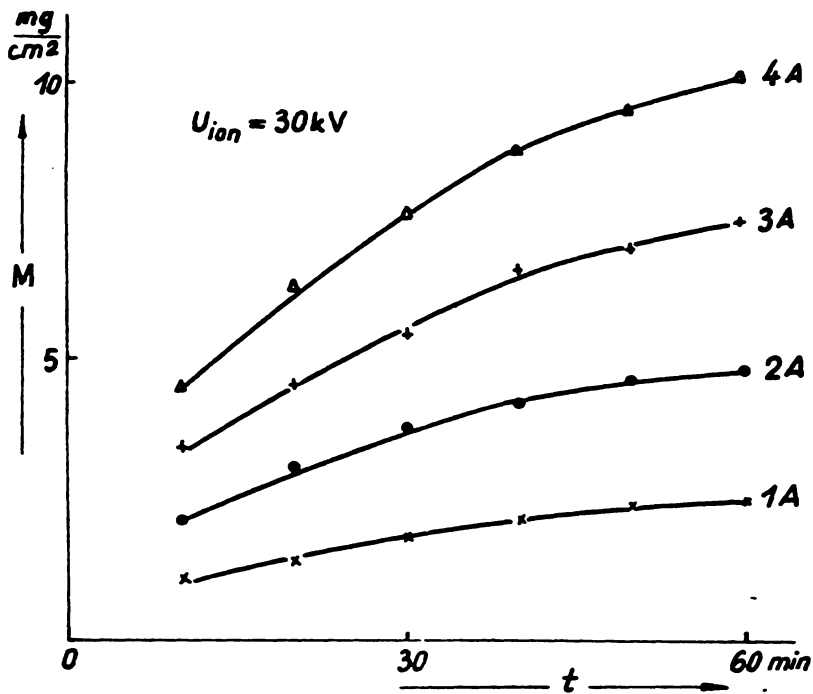


Fig.46.

tezele medii de sedimentare, obținute în aceleași condiții ale

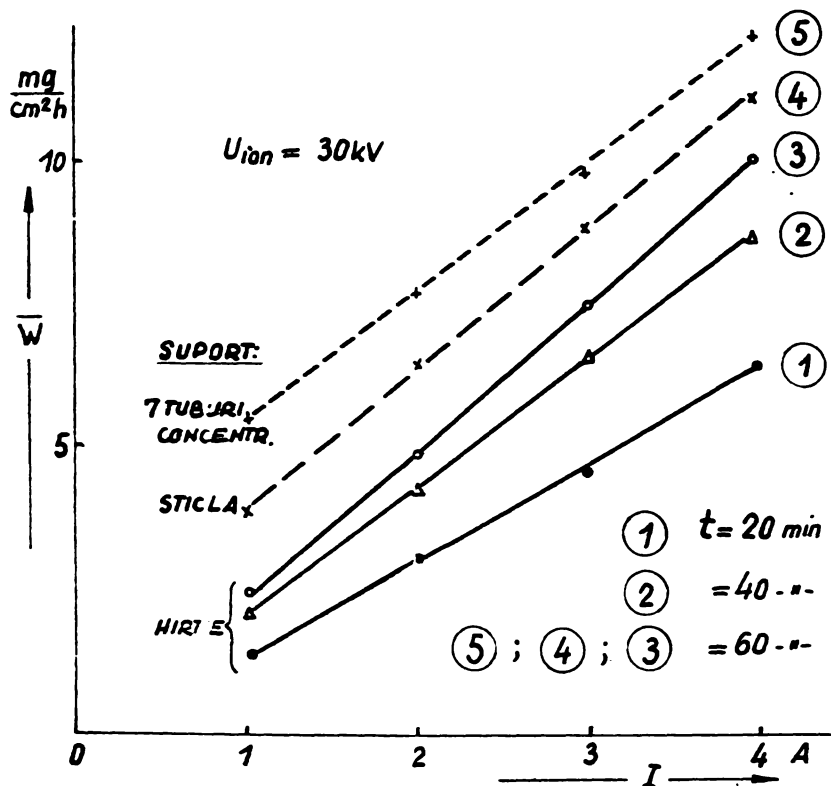


Fig.47.

ența suportului de sedimentare joacă un rol mai neînsemnat, fa-

pul de sedimentare de 20 minute respectiv 40 minute și de 1 oră.

Comparativ s-a trecut în această figură și graficul vitezei medii de sedimentare pe tubul de sticlă, curba(4) Graficele (3) și (4) reprezintă vi-

intensității câmpului magnetic și ale stării de ionizare, doar pe suporturi diferiți.

Deși eficiența sedimentării pe suportul de sticlă este cu ceva mai mare față de cel de hîrtie, diferența este neînsemnată, astfel încît se ajunge la concluzia că, influ-

gă de cel al câmpului magnetic și al ionizării fazei.

IV-1.4. Sedimentarea pe un sistem de tuburi concentrice
confectionate din hârtie.

Cu scopul de a mări eficiența sedimentării pe de o parte, iar pe de alta parte, de a stabili influența razei de curbură a suportului în acest proces, s-a confectionat un set de 7 tuburi dintr-un carton subțire, de lungimi egale de câte $l=30$ cm și cu diametre crescătoare de la 2,15 cm până la 1,2 cm. Fi-

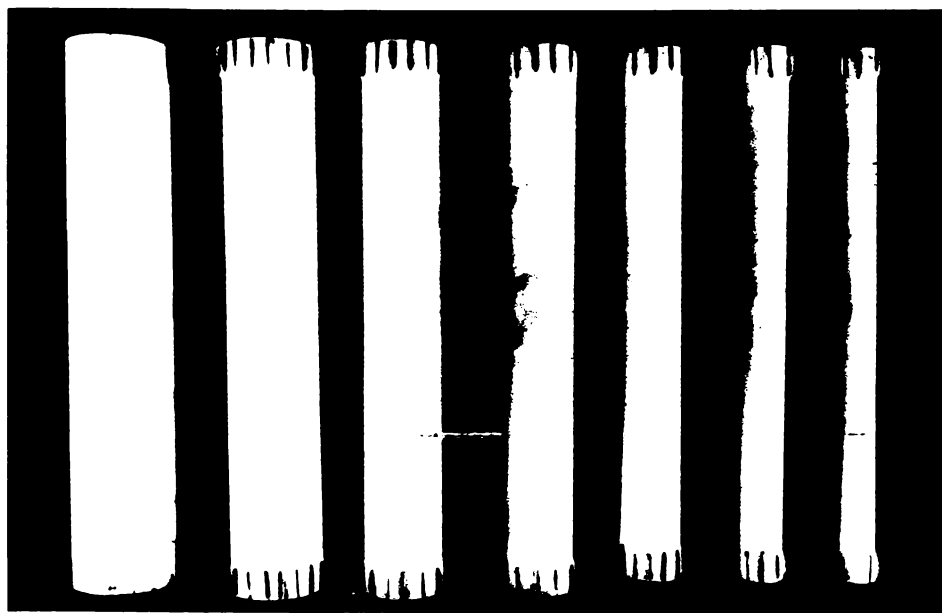


Fig.48.

gura 48 redă în fotografie un asemenea set de tuburi experimentale. Tuburile au fost introduse unul în altul, asigurându-se prin distanțoare, care se văd în ase-

mența în fotografie, distanțe egale dintre pereții tuburilor învecinate. Într-un sistem astfel construit s-a agăsat în interiorul cilindrului de sticlă (vezi Fig.41), rajiul respectiv fiind considerat drept camera de sedimentare.

Condițiile în care s-au efectuat experimentele au fost identice cu cele utilizate în cadrul IV-1.3 și anume, determinând viteza reală de sedimentare, carea urmează intervalului de timp de o oră, la lixivitate și la ionizare, luând drept referință valoarea vitezei câmpului magnetic.

Condițiile de lucru sunt identice cu cele prezentate în Fig.49, cu

parat pentru fiecare tub, prin diferența de greutate dintre tubul încărcat în urma sedimentării și greutatea inițială a acestuia. Raportând această diferență la suprafața tubului respectiv s-a găsit viteza de sedimentare pe unitatea de suprafață. În fig.49 sînt reprezentate aceste rezultate în funcție de diametrul tubului, pentru diferitele intensități

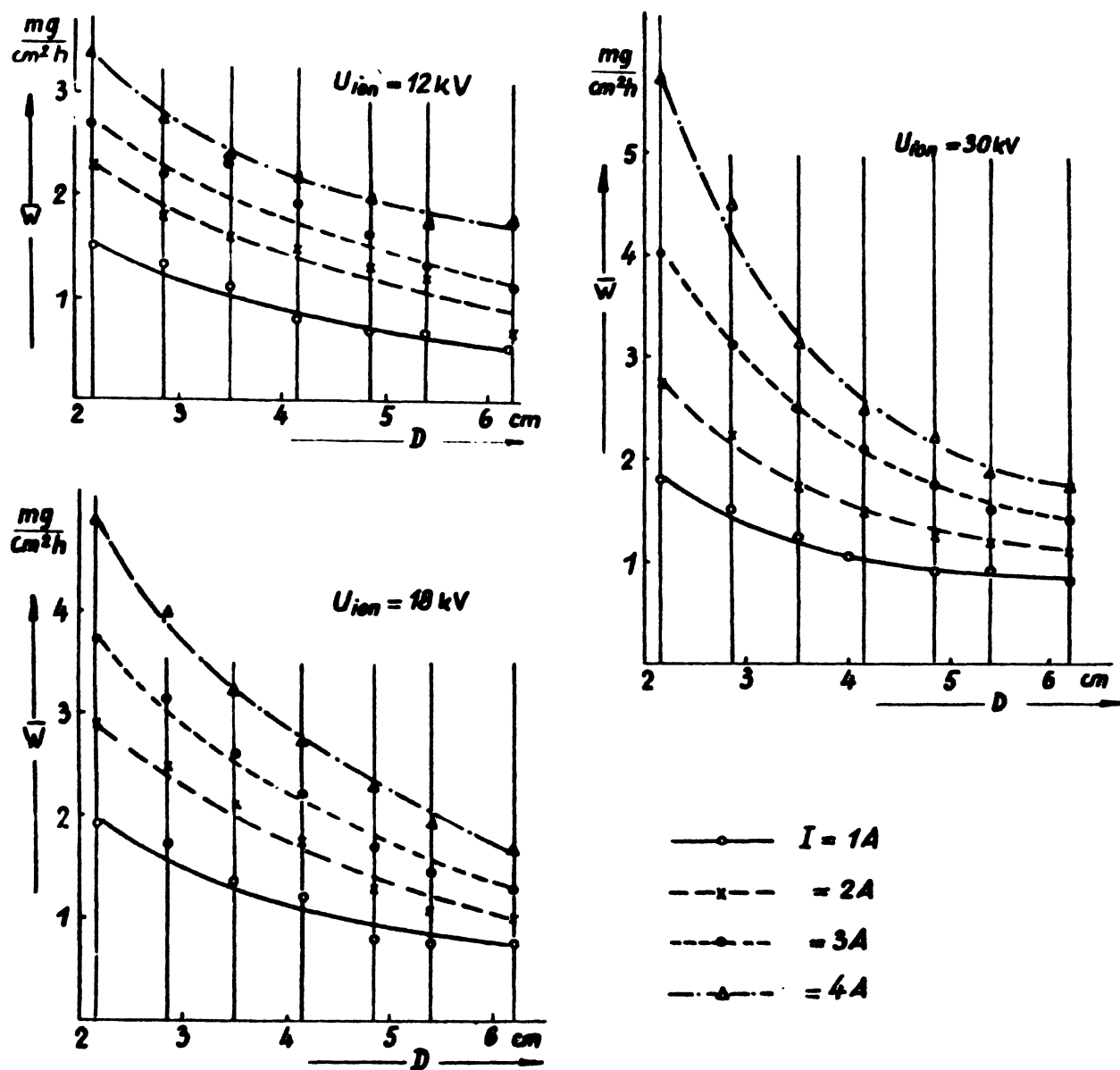


Fig.49.

ale cîmpului magnetic și pentru diferitele stări de ionizare a fazei.

Conform indicațiilor din figură, se constată că în funcție de diametrul tubului viteza de sedimentare descrește cu creșterea acestuia. De asemenea se confirmă cele constatate an-

terior că, viteza de sedimentare crește cu intensitatea câmpului magnetic și cu gradul de ionizare a fazei.

Deja cu prilejul determinării masei sedimentate s-a constatat că, mărimea acesteia este, în aceeași condiție de câmp și de gradul de ionizare, în primă aproximație independentă de diametrul tubului.

În coloanele A ale tabelului Nr.16 s-au trecut valorile

vitezei de sedimentare determinate pe baza datelor experimentale, iar în coloanele B ale tabelului, produsul datelor corespunzătoare cu diametrul tubului.

TABEL Nr. 16

$U_{ion} = 18 \text{ kV}$

Dcm l	A \bar{W} mg/cm ² h				B $\bar{W} \cdot D$ mg/cm.h			
	1 A	2 A	3 A	4 A	1 A	2 A	3 A	4 A
2,15	1,93	2,90	3,70	4,90	4,15	6,24	7,96	10,54
2,85	1,82	2,50	3,15	4,00	5,19	7,13	8,98	11,40
3,50	1,35	2,10	2,60	3,25	4,73	7,35	9,10	11,38
4,15	1,20	1,75	2,20	2,75	4,98	7,26	9,13	11,41
4,85	0,80	1,30	1,70	2,30	3,88	6,31	8,26	11,16
5,40	0,75	1,15	1,55	1,90	4,05	6,21	8,37	10,26
6,20	0,75	1,00	1,25	1,70	4,65	6,20	7,75	10,54
$\bar{W}D_{med}$	-	-	-	-	4,52	6,67	8,49	10,96

Se constată că în aceleași condiții de câmp magnetic, produsele au valori aproximativ constante, independente de diametrul tubului.

Dacă avem în vedere dimensiunile geometrice ale unui tub, și anume diametrul D și lungimea lui l , atunci viteza medie de sedimentare este dată de

$$\bar{W} = \frac{m}{\bar{N} \cdot D \cdot l \cdot t}$$

în care $t=1 \text{ h}$. Scriind această relație sub forma

$$\bar{N} \cdot l \cdot \bar{W} \cdot D = \frac{m}{t}$$

și având în vedere că

$$\bar{W}.D = \text{const.}$$

rezultă că și

$$\frac{m}{t} = \text{const.}$$

De aici se desprinde concluzia importantă că, în aceleași condiții de experimentare relative la intensitatea câmpului magnetic și starea de ionizare a fazei, viteza de sedimentare este independentă de raza de curbură a suportului cilindric.

În ultima linie a coloanelor B din tabelul Nr.16 s-au introdus valorile medii, calculate pe baza datelor din fiecare colcană. Ele reprezintă a -a parte din masa sedimentată în unitatea de timp pe un inel cilindric, avînd înălțimea egală cu unitatea de lungime, independent de mărimea diametrului.

În fig.50 este reprezentat acest produs $\bar{W}.D$ în funcție de intensitatea câmpului magnetic, pentru patru stări de ionizare, corespunzătoare tensiunii de ionizare de 12 kV, 18 kV, 24 kV și 30 kV. Și de data aceasta se constată în primă aproximație o dependență liniară. Spre confirmarea acestui fapt s-a reprezentat în fig.50, pentru un singur caz această dependență, stabilind pe baza datelor experimentale erorile probabile. Ele trecute în figură, arătînd că liniaritatea graficului se încadrează în limitele acestor erori probabile.

În privința eficienței procesului de sedimentare, în cazul sistemului de tuburi concentrice, trebuie să avem în vedere că, viteza de sedimentare rezultată se obține cu ajutorul masei totale captată de fiecare tub. Orî masa depusă este aceeași, independentă de curbura suprafeței cilindrice. Dacă masa depusă pe un singur cilindru este m , numărul de cilindri n și timpul de depunere t , atunci viteza medie de sedimentare totală va fi

$$W_t = \frac{n \cdot m}{S \cdot t}$$

S fiind aria suportului cilindric exterior.

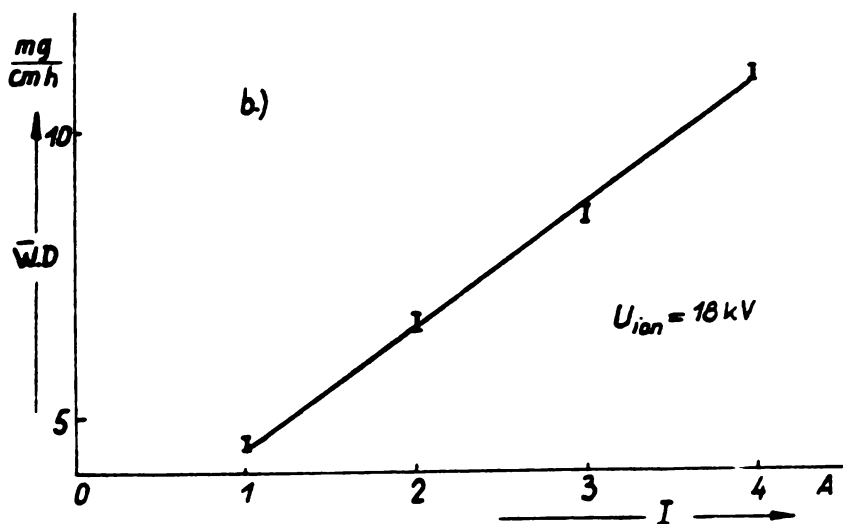
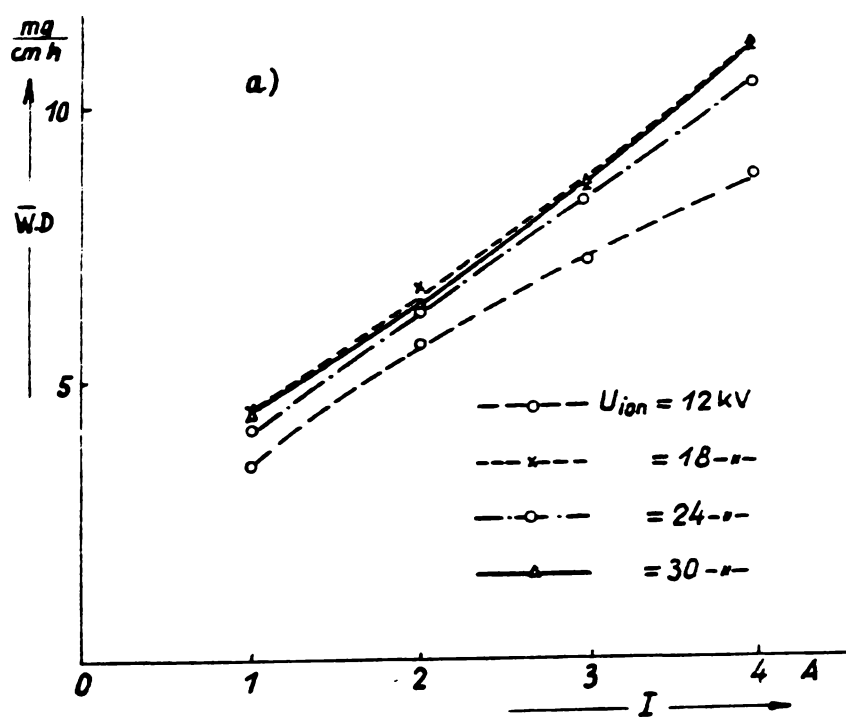


Fig.50.

Drept termen de comparație s-a luat viteza de sedimentare în cazul cilindrului exterior, ale cărei dimensiuni coincid cu suprafețele cilindrice folosite în cazurile prezentate în subparagrafele IV-1.3 și IV-1.4.

Vom avea astfel

$$\bar{W}_t = n \frac{m}{\sqrt{D} \cdot l \cdot t}$$

unde $D=6,2$ cm. Avînd în vedere că

$$\bar{W} = \frac{m}{\sqrt{D} \cdot l \cdot t}$$

este viteza medie de sedimentare pe suprafața tubului exterior,

viteza medie de sedimentare rezultantă va fi în cazul de față, știind că $n=7$,

$$W_t = 7 \cdot W$$

Pe baza acestei relații s-au determinat cu ajutorul datelor experimentale punctele graficului (5) din fig.47.

Trebuie menționat că, graficele (3), (4) și (5) din

această figură reprezintă rezultatele găsite în condiții identice privitoare la câmp, la ionizare și la timpul de sedimentare, deosebirea constând doar în natura suporturilor.

Din rezultatele obținute și compararea lor se pot trage anumite concluzii:

1° Dacă curentul de aer poluat este suficient de intens ionizat, viteza de sedimentare este direct proporțională cu intensitatea câmpului magnetic (vezi curbele 3, 4 și 5 din fig.47).

2° Eficiența sedimentării este puțin influențată de natura suportului (a se compara aceleași grafice din fig.47).

3° Prin folosirea sistemului de tuburi concentrice, suprafața disponibilă procesului de sedimentare s-a mărit de 4,7 ori, față de suprafața cilindrului exterior și totuși, viteza de sedimentare prezintă o creștere de cca. 20% (a se compara graficele 3 și 5 din figura 47).

4° În cazul sistemului de tuburi concentrice, sedimentarea a avut loc numai pe suprafețele concave ale acestora. Pe fețele convexe nu a apărut nici un sediment.

IV-1.5. Interpretarea rezultatelor și consecințele privind mecanismul de sedimentare în prezența câmpului magnetic.

Faptul că, viteza medie de sedimentare este direct proporțională cu intensitatea câmpului magnetic, scoate în evidență rolul forțelor Lorentz în procesul de dirijare a particulelor ionizate spre suportul de sedimentare. În privința câmpului magnetic putem presupune o anumită simetrie axială în spațiul cuprins dintre polii electromagnetului, în special în incinta camerei de sedimentare, dat fiind că piesele polare prezintă o asemenea simetrie în raport cu axa determinată de centrele ca-

vităților cilindrice. În această situație, liniile de forță ale câmpului pot fi considerate plane, așezate în secțiunile diametrice, ce trec prin axa de simetrie a cilindrului de sticlă (vezi fig.41) în care s-a studiat sedimentarea.

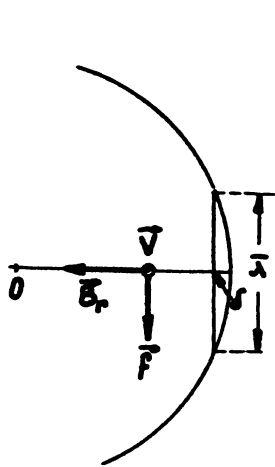


Fig.51.

În fig.51 este schițată o secțiune normală pe axa de simetrie a incintei de sedimentare, care reprezintă totodată o secțiune normală pe curentul de aer poluat. Dacă ea este considerată în apropierea unei piese polare, direcția câmpului magnetic va avea în puncte nesituate pe axa de simetrie o înclinare față de aceasta și deci va admite o componentă radială B_r . Viteza \bar{v} a unei particule ionizate este normală pe suprafața secțiunii și în consecință, va acționa asupra ei o forță Lorentz \bar{f} pe o direcție perpendiculară pe diametrul secțiunii. Astfel forțele Lorentz vor imprima particulelor ionizate, mișcări ordonate în direcții paralele pe planul tangent la generatoarea suportului cilindric, determinat de extremitatea diagonalei. Dacă distanța parcursă de particulă pe această direcție pînă la suprafața suportului de sedimentare este egală, sau mai mică decît drumul liber mediu, $\bar{\lambda}$ condiția de trecere a unei particule din suspensia coloidală în starea de sediment este satisfăcută.

Din fig.51 rezultă că, toate particulele ce se află pe diametru între coardă, corespunzătoare lui $\bar{\lambda}$ și vârful arcului de cerc, adică pe segmentul δ , satisfac condiția de sedimentare, fiind că drumul de parcurs sub acțiunea forțelor Lorentz este mai mic decît cel de liber parcurs. Din considerații geometrice elementare rezultă că, această distanță depin-

de de diametrul suportului cilindric D, prin relația

$$\delta = \frac{\bar{\lambda}^2}{4 \cdot D} \quad (\text{IV-1})$$

Dat fiind că această relație este valabilă pentru orice diametru din secțiunea considerată, condiția de sedimentare este valabilă pentru toate particulele ionizate, ce se află în stratul tubular de grosime δ , din vecinătatea suprafeței sedimentare, Grosimea lui fiind invers proporțională cu diametrul suportului, adică direct proporțională cu curbura lui,

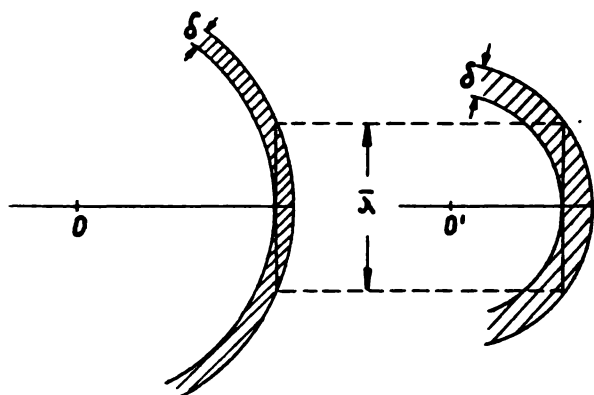


Fig.52.

probabilitatea de sedimentare va depinde de această grosime. Pe baza figuri 52 se constată că, cu cât diametrul suprafeței cilindricului suport este mai mic, cu atât mai gros este stratul învecinat al curentului de aer pentru care condiția de sedimentare a particulelor este satisfăcută.

In privința aspectului cantitativ de sedimentare în condiții identice de câmp, de ionizare și a intervalului de timp, putem să plecăm de la următoarele premize: dacă numărul de particule pe unitatea de volum este n_0 , atunci probabilitatea de sedimentare într-un interval dat de timp va fi proporțional cu numărul de particule ionizate din stratul adiacent de grosime δ al suportului de sedimentare, adică cu

$$n = n_0 \cdot \bar{\lambda} \cdot D \cdot l$$

Pe baza relației (IV-1) se obține

$$n = n_0 \cdot \frac{\bar{\lambda} \cdot l \cdot \bar{\lambda}^2}{4} \quad (\text{IV-2})$$

Masa sedimentată în condițiile considerate va fi proporțională cu n . Rezultă de aici că ea este independentă de raza de curbură a suprafeței cilindrice, în acord deplin cu rezultatele experimentale.

Studiul experimental și considerațiile teoretice legate de rezultatele obținute, permit a se trage anumite concluzii în privința mecanismului de sedimentare a particulelor din suspensia coloidală.

1° Faptul că, forțele Lorentz imprimă particulelor ionizate o mișcare ordonată pe direcții paralele cu plane tangente la suportul cilindric de sedimentare, scoate în evidență, direcția incidenței particulei pe suprafața suportului. Această direcție formează un unghi mic cu suprafața de sedimentare, astfel încât în mecanismul intim de depunere, mișcarea

razantă a particulelor în raport cu suprafața suportului joacă un rol important.

C confirmare a acestei constatări rezultă și din studiul experimental al sedimentării, când direcția de deplasare a particulelor este cuasi-normală pe suprafața suportului. Fotografia din fig.53 ilustrează acest fapt. Ele reprezintă sedimentul pe suporturi plani, așezați radial față de axa de simetrie a cîmpului magnetic. În acest caz, forțele



Fig.53.

Lorentz imprimă particulelor o mișcare ordonată normală pe suportul plan.

Fotografia probelor din fig.53 a corespunde fazei neionizate, iar din fig.53 b fazei ionizate. Se constată că eficiența sedimentării în aceste condiții este mică în raport cu aceea a tuburilor concentrice.

2° Sedimentarea în cazul tuburilor concentrice nu prezintă un randament prea sporit în raport cu sedimentarea pe un singur tub. Explicarea poate fi găsită în faptul că, viteza curentului de aer poluat în spațiile separate prin două tuburi învecinate, scade de la axa de simetrie spre exterior. În felul acesta descresc și forțele Lorentz.



Fig.54.

Fotografiile din fig.54 ilustrează această constatare. Ele reprezintă sedimentele pe suprafețele desfășurate a doi cilindri, avînd diametrele indicate pe figură. Curentul de aer poluat avea sensul de deplasare de jos în sus.

Se mai remarcă pe aceste figuri că, sedimentul descreește pe măsură ce înaintează curentul de aer. Fenomenul poate fi explicat prin diminuarea numărului de particule din suspensie pe parcurs. Neomogeneitatea depunerii în cazul tubului cu diametrul de $D=6,2$ cm și apariția fîșiilor sub formă de limbi se datorește neuniformității curburii suportului de hîrtie.

3° Depunerea exclusivă a sedimentului pe fețele concave ale cilindrilor confirmă ipoteza relativă la mecanismul intim de trecere a particulelor din suspensie în stare de sediment. Într-adevăr, mișcarea ordonată a unei particule cu o componentă paralelă la planul tangent pe cilindru are probabilitatea de a atinge în mod razant numai pe un suport concav. În aceleași condiții de mișcare particula se va îndrepta de la suprafața convexă a suportului.

IV-2 CONSIDERATII TEORETICE SI CONSECINTE PRACTICE RELATIVE LA CIMPUL MAGNETIC REZULTAT DIN SUPRA- PUNEREA UNOR CIMPURI CIRCULARE

Un asemenea câmp magnetic poate fi realizat cu ajutorul conductorilor rectilinii și paraleli legați în serie, prin care trece un curent electric, sensul lui putând varia de la un conductor la altul. Dacă lungimea conductorilor este mare în raport cu distanțele dintre ei, liniile de forță componente ale câmpului sînt plane și normale pe direcția conductorilor. În consecință și liniile de forță ale câmpului rezultat se află în plane perpendiculare pe această direcție.

Determinarea topografiei câmpului rezultat implică anumite dificultăți, chiar în secțiunea normală pe mijlocul conductorilor, soluția analitică prezentîndu-se sub o formă greoaie și complexă. Admițînd anumite ipoteze, soluționarea analitică a problemei poate fi simplificată. Dacă se consideră conductorul infinit de lung, intensitatea câmpului creat este dată de legea lui Biot-Savart. Astfel, un curent de intensitate I va crea într-un punct la distanța r de conductor un câmp de intensitate dată de

$$H = \frac{I}{2 \cdot \pi \cdot r} .$$

Deja din această lege rezultă că, în punctele apropiate, adică la o distanță mică în raport cu distanțele dintre conductori, câmpul este dictat, în primul rând, de curent din acest conductor, influența celorlalți curenți putând fi neglijată în primă aproximație.

Pentru a aborda această problemă, în cazul mai multor conductori, în puncte arbitrare ale unei secțiuni normale pe conductori, se poate admite că în legea lui Biot-Savart \underline{I} reprezintă un pol, care în raport cu orientarea suprafeței secțiunii poate avea două sensuri. Vom atribui unui curent care iese din planul secțiunii un sens pozitiv, notat cu \underline{I}° , iar celui care intră, un sens negativ, notate cu \underline{I}^{\bullet} . Această convenție este în acord cu regula burghiului, dacă sensul trigonometric de rotație este considerat ca sens de reper.

În această situație, având ca expresie de bază legea lui Biot-Savart, stabilirea intensității câmpului rezultat, creat de mai mulți curenți paraleli, este principial rezolvabilă.

În limita posibilității unor soluții analitice simple, problema abordată în cele ce urmează are drept scop stabilirea în mod cantitativ intensitatea câmpului magnetic în anumite puncte discrete ale secțiunii, atunci când câmpul este creat de doi, sau mai mulți curenți paraleli, asimilați cu poli.

IV-2.1. Câmpul magnetic creat de doi conductori paraleli străbătuți de curenți de sensuri opuse.

Câmpul într-o secțiune normală poate fi asimilat cu un câmp creat de un dipol, polii \underline{I}° - \underline{I}^{\bullet} , având ca axă segmentul de dreaptă ce-i unește și egal cu 2.d. Se alege ca sistem de referință axele de coordonate carteziane Ox , Oy , cu origi-

nea în centrul dipolului (fig.55). Expresii analitice simple se obțin pentru punctele așezate pe cele două axe de coordonate.

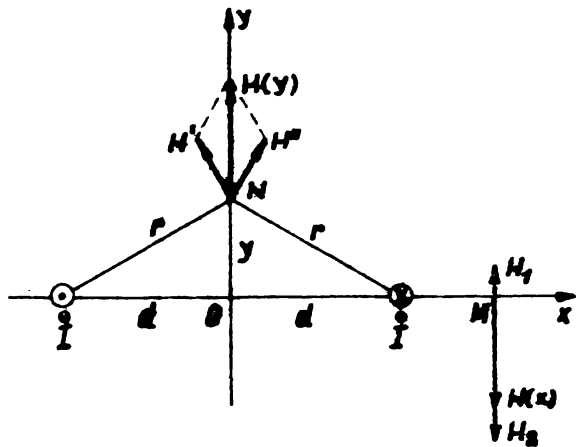


Fig.55.

a) Intr-un punct M de pe axa Ox , cu abscisa x , avem pentru componenta H_2 , datorită polului \underline{I} , expresia

$$H_2 = - \frac{I}{2 \sqrt{(x-d)^2}} = \frac{I}{2 (d-x)}$$

iar pentru componenta corespunzătoare polului \underline{I} ,

$$H_1 = \frac{I}{2 \sqrt{(d+x)^2}}$$

Cu ajutorul lor se obține drept rezultată, intensitatea cîmpului magnetic

$$H = H_1 + H_2 = \frac{I \cdot d}{\sqrt{(d^2 - x^2)^2}}$$

Expresia aceasta se poate scrie sub forma

$$H(x) = \frac{I}{2 \sqrt{d}} \frac{2}{1 - \left(\frac{x}{d}\right)^2} \quad (IV-3)$$

în care factorul

$$h(x) = \frac{2}{1 - \left(\frac{x}{d}\right)^2} \quad (IV-4)$$

se consideră că intensitatea redusă a cîmpului magnetic în funcție de abscisa redusă x/d . Astfel, găsim

$$H = \frac{I}{2 \sqrt{d}} h(x)$$

In figura 56 s-au reprezentat în câteva puncte pe axa Ox, in-

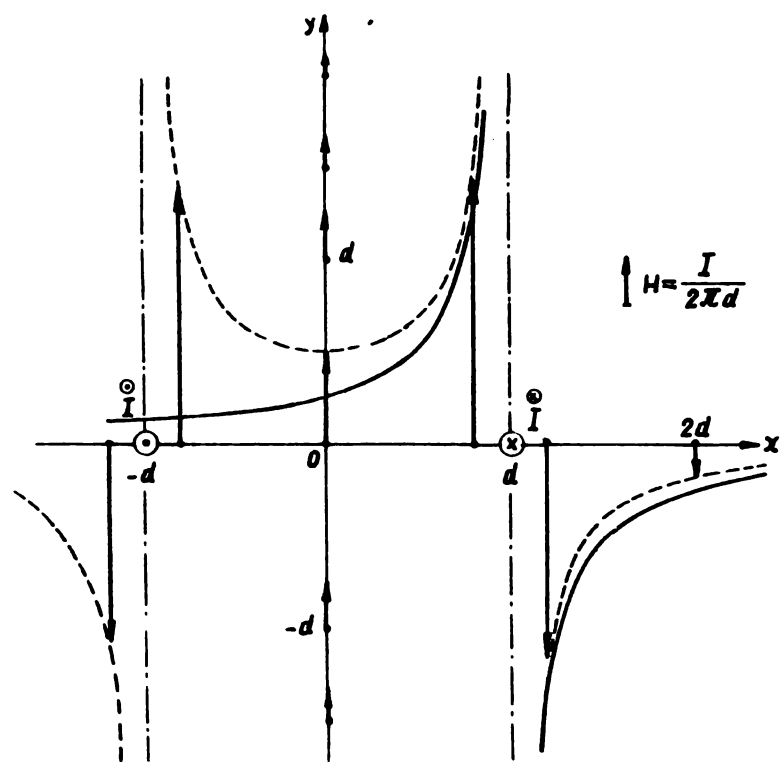


Fig.56.

tensitățile câmpului redus la aceeași scară prin vectori corespunzători, iar prin liniile punctate, variația acestora în funcție de poziția pe axa Ox.

Curbele trase te plin reprezintă variația câmpului redus, datorat unui

singur pol I . In concordanță cu cele relevate mai sus se constată că, în vecinătatea dipolului abaterea dintre cele două curbe (punctată, respectiv trasată plin) devine din ce în ce mai mică, pe măsură ce ne apropiem de dipol.

b) Intensitatea câmpului într-un punct M (fig.55), situat pe axa Oy se obține prin adunarea vectorială a celor două componente H' și H'' , datorită celor doi poli. Mărimea lor absolută este dată de

$$H' = H'' = \frac{I}{2 \sqrt{r}}$$

iar rezultanta lor de

$$H = 2 \frac{I}{2 \sqrt{r}} \frac{d}{r} = \frac{I \cdot d}{\sqrt{r} \cdot r^2}$$

Stiind că

$$r^2 = d^2 + y^2$$

intensitatea câmpului va fi

$$H = \frac{I}{2\sqrt{\pi}d} \frac{2}{1 + \left(\frac{y}{d}\right)^2} \quad (\text{IV-5})$$

Dacă notăm intensitatea redusă prin

$$h(y) = \frac{2}{1 + \left(\frac{y}{d}\right)^2} \quad (\text{IV-6})$$

ca o funcție a ordonatei reduse y/d , câmpul rezultat va fi exprimat prin

$$H(y) = \frac{I}{2\sqrt{\pi}d} h(y) .$$

Intensitatea câmpului magnetic este reprezentată în figura 56 pentru câteva puncte de pe axa Oy. Se constată că ea prezintă un maxim în centrul dipolului și descrește cu distanța de la aceasta, păstrînd mereu același sens.

c) Intensitatea câmpului magnetic în punctele situate pe cercul ce are drept diametru axa dipolului. Poziția unui punct M pe cercul considerat cu raza r este determinată prin

unghiul la centru φ .

Componentele corespunzătoare polilor I și I , vor fi, conform notațiilor din fig.57.

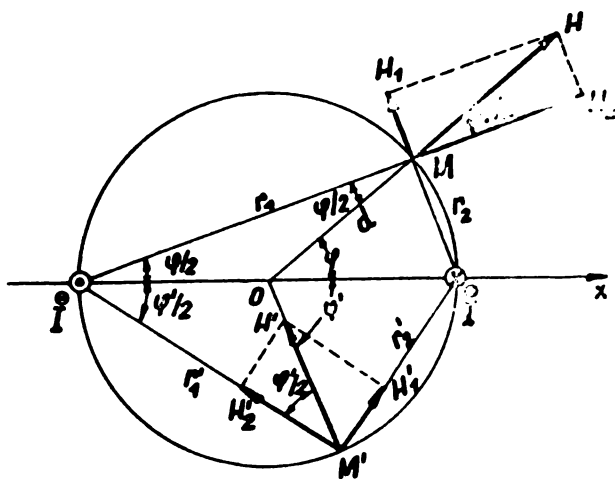


Fig.57.

$$H_1 = \frac{I}{2\sqrt{\pi}r_1} \quad \text{și}$$

$$H_2 = \frac{I}{2\sqrt{\pi}r_2}$$

unde $r_1 = 2d \cos \frac{\varphi}{2}$
 $r_2 = 2d \sin \frac{\varphi}{2} .$

Făcînd raportul componentelor se obține

$$\frac{H_1}{H_2} = \frac{r_2}{r_1} .$$

Se constată că triunghiul dreptunghic format din componentele H_1 , H_2 și rezultanta H este asemănător cu triunghiul avînd ca vîrfuri I , I și M . Rezultă de aici că intensitatea cîmpului rezultat este un vector radial față de centrul O . Valoarea absolută a acestuia este dată de

$$H = \sqrt{H_1^2 + H_2^2} = \frac{I}{2r} d \frac{1}{\sin\varphi} \quad (\text{IV-7})$$

Pentru un punct M situat pe porțiunea cercului sub axa dipolului, adică pentru unghiul la centru φ negativ, se obține un rezultat analog și anume, vectorul rezultat H este tot radial cu sensul orientat spre centru. Valoarea absolută a intensității este dată de aceeași expresie ca mai sus.

Notînd cu

$$h(\varphi) = \frac{1}{\sin\varphi} \quad (\text{IV-8})$$

intensitatea redusă a cîmpului magnetic, vom avea pentru intensitatea cîmpului magnetic în punctele considerate pe acest cerc

$$H(\varphi) = \frac{I}{2r} d h(\varphi),$$

direcția cîmpului fiind radială.

Sensul cîmpului va fi orientat de la centru spre exterior pentru $\sin\varphi > 0$ și spre centru, pentru $\sin\varphi < 0$.

Figura 58 exemplifică acest rezultat pentru cîteva puncte situate pe cercul considerat.

Mărimile absolute ale vectorilor sînt luate la aceeași scară.

IV-2.2. Cîmpul magnetic creat de doi conductori paraleli străbătuți de curenți de același sens.

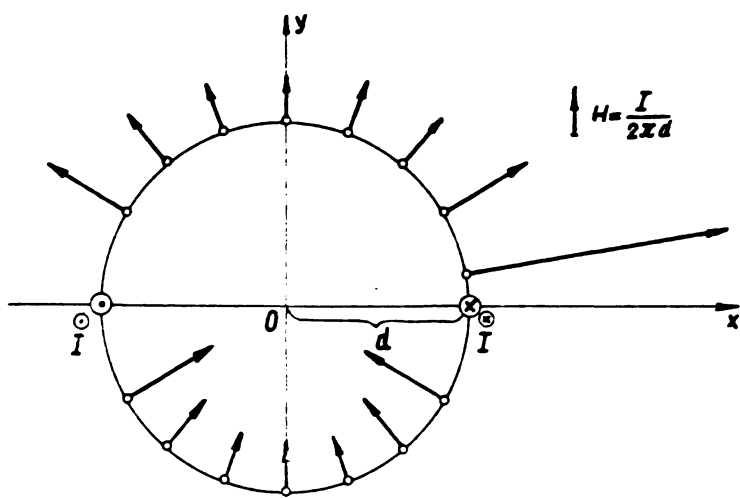


Fig.58.

Efectul curenților de aceeași intensitate îl putem considera ca rezultată a doi poli, de data aceasta de același sens.

Ca și în cazul anterior, alegem ca sistem de referință axele Ox, Oy cu originea în centrul dipolului

$I_1 - I_2$, așa cum rezultă din fig.59.

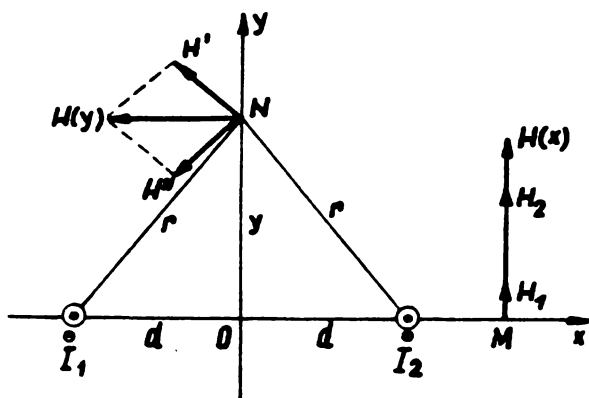


Fig.59.

a) Într-un punct M pe axa Ox, avînd abscisa x , componentele H_1 și H_2 , datorită polilor I_1 și I_2 vor fi normale pe axă și de același sens. Ele sînt date de -

$$H_1 = \frac{I}{2\sqrt{(x+d)^2}} \quad \text{și}$$

$$H_2 = \frac{I}{2\sqrt{(x-d)^2}}$$

Rezultanta lor va fi intensitatea cîmpului

$$H = H_1 + H_2 = \frac{I}{2\sqrt{}} \frac{2x}{x^2-d^2}$$

Expresia poate fi scrisă sub forma

$$H = \frac{I}{2\sqrt{d}} \frac{2 \frac{x}{d}}{\left(\frac{x}{d}\right)^2 - 1} \quad (IV-9)$$

în care factorul

$$h(x) = \frac{2 \left(\frac{x}{d}\right)}{\left(\frac{x}{d}\right)^2 - 1} \quad (IV-10)$$

reprezintă intensitatea redusă a câmpului în funcție de abscisa redusă x/d . Astfel și în cazul acesta intensitatea câmpului magnetic va fi dată de

$$H(x) = \frac{I}{2\sqrt{d}} h(x)$$

b) Într-un punct N de pe axa ordonatelor Oy (fig.59) se va găsi intensitatea câmpului rezultat H prin compunerea vectorilor componenți

$$H' = H'' = \frac{I}{2\sqrt{r}}$$

adică prin proiecția lor pe direcția rezultantei, ce este paralelă cu axa Ox .

Având în vedere orientarea rezultantei în sensul negativ al axei absciselor vom avea

$$H = - 2 \frac{I}{2r} \frac{y}{r} = - \frac{I \cdot y}{\sqrt{(y^2 + d^2)}}$$

Scriind expresia aceasta sub forma

$$H = - \frac{I}{2\sqrt{d}} \frac{2 \frac{y}{d}}{\left(\frac{y}{d}\right)^2 + 1} \quad (IV-11)$$

se desprinde pentru intensitatea redusă, relația

$$h(y) = - \frac{2 \frac{y}{d}}{\left(\frac{y}{d}\right)^2 + 1} \quad (IV-12)$$

iar pentru intensitatea câmpului magnetic

$$H(y) = \frac{I}{2\pi d} h(y)$$

cu mențiunea că, direcția acestui vector este paralelă cu axa absciselor.

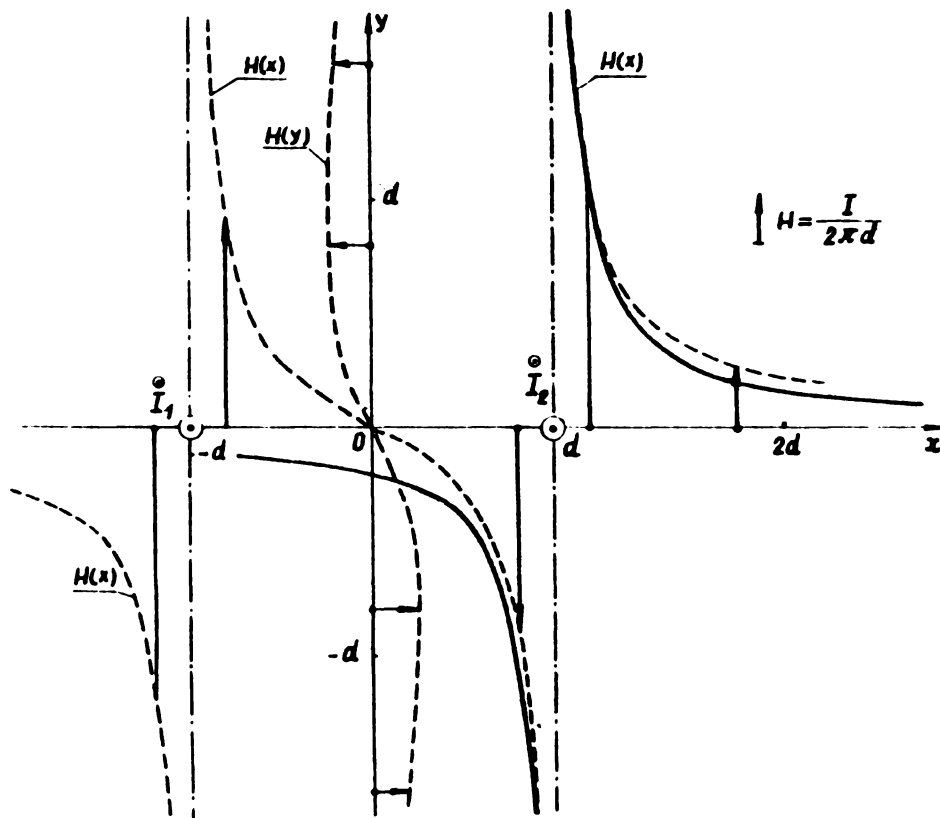


Fig. 60.

Rezultatele obținute pentru ambele cazuri sînt reprezentate în fig. 60. Graficele trase prin linii întrerupte corespund variației intensității câmpului în funcție de poziția pe axele de coordonate.

În cîteva puncte este reprezentată intensitatea câmpului prin vectori la aceeași scară.

Se constată că intensitatea câmpului în centrul dipolului este zero.

În figură s-a trecut prin linii continue variația câmpului creat de un singur pol, și anume de \$I_2\$. Și de data aceasta se remarcă că în apropierea lui, intensitatea câmpului este dictată în primul rînd de acest pol, celălalt avînd o influență mai neînsemnată.

c) Intensitatea câmpului magnetic în punctele situate pe cercul ce trece prin poli, avînd ca diametru axa sistemu-

lui de poli. Poziția unui punct M pe cercul considerat este determinat de unghiul φ , așa cum rezultă din fig.61.

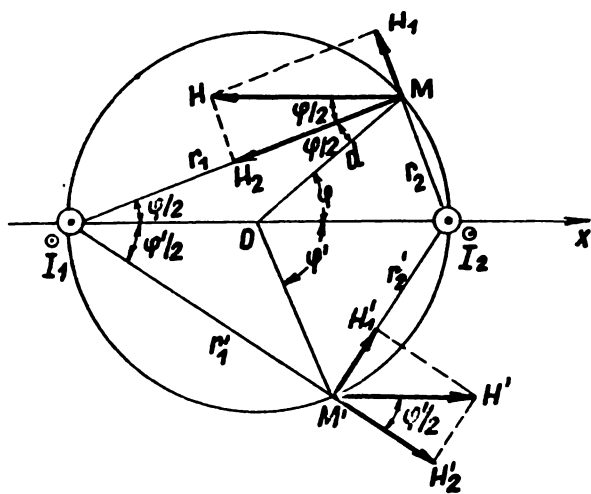


Fig.61.

Componentele datorate polilor vor fi date de

$$H_1 = \frac{I}{2 \sqrt{r_1}} \quad \text{și}$$

$$H_2 = \frac{I}{2 \sqrt{r_2}}$$

unde

$$r_1 = 2 \cdot d \cdot \cos \frac{\varphi}{2} \quad \text{și}$$

$$r_2 = 2 \cdot d \cdot \sin \frac{\varphi}{2}$$

Din raportul componentelor

$$\frac{H_1}{H_2} = \frac{r_2}{r_1}$$

rezultă asemănarea dintre triunghiul dreptunghic format de componente și triunghiul, avînd vîrfurile în I_1 , I_2 și M .

Așa cum se arată în fig.61, rezultanta este paralelă cu axa sistemului de poli și are mărimea absolută dată de

$$H = \sqrt{H_1^2 + H_2^2} = \frac{I}{2 \sqrt{d} \cdot \sin \varphi} \quad (\text{IV-13})$$

Considerînd

$$h(\varphi) = \frac{1}{\sin \varphi} \quad (\text{IV-14})$$

ca intensitatea redusă, intensitatea cîmpului va fi dată de

$$H(\varphi) = \frac{I}{2 \sqrt{d}} h(\varphi)$$

Dacă ne referim la un punct M' situat pe porțiunea sub axa sistemului, calculele ne conduc la același rezultat.

În concluzie, putem afirma că valoarea absolută a intensității câmpului magnetic pentru punctele situate pe cerc este dată de (IV-14), avînd o orientare paralelă cu axa. Sensul vectorului H se obține prin regula burghiului, aplicată polilor.

Rezultatul obținut este exemplificat în figura 62 prin

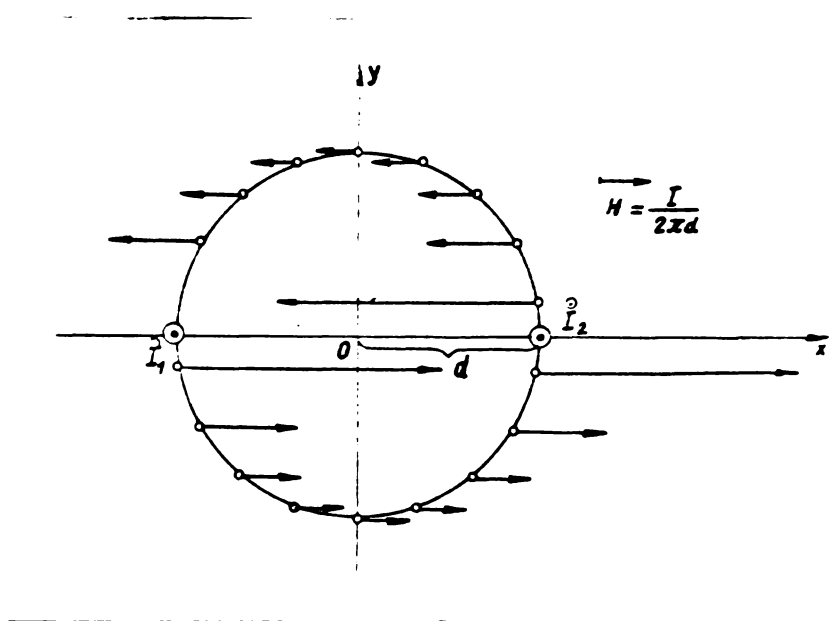


Fig.62.

vectorii aplicați în câteva puncte de pe cerc, atunci cînd sensul curenților paraleli este pozitiv în raport cu planul secțiunii. În cazul cînd curenții intră în plan, câmpul în punctele considerate pe cerc rămîne

paralel cu axa, schimbîndu-și doar sensul față de cazul anterior. Figura 63 ilustrează acest fapt.

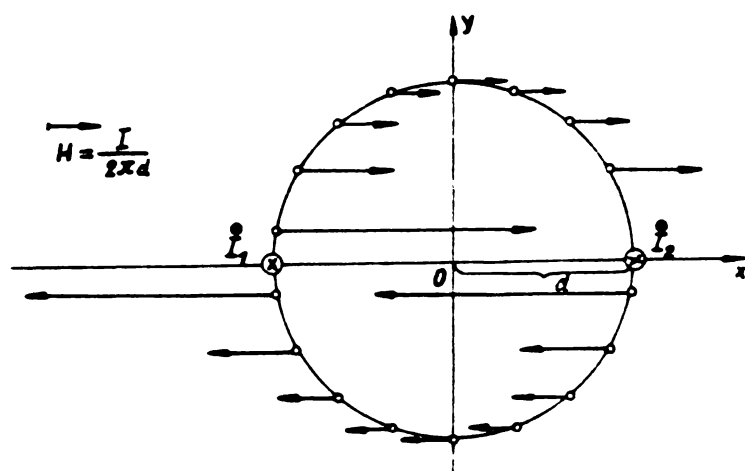


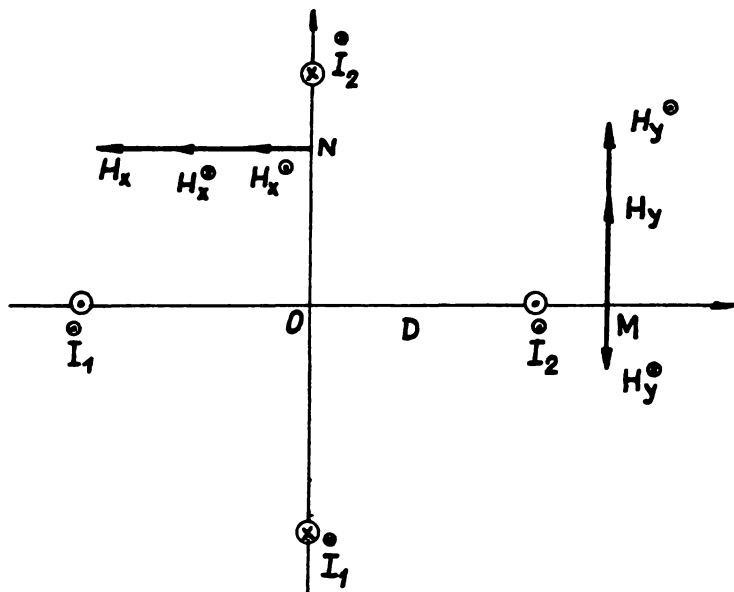
Fig.63.

IV-2.3. Câmpul magnetic format de patru conductori străbătuți de curenți de aceeași intensitate și în sensuri alternative.

Vom asimila acest sistem de conductori cu un cuadripol, polii fiind așezați în vîrfurile unui patrat cu

latura 2d. Polii diametral opuși au același sens de semn contrar față de cel al polilor de pe cealaltă diagonală.

Cîmpul format de acest cuadripol rezultă din suprapunerea cîmpurilor create de cele două sisteme de dipoli $I_1 - I_2$ respectiv $I_1 - I_2$ (fig.64). In acest scop ne putem folosi de



rezultatele obținute în paragraful IV-3.2, adaptîndu-le situației de față.

a) Considerăm ca sistem de referință axele de coordonate carteziene Ox, Oy așa cum reiese din fig.64. Intr-un punct M de pe

Fig.64.

axa absciselor, cîmpul creat de sistemul $I_1 - I_2$ va fi dat, conform relației (IV-9), de

$$H_y^{\circ} = \frac{I}{2} \frac{2 \frac{x}{D}}{\left(\frac{x}{D}\right)^2 - 1}$$

Pentru a avea expresii comparabile cu rezultatele de mai sus, vom ține seama de $D = d / \sqrt{2}$, astfel încît obținem

$$H_y^{\circ} = \frac{I}{2 \sqrt{2} d} \frac{\sqrt{2} \frac{x}{D}}{\left(\frac{x}{D}\right)^2 - 1} \quad (IV-15)$$

In același punct M de pe axa Ox, sistemul de poli $I_1 - I_2$ dă naștere unui cîmp cu o intensitate dată, pe baza analogiei cu relația (IV-11), de

$$H_y^{\circ} = - \frac{I}{2 \sqrt{d}} \frac{\sqrt{2} \frac{x}{D}}{\left(\frac{x}{D}\right)^2 + 1} \quad (IV-16)$$

Dacă se adună relațiile (IV-15) și (IV-16) se obține intensitatea cîmpului rezultat în punctele așezate pe axa absciselor prin

$$H_y = \frac{I}{2 \sqrt{d}} \frac{2 \sqrt{2} \frac{x}{D}}{\left(\frac{x}{D}\right)^4 - 1} \quad (IV-17)$$

cu o orientare normală pe această axă. Drept intensitatea redusă a cîmpului putem considera în cazul acesta

$$h_y(x) = \frac{2 \sqrt{2} \frac{x}{D}}{\left(\frac{x}{D}\right)^4 - 1} \quad (IV-18)$$

astfel încît

$$H_y = \frac{I}{2 \sqrt{d}} h_y(x) .$$

b) În mod analog putem proceda la stabilirea cîmpului magnetic în punctele pe axa ordonatelor. Astfel, în punctul N (fig.64) componenta datorită sistemului de poli $I_1 - I_2$ se determină pe baza analogiei cu relația (IV-9), găsind

$$H_x^{\circ} = - \frac{I}{2 \sqrt{d}} \frac{\sqrt{2} \frac{y}{D}}{\left(\frac{y}{D}\right)^2 - 1} .$$

În mod asemănător se obține pentru componenta datorită sistemului $I_1 - I_2$ pe baza relației (IV-11)

$$H_x^{\circ} = + \frac{I}{2 \sqrt{d}} \frac{\sqrt{2} \frac{y}{D}}{\left(\frac{y}{D}\right)^2 - 1} .$$

Adunînd aceste două expresii, intensitatea cîmpului magnetic rezultat în punctele pe axa Oy va fi de forma

$$H_x = - \frac{I}{2\sqrt{d}} \frac{\sqrt{2} \frac{y}{D}}{\left(\frac{y}{D}\right)^4 - 1} \quad (\text{IV-19})$$

Intensitatea redusă a cîmpului este dată de

$$h_x = - \frac{2 \sqrt{2} \frac{y}{D}}{\left(\frac{y}{D}\right)^4 - 1} \quad (\text{IV-20})$$

În fig.65 se reprezintă în cîteva puncte intensitatea

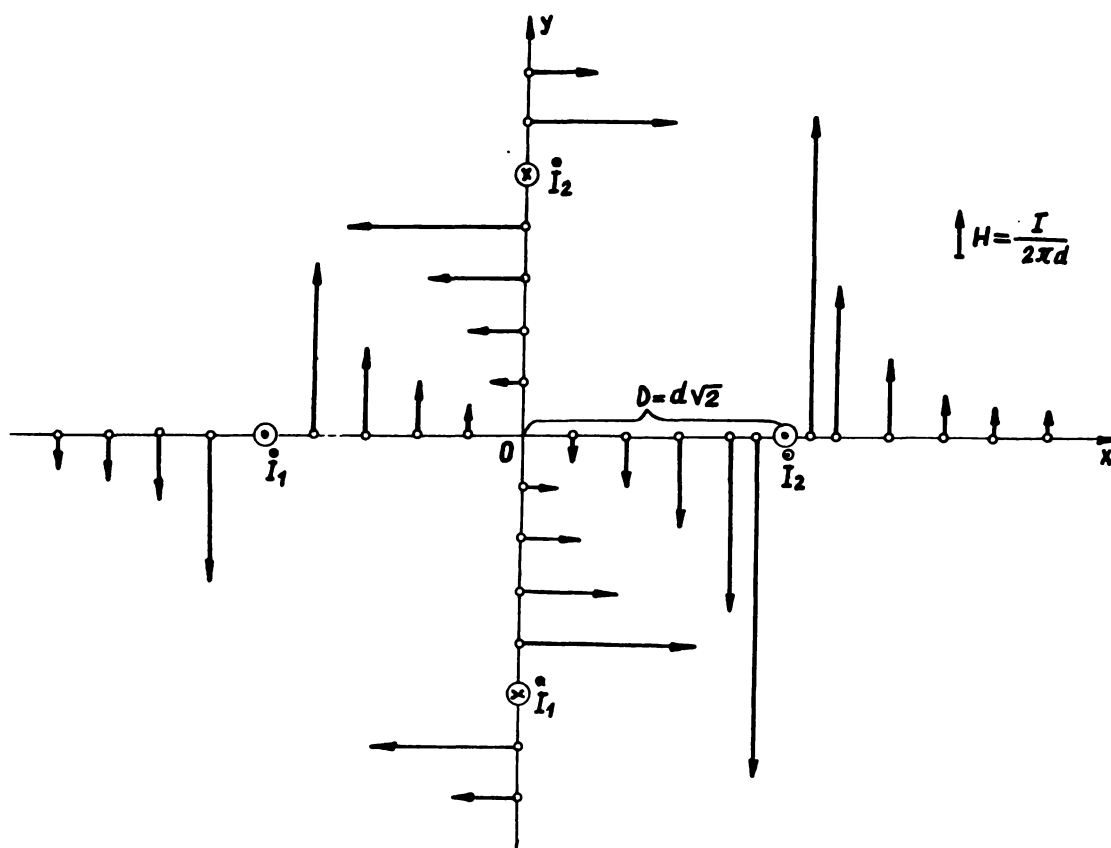


Fig.65.

cîmpului magnetic format de cuadrupolul considerat. Mărimea vectorilor s-a luat la aceeași scară, direcția și sensul lor coincide cu intensitatea cîmpului.

c) Intensitatea cîmpului magnetic în punctele situate pe cercul circumscris cuadripolului (fig.66) se poate găsi ca rezultanta a două componente, care sînt create de cele două sisteme de poli $I_1 - I_2$ și $I_1 - I_2$. În punctul M de pe cerc, determinat de unghiul polar θ , vom avea componenta H^θ , dată de $I_1 - I_2$ în acord cu (IV-13) sub forma

$$H^{\circ} = \frac{I}{2\sqrt{d}} \frac{1}{\sin\varphi} = \frac{\sqrt{2} \cdot I}{4\sqrt{d}} \frac{1}{\sin\varphi}, \quad (\text{IV-21})$$

direcția ei fiind paralelă cu axa Ox, iar sensul, cel indicat de regula burghiului.

Pe baza considerațiilor analoge se deduce și componenta datorată sistemului de poli $I_1 - I_2$, găsind

$$H^{\circ} = \frac{\sqrt{2} \cdot I}{4\sqrt{d}} \frac{1}{\cos\varphi} \quad (\text{IV-22})$$

direcția acesteia fiind paralelă cu axa Oy, așa cum rezultă și din fig.66.

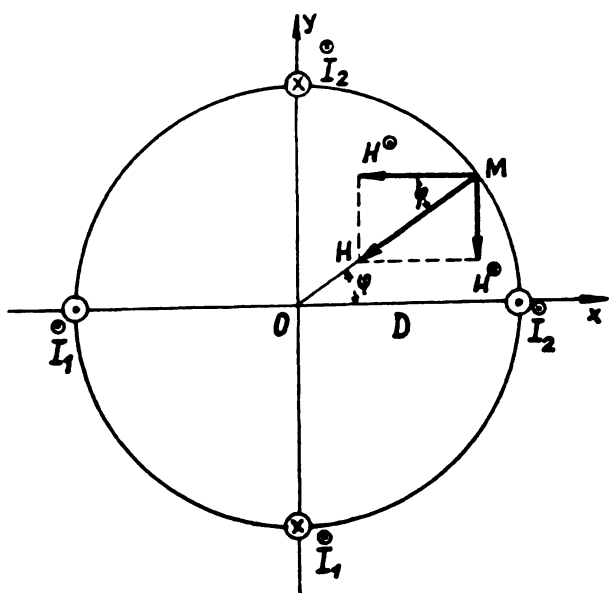


Fig.66.

Din raportul relațiilor (IV-21) și (IV-22)

$$\frac{H^{\circ}}{H^{\circ}} = \operatorname{tg}\varphi$$

rezultă că vectorul \underline{H} are o orientare radială. Mărimea lui absolută este dată de

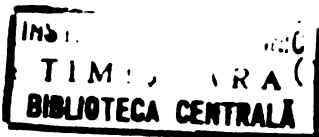
$$H = \sqrt{H^{\circ 2} + H^{\circ 2}} = \frac{\sqrt{2} \cdot I}{4\sqrt{d}} \frac{1}{\sin\varphi \cdot \cos\varphi}$$

sau

$$H = \frac{I}{2\sqrt{d}} \frac{\sqrt{2}}{\sin 2\varphi} \quad (\text{IV-23})$$

Si în acest caz putem considera intensitatea redusă a câmpului sub forma

$$h(\varphi) = \frac{\sqrt{2}}{\sin 2\varphi} \cdot \quad (\text{IV-24})$$



În figura 67 s-a reprezentat intensitatea câmpului în câ-

va puncte situate pe cercul circumscris cuadripolului. Se con-

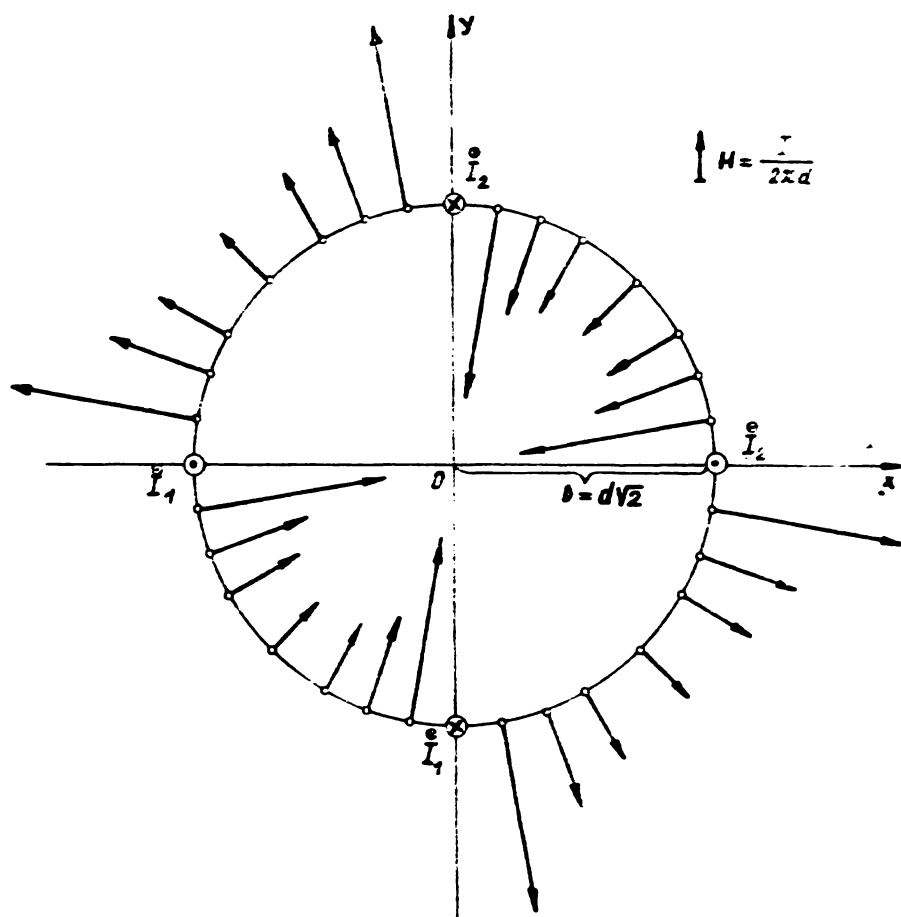


Fig.67.

stată că în aceste puncte câmpul este radial, avînd sensul orientat fie spre centrul O, fie spre exterior.

Concluzii.

Pe baza celor arătate mai sus, există posibilitatea de a găsi intensitatea câmpului magnetic în anumite puncte din secțiunea plană și normală pe direcția

conductorilor liniari, parcurși de un curent de aceeași intensitate, sensul lui alterînd de la un conductor la altul.

Dacă conductorii sînt repartizați în mod geometric, așa cum este cazul cuadripolului, în punctele situate pe axele sistemului sau pe cercul circumscris polilor, intensitatea câmpului este univoc determinată în mărime, direcție și sens.

Cu o anumită aproximație și în punctele situate pe laturile-patratului, determinat de poli, intensitatea câmpului poate fi considerată dată, fiind că influența polilor mai îndepărtați poate fi neglijată.

Putem afirma că, expresiile intensității câmpului, obținute pentru anumite puncte discrete, conturează în mod sumar

topografia cîmpului magnetic rezultat din suprapunerea mai multor cîmpuri circulare.

IV-2.4. Mișcarea particulelor electrizate dintr-o suspensie coloidală în cîmpul magnetic, creat de conductori paraleli și străbătuți de un curent electric de aceeași intensitate, poate fi studiată, dacă avem în vedere forțele Lorentz ce apar în condițiile date. Dacă admitem că direcția conductorilor coincide cu direcția de deplasare a aerului poluat, atunci viteza particulelor ionizate în mișcarea lor ordonată va fi paralelă cu direcția conductorilor și egală cu viteza fluidului.



Fig.68.

În fig.68 este reprezentată o secțiune normală pe direcția conductorilor în care se află o particulă ionizată, sarcina electrică a ei fiind q , presupusă pozitivă. Intensitatea cîmpului magnetic în punctul respectiv fiind \bar{H} , forța Lorentz va fi

$$\bar{f} = q \cdot \bar{v} \times \bar{B} .$$

Ori, v fiind perpendicular pe direcția cîmpului, iar $\bar{B} = \mu_0 \cdot \bar{H}$ (în cazul cînd permeabilitatea magnetică a aerului este considerată în primă aproximație egală cu cea a vidului), avem

$$\bar{f} = q \cdot v \cdot \mu_0 \cdot H .$$

Dacă introducem intensitatea redusă a cîmpului magnetic h , găsim

$$\bar{f} = \frac{\mu_0 \cdot I \cdot q \cdot v}{2 \pi h} h .$$

Forța Lorentz este situată în planul secțiunii și perpendiculară pe direcția cîmpului magnetic.

Pe baza rezultatelor obținute în legătură cu cuadripo-

lul, s-a stabilit topografia forțelor Lorentz, reprezentată în figura 69.

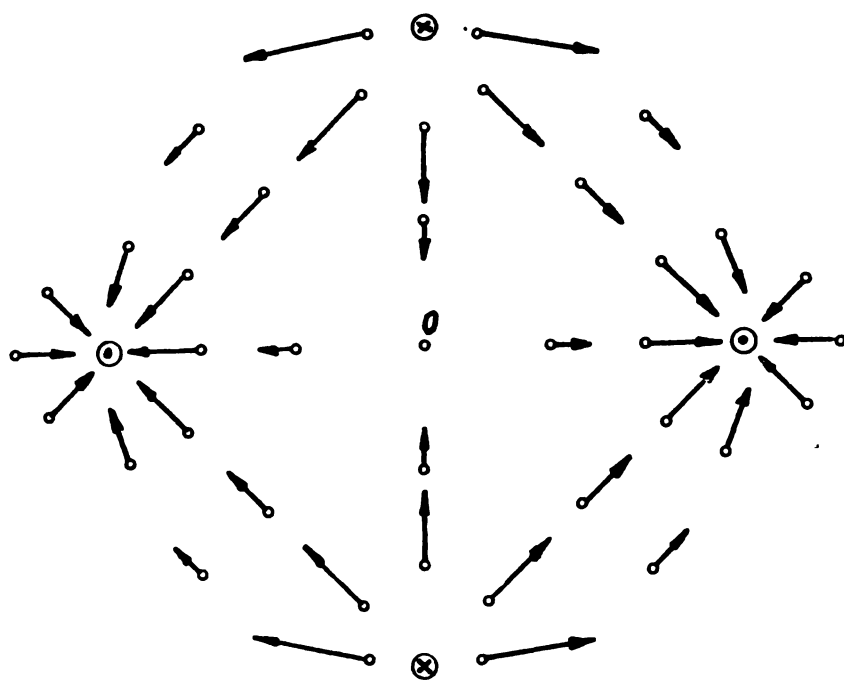


Fig.69.

Se admite că aceste forțe corespund unor particule așezate în diferitele puncte discrete din planul secțiunii normale, care poartă aceeași sarcină electrică pozitivă. Se

constată că în aceste condiții, forțele Lorentz dirijează particulele ionizate în direcția conductorilor, în care curentul este de același sens cu viteza curentului de aer poluat și le îndepărtează de la conductorii, în care sensul curentului este opus.

IV-2.5. Mișcarea unei particule electrizate în vecinătatea unui conductor rectiliniu străbătut de un curent electric.

Din studiul prezentat mai sus reiese că în vecinătatea unui conductor, care face parte dintr-un sistem de conductori paraleli, câmpul magnetic este determinat în primă aproximație de curentul ce-l străbate, dacă distanțele sînt mici în comparație cu distanțele dintre conductori. În aceste condiții intensitatea câmpului magnetic este dată de legea lui Biot-Savart.

Dacă admitem că viteza inițială în mișcarea ordonată a particulei este egală cu cea a curentului de aer, rezultă că

mişcarea sub influența Lorentz are loc într-un plan, ce trece prin conductor, dat fiind că forța Lorentz este situată în acest plan. Vom presupune că în momentul când particula intră în sfera de acțiune a câmpului magnetic, creat de curentul din

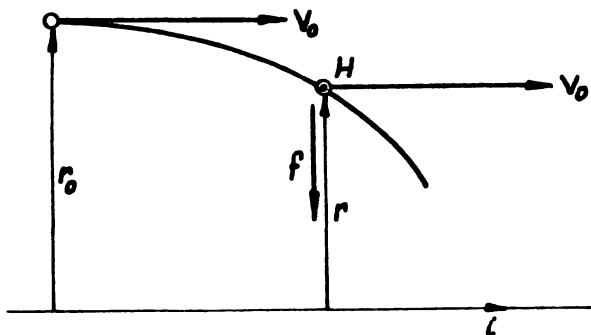


Fig.70.

conductor, ea se află la distanța r_0 de la axa conductorului, considerată ca axă de reper, iar viteza v_0 este paralelă cu această axă și egală cu viteza de deplasare a fluidului, așa cum rezultă din fig.70. Mai

presupunem că forța Lorentz este îndreptată spre conductor. In aceste împrejurări particula se va apropia de conductor, datorită vitezei radiale ce apare în urma forței Lorentz.

Considerăm situația la momentul, când particula se află la distanța r , așa cum arată fig.70. Forța Lorentz acționează pe direcția razei r , avînd mărimea absolută dată în sistemul de unități C.G.S.-em de

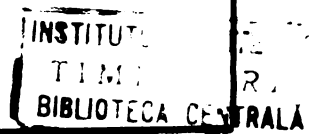
$$\vec{f} = q \cdot v_0 \frac{2i}{r} ,$$

q fiind sarcina particulei. Dacă masa particulei este m , iar viteza normală în direcția razei o notăm cu v_r , găsim legea mișcării pe direcția razei r

$$m \frac{dv_r}{dt} = - \frac{2 \cdot q \cdot v_0 \cdot i}{r} \quad (IV-25)$$

Semnul minus în membrul II apare datorită sensului opus între forța Lorentz și sensul ales pentru r .

Dacă avem în vedere că



$$v_r = \frac{dr}{dt}$$

și înmulțind relația de mai sus cu dr , obținem

$$\frac{dr}{dt} dv_r = - \frac{2 \cdot q \cdot v_0 \cdot i}{m} \frac{dr}{r}$$

sau

$$v_r dv_r = - \frac{2 \cdot q \cdot v_0 \cdot i}{m} \frac{dr}{r} .$$

Ecuția aceasta poate fi integrată și ne conduce la

$$v_r^2 = - \frac{4 \cdot q \cdot v_0 \cdot i}{m} \ln r + C .$$

Din condițiile inițiale: $r = r_0$, $v_r = 0$ rezultă

$$C = \frac{4 \cdot q \cdot v_0 \cdot i}{m} \ln r_0 .$$

Soluția ecuației va fi deci

$$v_r = \pm \sqrt{\frac{4 \cdot q \cdot v_0 \cdot i}{m}} \sqrt{\ln \frac{r_0}{r}} .$$

Se alege semnul minus, fiind că viteza are un sens negativ față de sensul lui r . Dacă notăm

$$u = \sqrt{\frac{4 \cdot q \cdot v_0 \cdot i}{m}} , \quad (IV-26)$$

atunci viteza normală în funcție de distanța r este dată de

$$v_r = - u \sqrt{\ln \frac{r_0}{r}} \quad (IV-27)$$

Factorul constant u are dimensiunile unei viteze. Într-adevăr pentru

$$\frac{r_0}{r} = e ; \quad v_r = u ,$$

adică u reprezintă viteza normală imprimată de forța Lorentz, când particula se apropie la o distanță de e - ori mai mică, față de distanța inițială, la care a intrat în acțiune această forță.

Factorul u depinde pe de o parte de mărimi ce sînt accesibile din punct de vedere experimental, și anume v_0 și i iar pe de altă parte de sarcina specifică q/m a particulei.

Dacă avem în vedere că sarcina specifică a unui ion monovalent de carbon este

$$\frac{e}{m_C} = 7,973 \times 10^2 \text{ u.e.m Gs/g}$$

și admitem că starea de ionizare a particulei este reprezentată prin gradul de ionizare α , definit ca raportul dintre numărul de atomi ionizați la numărul total de atomi din care este alcătuită particula, atunci sarcina specifică

$$\frac{q}{m} = \frac{e}{m_C} \alpha = 7.973 \times 10^2.$$

În aceste împrejurări

$$u = 17,86 \sqrt{\alpha \cdot v_0 \cdot i} \quad (\text{IV-28})$$

în care v_0 se exprimă în cm/s și i în amperi.

Pentru a găsi legea spațiului în mișcarea particulei pe direcția razei, este necesar de a se integra ecuația (IV-27) care apare sub forma

$$\frac{dr}{dt} u = - \sqrt{\ln \frac{r_0}{r}}$$

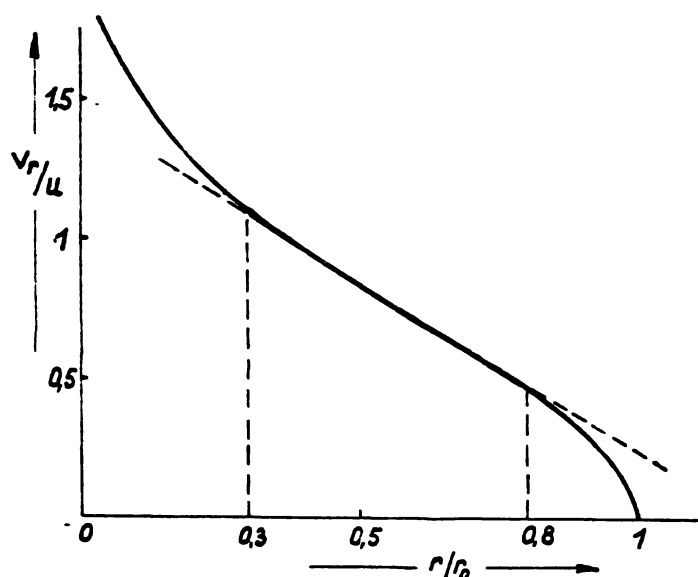
dat fiind că $v_r = \frac{dr}{dt}$. Prin separarea variabilelor se obține

$$\frac{dr}{\sqrt{\ln \frac{r_0}{r}}} = - u \cdot dt \quad (\text{IV-29})$$

Rezolvarea generală sub formă analitică nu este posibilă.

Din reprezentarea grafică a funcției

$$\frac{v_r}{u} = \sqrt{\ln \frac{r_0}{r}},$$



redată în figura 71, rezultă că între limitele

$$0,3 \leq \frac{r}{r_0} \leq 0,8$$

funcția prezintă o variație aproape liniară în dependență de r/r_0 dată de

$$\frac{v_r}{u} = \sqrt{\ln \frac{r_0}{r}} = -1,2 \frac{r}{r_0} + 1,46$$

(IV-30)

Fig.71

Presupunind că particula se

află la momentul t_1 , la distanța $(r/r_0)_1 = 0,8$ și la momentul t_2 , la $(r/r_0)_2 = 0,3$, atunci integrînd (IV-29) între aceste limite și ținînd totodată seama de (IV-30) și de anumite transformări, se obține

$$\int_{0,8}^{0,3} \frac{d(-1,2 \frac{r}{r_0})}{1,46 - 1,2 \frac{r}{r_0}} = 1,2 \frac{u}{r_0} \int_{t_1}^{t_2} dt$$

adică.

$$\left| \ln(1,46 - 1,2 \frac{r}{r_0}) \right|_{0,8}^{0,3} = 1,2 \frac{u}{r_0} (t_2 - t_1)$$

sau

$$\ln 2,2 = 1,2 \frac{u}{r_0} (t_2 - t_1)$$

De aici rezultă pentru intervalul de timp necesar apropiării particulei între cele două distanțe considerate

$$t_2 - t_1 = 0,657 \frac{r_0}{u}$$

sau, ținând seama de relația (IV-28)

$$t_2 - t_1 = 3,68 \times 10^{-2} \frac{r_0}{\sqrt{\omega \cdot v_0 \cdot i}} \quad (\text{IV-31})$$

Particularizare. Pentru a găsi date orientative în concordanță cu unele realizări posibile din punct de vedere experimental, se presupune

$$i = 2 \text{ A} ; \quad v_0 = 50 \text{ cm/s} ; \quad r_0 = 0,5 \text{ cm.}$$

Găsim în acest caz pentru intervalul de timp parcurs în deplasarea particulei de la $r_1 = 0,4 \text{ cm}$, la $r_2 = 0,15 \text{ cm}$

$$t_2 - t_1 = \frac{1,84 \times 10^{-3}}{\sqrt{\omega}} \text{ secunde.}$$

Dacă presupunem $\omega = 10^{-4}$, obținem $t_2 - t_1 = 0,184 \text{ s}$. În acest interval particula parcurge o distanță de cca. 9 cm în mișcarea ordonată, datorită curentului de deplasare a aerului.

IV-3 SEDIMENTAREA PARTICULELOR IONIZATE ÎN PREZENTA CIMPULUI MAGNETIC REZULTAT DIN SUPRAPUNEREA UNOR CIMPURI CIRCULARE

Considerațiile teoretice și consecințele practice desprinse din studiul cimpului magnetic produs de un sistem de conductori paraleli, străbătuți de un curent electric, scot în evidență faptul că particulele ionizate pot fi dirijate spre suportți metalici în vederea unei sedimentări. Problema, care se ivește în această situație, oferă posibilitatea de a pătrunde în intimitatea acestui fenomen de sedimentare, stabilind condițiile în care au loc depunerile particulelor din suspensia coloidală pe anumiți suportți.

IV-3.1. Instalația și metoda experimentală.

Dispozitivul experimental este format din 18 conductori liniari, cu lungimea de cîte 300 mm, dispuși paraleli pe vîrfurile a trei hexagoane concentrice, așa cum rezultă din fig.72

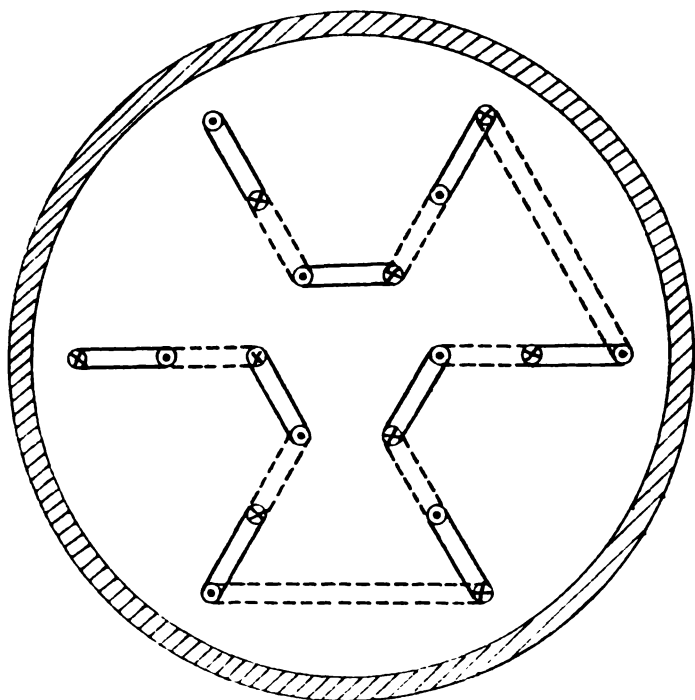


Fig.72.

care reprezintă o secțiune normală pe conductori. Conductorii au fost confecționați din sîrmă de cupru de 3 mm \varnothing și legați în serie. Sensul curentului, care alternează între doi conductori învecinați, este indicat pe figură. Dispozitivul a fost astfel dimensionat încît

a putut fi plasat în interiorul unui tub de sticlă cu diametrul de 60 mm, tubul care a intrat în circuitul de aer poluat al instalației experimentale (fig.10).

Sistemul de conductori paraleli a fost alimentat de o baterie de acumuloare de 24 V, intensitatea potrivită a curentului fiind stabilită prinresoarte legate în serie cu aceasta.

Ionizarea fazei, controlul umidității și a celorlalte condiții experimentale au fost realizate în mod identic cu cele arătate în capitolele anterioare.

IV-3.2. Rezultate experimentale preliminare și calitative.

In concordanță cu prevederile teoretice, experiența con-

firmă că sedimentarea particulelor din suspensia coloidală are loc într-un mod pronunțat pe conductorii în care circulă curentul într-un anumit sens și într-o măsură neînsemnată pe cei cu sensul contrar. Figura 73 confirmă această constatare și înde-

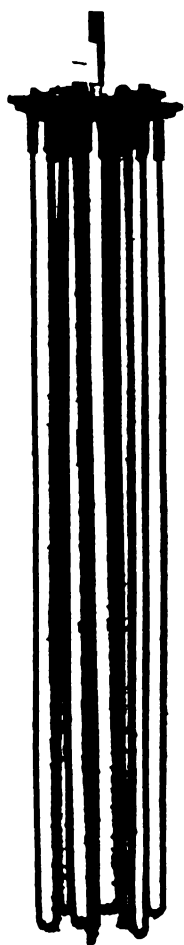


Fig.73.

seoi fig.74 în care sînt reprezentați doi conductori paraleli învecinați din sistem, cu sensul contrar de parcurgere a curentului. În această figură se indică sensul curentului de aer, adică sensul de deplasare a ionilor din suspensia coloidală.

Pe baza acestor fapte se poate constata că, particulele ionizate de funingine poartă în preponderență sarcini pozitive.

În scopul de a lămurii rolul suportului pe care se face depunerea și dependența sedimentării de timp în privința repro-

ductibilității măsurătorilor, s-a urmărit, în primul rînd, me-

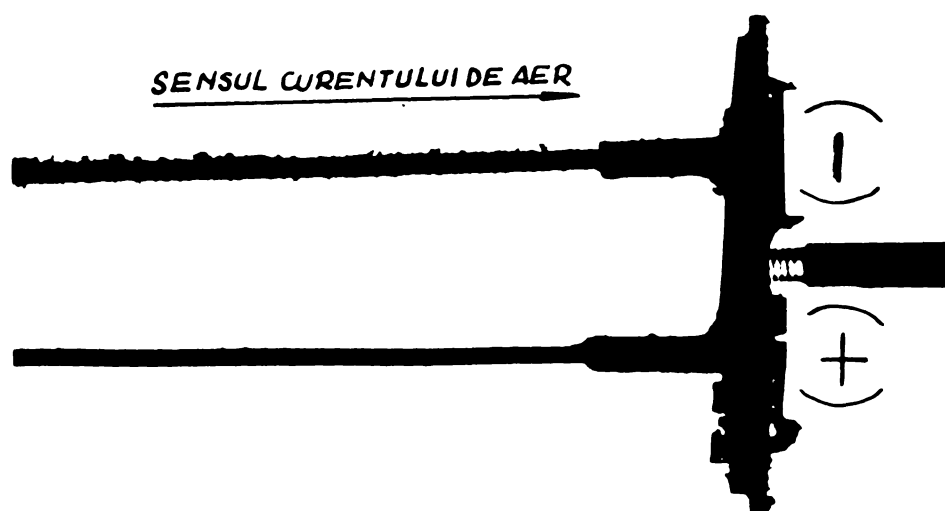


Fig.74.

toдика de restabilizare a stării inițiale a suprafeței suportului. S-a constatat că:

a) Îndepărtarea sedimentului prin mijloace mecanice, cum ar fi raderea, nu aduce suportul într-o stare inițială, care în continuare să asigure o reproductibilitate fidelă a măsurătorilor.

b) Acoperirea conductorilor printr-un manșon confecționat dintr-o țesătură de fibre sintetice nu aduce cu sine avantaje.



Fig. 75.

Rezultatele experimentale sînt arătate în fig. 75. S-a observat că, la conductorii în care sensul curentului coincide cu sensul de deplasare a particulelor ionizate, depunerea este mai abundentă decît pe conductorii cu sensul opus al curentului, cu toate că efectul este mult diminuat. În afară de aceasta se constată o eficiență cantitativă mult mai mică decît în cazul conductorilor neacoperiți prin țesătură. Acest fapt se jus-

tifică și prin micșorarea cîmpului magnetic, datorită distanței mărite prin țesătură.

c) Mijlocul cel mai eficient de readucere a suportilor într-o stare inițială, care asigură reproducerea cantitativă a sedimentului în funcție de timp este îndepărtarea sedimentului prin spălare cu benzină. Este de remarcă că și pe calea aceasta suprafața nu poate fi readusă în starea perfect inițială,

fiind că pe aceasta apare o anumită coroziune, caracterizată printr-o culoare închisă, ce nu mai poate fi îndepărtată decât printr-un tratament cu abrazive.

Constatările evidențiate mai sus, asociate cu anumite observații directe, pot servi ca punct de plecare în sesizarea anumitor fapte, privitoare la mecanismul intim în procesul de sedimentare a particulelor de funingine din suspensia coloidală.

O observare mai atentă a celor arătate în fig.75 scoate în evidență că, firele proeminente ale țesăturii formează centre de captare a particulelor, ceea ce marchează rolul forțelor de coeziune dintre sediment și particule.

Intr-o formă mai pregnantă, acest fapt este justificat prin fig.76, care redă fenomenul, ce apare pe sonda electro-



Fig.76.

metrului așezat în curentul aerului poluat. Fenomenul poate fi caracterizat prin formarea de ciorchini de funingine pe suportul metalic al sondei.

Acest fapt sugerează următoarele idei, referitoare la mecanismul de sedimentare a ionilor din suspensia coloidală pe un suport metalic:

- Inițial, particulele

sînt captate în mod

accidental de suprafață, prin forțe de adeziune, care asigură o aderență puternică pe baza interacțiunii atomice dintre suport și particulă

Dovadă că acest strat nu poate fi îndepărtat prin mij-

loace simple, cum este cazul curățirii cu benzină.

- Intre germeii astfel formați, și particulele ionizate din suspensie apar, pe lângă forțele coulombiene și forțele de coeziune, care favorizează depunerile prin formarea de sedimente sub formă de ciorchini. Suportul metalic împiedică în acest proces acumularea de sarcini, ce ar aduce după sine apariția unui câmp electric, ce respinge sarcinile ionizate, așa cum este cazul unui suport dielectric.
- Existența ciorchinilor astfel formați, asigură prin maleabilitatea lor o adaptare la suprafața limită dintre curentul de aer poluat și suport, în sensul că micșorează gradientul de viteză, favorizând trecerea particulei din suspensie spre faza sedimentată.

IV-3.3. Studiul eficienței efectului de sedimentare pe conductorii parcursi de un curent electric.

Avînd în vedere concluziile stabilite mai sus, relative la mecanismul de sedimentare pe conductori, pe de o parte, iar pe de altă parte de rolul cîmpului magnetic circular în dirijarea particulelor ionizate, s-au studiat experimental condițiile în care dispozitivul preconizat poate fi utilizat în condițiile optime de sedimentare.

Modul de exploatare trebuie să aibă în vedere formarea unui suport de sedimentare, care este în stare să asigure o depunere cît mai mare într-un interval de timp cît mai mic.

În acest scop, determinările experimentale au urmărit condițiile preliminare de sedimentare, în care depunerile următoare în intervale de timp egale, au avut drept rezultat o eficiență cît mai mare.

Pe baza acestui principiu, s-a urmărit rolul inițial de formare a suportului în funcție de timp și în continuare, capacitatea de sedimentare din 20 în 20 minute. Drept criteriu de sedimentare și de formare a suportului s-a luat masa de sedimentare recuperată prin scuturarea dispozitivului.

Pentru a realiza o scuturare în condiții experimentale identice, dispozitivul a fost lovit prin căderea unei greutate de 10 g de la o înălțime constantă de $h = 30$ cm, consecutiv de 10 ori. În felul acesta, impulsurile transmise au realizat aceleași forțe de învingerea coeziunii existente în ciorchinile deja formate, asigurând păstrarea unui anumit suport capabil de captarea particulelor în procesul următor.

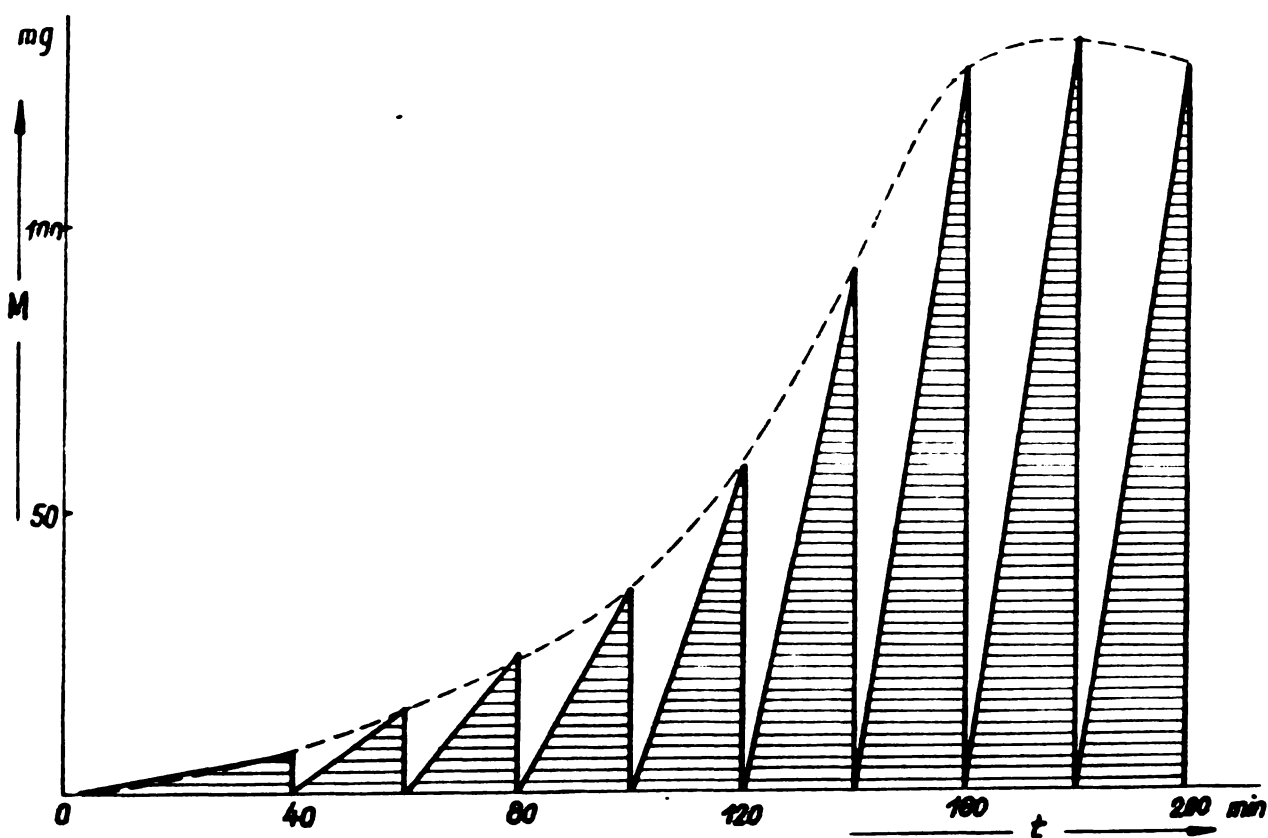


Fig.77.

În fig.77 sînt reprezentate rezultatele relative ale masei de sedimentare recuperate în urma scuturării suportului. Dispozitivul de conductori pus în stare inițială, prin îndepăr-

tarea sedimentului prin spălare cu benzină, a fost expus timp de 40 minute în curentul de aer poluat și pe urmă scos și scuturat. În continuare a fost introdus din nou în același curent și scos din 20 în 20 de minute și scuturat în aceleași condiții. Masele sedimentate și recuperate de fiecare dată sînt reprezentate în ordonata graficului. Ariile hașurate în această figură sînt proporționale cu masa sedimentată și recuperată de fiecare dată, corespunzător timpului de sedimentare a cîte 20 de minute.

Se constată că, masa sedimentată și recuperată prin scuturare crește și ajunge după un anumit timp, în cazul de față după 140, la un regim constant. Acest regim staționar se poate atribui faptului că ciorchinele sedimentate ajung la o saturație în sensul că ele nu mai cresc în continuare, deoarece curentul de aer desprinde din ei părțile sedimentate,

adică apare situația cînd curentul de aer învinge forțele de coeziune existente în interiorul ciorchinilor.

TABEL Nr. 17

t		Masa sedimentată în mg									
		20 ^m	40 ^m	60 ^m	80 ^m	100 ^m	120 ^m	140 ^m	160 ^m	180 ^m	200 ^m
I		2	22	5	8	15	16	25	48	100	138
II	a	-	5	11	17	31	45	68	100	140	-
	b	-	3	15	20	27	50	71	110	135	-
	c	-	7	13	19	30	41	60	90	130	-
Media		-	5	13	18,2	29,3	45,3	66,3	100	135	-
III	a	-	-	25	52	80	110	150	-	-	-
	b	-	-	30	41	78	120	145	-	-	-
	c	-	-	19	49	78	100	140	-	-	-
Media		-	-	24,7	47,3	78,7	110	145	-	-	-
IV	a	-	-	-	110	130	134	120	-	-	-
	b	-	-	-	107	119	128	121	-	-	-
	c	-	-	-	90	127	120	129	-	-	-
Media		-	-	-	102,3	125,3	127,3	123,3	-	-	-
V		-	-	-	-	124	120	130	-	-	-

În vederea procesului de formare a suportului de sedimentare în aceste condiții, s-a urmărit rolul germeilor de sedimentare pe suportul de conductori metalici.

În tabelul Nr. 17 sînt redate valorile experimentale în diferite condiții de sedimentare. Esențial în contextul acestor experiențe este intervalul inițial de sedimentare și în al doilea rînd, sedimentul depus și recuperat prin scuturare, în condiții identice, în următoarele intervale de timp de cîte 20 de minute.

Analizînd aceste date experimentale, care se referă la dispozitivul folosit de fiecare dată în condiții inițiale identice de funcționare, se constată că măsurătorile sînt reproductibile în limitele admisibile de experimentare (cazul II, III, IV, tabelul Nr.17).

În fig. 78 se reprezintă dependența sedimentului recupe-

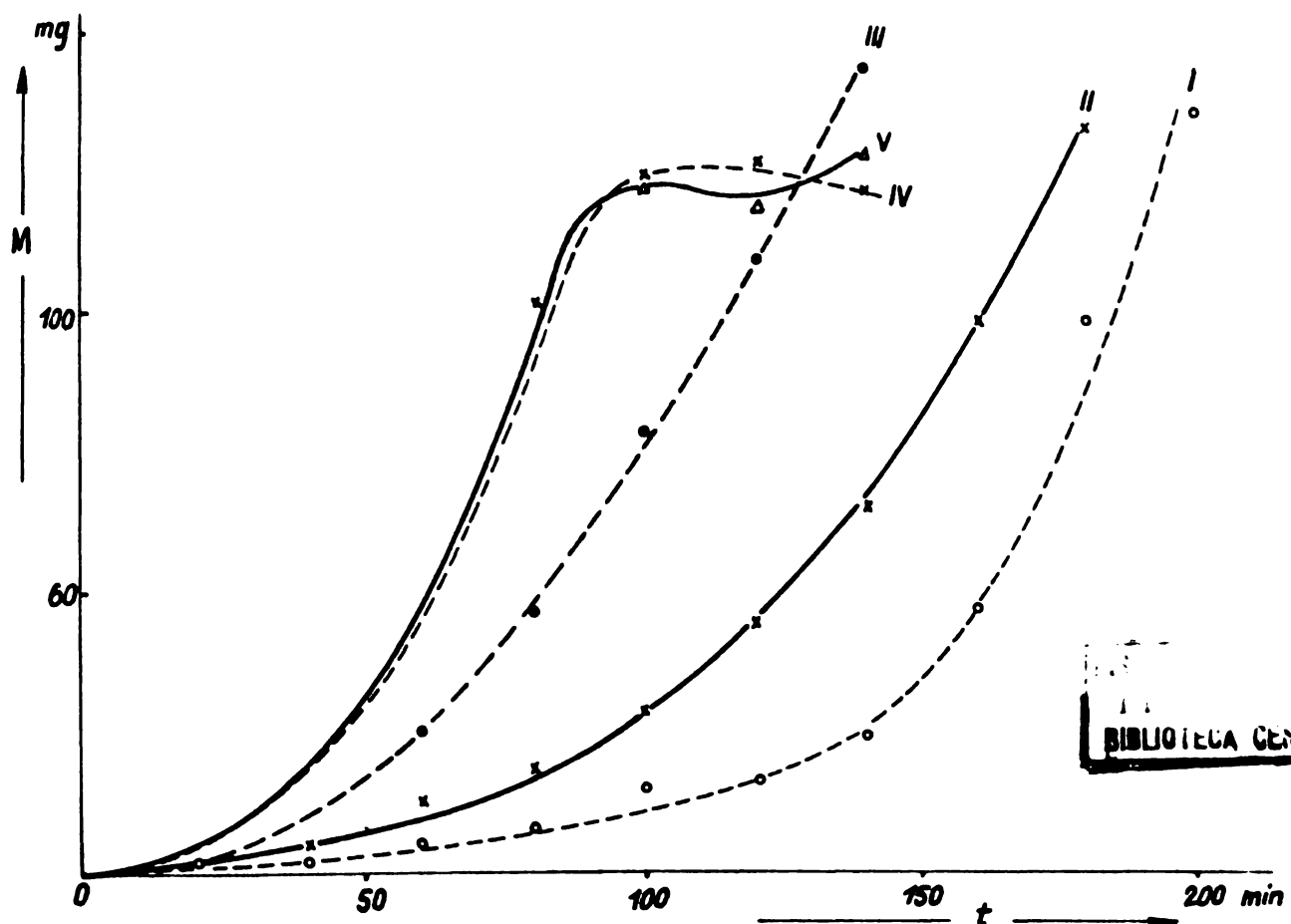


Fig.78.

rat în funcție de timp, respectiv valorile medii ale acestuia. Astfel, graficul I corespunde cazului când prima scuturare a avut loc după 20 de minute de funcționare inițială, curba II după 40 de minute, curba III după 60 de minute, curba IV după 80 de minute, iar curba V după 100 de minute. Se constată că, în următoarele intervale de timp egale de câte 20 de minute, sedimentarea este cu atât mai accentuată cu cât intervalul inițial de depunere neperturbată este mai mare (a se compara graficul I cu graficul V).

IV-3.4. Interpretarea rezultatelor.

1^o În privința procesului de sedimentare în funcție de timp se pot trage numai anumite concluzii calitative, fiindcă metoda experimentală aplicată nu permite determinarea precisă a masei depuse într-un interval de timp dat. Totuși, din cântărirea masei sedimentate și recuperate prin scuturare, și din alura graficelor din fig.78 se poate trage concluzia că sedimentarea se face după o lege exponențială. Astfel, calitativ masa depusă satisface legea

$$M = M_0 \cdot e^{\beta \cdot t} ,$$

în care factorul de timp β este pozitiv. Această dependență sugerează ideea că procesul de sedimentare prezintă trăsăturile unui fenomen de avalanșă.

Această constatare scoate în evidență faptul că sedimentul deja format favorizează depunerea particulelor din suspensia coloidală, fapt ce justifică ipoteza că forțele de coeziune joacă un rol de seamă în acest proces. Ori, forțele de coeziune stau la baza formării ciorchinilor.

În subparagraful precedent s-a arătat că mecanismul in-

tim de sedimentare pe un suport se datorește mișcării razante a particulelor față de suprafața suportului. În cazul formării ciorchinilor ne întâlnim cu același fenomen. Prin flexibilitatea lor extraordinară, ciorchinii se adaptează stratului limită a curentului de aer poluat, creînd astfel posibilitatea unei mișcări razante a particulelor din suspensie față de suprafața ciorchinilor. În acest mod, însăși sedimentarea particulelor aduce după sine mărirea ciorchinilor și a suprafeței de sedimentare, justificînd astfel caracterul de avalanșă a acestui fenomen.

Terminarea abruptă a curbelor din fig. 78 se poate explica prin rezistența limită la rupere a ciorchinilor. Astfel, curentul de aer va desprinde din ciorchini bucăți sedimentate și le va antrena cu sine.

2° Pe baza graficelor din fig. 78 se constată că, cu cît intervalul inițial de timp pînă la prima scuturare a dispozitivului este mai scurt, cu atît curba ajunge mai încet la saturație. Explicația constă în faptul că scuturarea are drept urmare o perturbare în procesul de formare a ciorchinilor și mai ales în privința dezvoltării lor.

3° Ciorchinile se formează în jurul unor germeni care apar în urma fixării prin aderență a particulelor pe suportul metalic al conductorilor. Acest fenomen este supus hazardului. Din graficele figurii 78 rezultă că valoarea masei recuperate prin scuturare la saturație este mai mare în cazul cînd intervalul inițial pînă la prima scuturare este mai mic (vezi graficele I, II, III). Se pare că perturbarea ciorchinilor în curs de formare favorizează apariția germenilor noi, fapt care în continuare contribuie la apariția unui număr mai mare de ciorchini.

CONCLUZII

Din rezultatele experimentale și interpretarea lor teoretică, se desprind următoarele concluzii principale:

I. Sedimentarea particulelor de fum din suspensie coloidală pe filtre din țesătură de lână poate fi studiată în mod cantitativ prin masa precipitată în funcție de timp și de alți parametri, ce caracterizează atât particularitățile filtrului, cât și starea fizică a curentului de aer poluat.

Masa sedimentată în funcție de timp tinde către o saturație după o lege exponențială. În această lege apar două mărimi specifice:

- masa de saturație M_s și
- factorul de timp β .

1° Plecînd de la anumite ipoteze, privitoare la mecanismul intim de sedimentare pe aceste filtre, masa de saturație apare, pe baza unor considerații teoretice, ca un produs de doi factori și anume, un factor geometric, ce cuprinde dimensiunile geometrice ale filtrului (dimensiunea liniară a ochilor și diametrul eficace al firului de lână din țesătură) și, un factor denumit masa de saturație absolută M_0 . Ea depinde de însușirile fizice ale fazei și anume, de starea de ionizare, de umiditatea relativă a acesteia ș.a.

Factorul de timp β este de asemenea dependent de însușirile fizice ale fazei și invers proporțional cu dimensiunea liniară a ochilor, la o anumită putere, puțin diferită de unitate.

2° Filtrele, în care dimensiunile liniare ale ochiului sînt cca. de trei ori mai mari decît diametrul eficace al firului de lână, asigură sedimentarea cu o eficiență optimă. Acest

fapt, ce rezultă din considerații teoretice este în concordanță perfectă cu datele experimentale.

3° Eficiența depunerii sedimentului depinde de umiditatea relativă a aerului poluat. Efectul maxim se situează în jurul umidității relative de 80%.

4° Intensificarea stării de ionizare a fazei are drept urmare și o mărire a eficienței de sedimentare.

5° Metoda de sedimentare a particulelor din suspensie coloidală cu ajutorul filtrelor din țesătură de lână, prezintă avantaje în aplicarea ei tehnică. Ea condiționează realizarea unui proces periodic, în care sedimentarea se alternează cu procesul de recuperare a sedimentului și repunerea filtrului în condițiile inițiale de funcționare.

6° Extinderea mărimilor uzuale, folosite în literatura de specialitate, cum sînt permeabilitatea, capacitatea de imbibare și gradul de porozitate, pare a nu fi potrivită la caracterizarea filtrelor din țesătură.

Credem că, mărimile definite în lucrarea de față, cum sînt masa de saturație absolută și factorul de timp, reflectă în mod mai realist, specificul unor filtre din țesături.

II. Cîmpului magnetic, în prezența sedimentării, îi revine rolul de a dirija particulele ionizate din suspensie spre anumiți suportți de captare.

În cazul unui cîmp magnetic cuasi-longitudinal și coaxial cu direcția de deplasare a aerului poluat, apar forțe Lorentz, ce impun particulelor ionizate o componentă de mișcare ordonată, paralelă cu plane tangente la suportți cilindrici de asemenea coaxiali cu axa de simetrie a cîmpului magnetic.

1° În acest caz sedimentarea se face exclusiv pe fețe-

le concave ale acestor suporturi, fețele convexe rămânând neatacate.

Masele depuse în aceleași condiții fizice ale fazei, ale intervalului de timp și ale lungimii suporturilor este independentă de curbura suprafeței cilindrice.

2° Natura suportului de sedimentare nu joacă un rol însemnat.

3° Eficiența sedimentării nu se mărește în mod sensibil, dacă în loc de un singur cilindru, se adaugă în interiorul lui un sistem format din mai multe tuburi concentrice.

III. În cazul unui câmp magnetic, rezultat din suprapunerea unor câmpuri circulare, normale pe direcția de deplasarea a curenților de aer poluat, forțele Lorentz îndreaptă particulele ionizate spre conductori parcurși de curenți electrici într-un anumit sens. Depunerea se face în acest caz prin formarea de ciorchine.

1° Formarea ciorchinilor prezintă aspectul unui fenomen de avalanșă. Creșterea lor este limitată, datorită faptului că, de la o anumită stare, curenții de aer învinge rezistența ciorchinilor, smulgând bucăți din ele și antrenându-le în mișcarea sa.

2° Indepărtarea sedimentului în mod artificial, prin scuturare, nu afectează în anumite condiții capacitatea de captare a particulelor din suspensie cu o anumită eficiență. Scuturarea la un interval de timp de la începutul sedimentării, diminuează efectul de avalanșă.

3° Din punct de vedere al aplicațiilor practice, modul acesta de sedimentare prezintă mari avantaje tehnice, îndeosebi, dacă procesul de sedimentare se alternează periodic cu

recuperarea sedimentului prin scuturare.

IV. In privința mecanismului intim de sedimentare, ce rezultă din considerații teoretice pe de o parte, iar pe de altă parte confirmat de experiență, se poate afirma următoarele:

- începutul depunerii particulelor pe suportul de sedimentare este dictat de adeziune, prin care apar germeii de sedimentare în mod accidental;
- creșterea germenilor se datorește forțelor de coeziune dintre particulele din suspensie și cele deja captate de suport;
- procesul de trecere din suspensie la sediment se datorește mișcării razante a particulelor față de suprafața suportului;
- flexibilitatea suportului, ce este asigurată prin fibrele de lână în cazul filtrelor, sau prin ciorchinele apărute pe un suport rigid, are ca urmare adaptarea suprafeței la stratul limită a curentului de aer, înlesnind astfel mișcarea razantă față de suport și diminuând gradientul de viteză dintre curentul de aer și suport.

- xxx X xxx -

Lucrarea de față a fost executată în Laboratorul de meteorologie a Institutului Agronomic din Timișoara .

Tin să-mi exprim pe această cale conducerii acestui institut, cele mai respectuoase mulțumiri pentru sprijinul material și moral acordat la elaborarea prezentei teze.

B I B L I O G R A F I A

- /1/ M.BARNEA,P.URSU,Protecția atmosferei împotriva impurificării cu pulberi și gaze Ed.Tehnică București 1
- /2/ T.OROVEANU,Scurgerea fluidelor multifazice prin medii poroase Cap.II.Ed.acad.BSR.București 1966.
- /3/ J.KOZENY,Hidraulik,Springer Verlag,Wien 1953.
- /4/ A.F.SCHEIDEGGER,Statistical Hidrodinamics in porous media,Journal of Applied Physics 25,8(1954)
- /5/ P.G.SAFFMAN,Dispersion due to molecular diffusion and macroscopic mixing in flow through network of capillaries,Journal of Fluid Mechanics,7,2,(1960).
- /6/ V.VCICU,R.CRISAN,I.BARASCU,Realizări recente în combaterea poluării atmosferei în industrie.Ed.Tehnică București 1977.
- /7/ GERHARD E.R,JOHNSTONE G.F. Photochemical Oxidation of sulfur dioxide in air.Ind.Eng.Chem.Washington, 47,5 May 1955,p.972-976.
- /8/MILIS C.A.,PORTER M.M. Tabacco smoking,natur exhaust fums and gennal air pollution in relation to cancer incidence.In cancer Rev New-York,17,11 Nov 1957,p. 981-990.
- /9/ La pollution de l'air ,Geneve OMS,1963
- /10/Le monde Scientifique Rev,No.2/1964
- /11/C.S.SCHLICHTER,Theoretical investigation of The motion of Ground water.United States geological Survey 19 th.Anuall Report part II 1897-1898.
- /12/A.KWERSLEBEN,das Darcyshe Filtergesetz Physikalische zeitschrift 26 (1925)

/13/ E.LANDT, Pysikaliche Betrachtunger Zum Faser filter
Gesundheits ing, 77(1956).

/14/ M.C.LEVERTT, Capyllary, behavoir in porous solide.
Transactions AIME, 142/1941).

/15/ S.M.KONTUSH, A jet Condensations Method for The Study
of Higroscopic Condensation nuclei, Advances in aero-
sol physics No.1, Israel Program For Stientific Trans
lation 1971.

/16/ SYLVAIN J.PIRSON, Oil Reservoir Engineering. Second E-
dition Mc Graw-Hill Book Company, Inc. New-York. Toronto,
London, 1958, p.62-67, 69, 74-87.

TIN SA MULTUMESC PE ACEASTA CALE, TOV. PROF. EM. DR.
P. LAMOTH, PENTRU INDRUMARILE DATE, PENTRU SOLUTIILE DATE IN
VALORIFICAREA UNOR DATE EXPERIMENTALE, DAR MAI ALES PENTRU
METODELE DE INVESTIGARE SI SESIZARE A UNOR FENOMENE PRINSE
ADESEORI INTR-UN COMPLEX DE FENOMENE GREU SEPARABILE.

MULTUMESC PENTRU TENACITATEA SI PERSEVERENTA CARE MI
IMPRIMAT-O IN MUNCA DE CERCETARE, PENTRU FORMAREA UNEI LOGIC
DE DISCERNAMINT INTRE ESENTIAL SI NEESSENTIAL, PENTRU TOT CEE
CE MI-A SERVIT IN REALIZAREA ACESTEI TEZE.

Cuprins

	pag.
<u>INTRODUCERE</u>	1
Cap. I <u>GENERALITATI CU PRIVIRE LA AERUL POLUAT</u> <u>SI A MIJLOACELOR DE FILTRARE</u>	4
I-1 <u>PROPRIETATILE FIZIC-CHIMICE ALE AERULUI</u> <u>POLUAT</u>	4
I-1.1. <u>Sursele de impurificare ale aerului</u>	4
I-1.2. <u>Procese chimice</u>	6
I-1.3. <u>Efectele biologice ale aerului poluat.</u>	7
I-1.4. <u>Mijloace fizice de captarea particule-</u> <u>lor poluante</u>	8
I-1.5. <u>Metode folosite in determinarea concen-</u> <u>trației.</u>	8
I-2 <u>FILTRE DIN TESATURA</u>	9
I-2.1. <u>Caracteristicile filtrelor din țesătură</u>	9
I-3 <u>SCURGEREA FLUIDELOR PRIN MEDII POROASE -</u> <u>ECUATIILE LUI d'ARCY</u>	12
I-4 <u>VITEZA DE FILTRARE SI RANDAMENTUL DE FIL-</u> <u>TRARE</u>	17
I-4.1. <u>Viteza de filtrare</u>	17
I-4.2. <u>Randamentul de filtrare</u>	19
Cap. II <u>INSTALATIA EXPERIMENTALA</u>	22
II-1 <u>PRODUCEREA MEDIULUI POLUAT</u>	22
II-2 <u>INSTALATIA DE IONIZARE</u>	23
II-2.1. <u>Ionizarea cu raze ultraviolete</u>	24
II-2.2. <u>Ionizarea cu cîmpul electric</u>	24
II-3 <u>INSTALATIA FOTOCCLORIMETRICA</u>	26
Cap. III <u>REZULTATE EXPERIMENTALE SI INTERPRETAREA</u> <u>LOR IN CAZUL FILTRELOR DIN TESATURA DE LINA</u>	29
III-1 <u>COMPORTAREA FILTRELOR DIN TESATURA DE</u> <u>LINA IN CAZUL IMBIBARII CU UN LIQUID</u>	29

III-2	SEDIMENTAREA PARTICULELOR DINTR-O SUSPENSIE COLOIDALA PRIN TESATURA DE LINA	35
III-2.1.	<u>Metodologia experimentală</u>	35
III-2.2.	<u>Masa sedimentată în funcție de timp</u>	36
III-2.3.	<u>Stabilirea legii empirice de sedi- mentare în funcție de timp</u>	39
III-2.4.	<u>Considerații teoretice privitoare la legea de sedimentare a particulelor coloidale prin filtre din țesătură de lână</u>	43
III-2.4.1.	<u>Masa de saturație</u>	44
III-2.4.2.	<u>Factorul de timp</u>	47
III-2.4.3.	<u>Randamentul, respectiv viteza medie și viteza maximă de sedimentare</u>	50
III-3	<u>PROCESUL DE FILTRARE IN FUNCTIE DE UMIDI- TATE SI STAREA DE IONIZARE A FAZEI</u>	55
III-3.1.	<u>Metodologia experimentală</u>	56
III-3.2.	<u>Rezultate experimentale pentru starea naturală a fazei</u>	57
III-3.3.	<u>Rezultate experimentale în cazul stării ionizate</u>	59
III-3.4.	<u>Interpretarea rezultatelor experimentale</u>	61
III-3.4.1.	<u>Varianta I</u>	62
III-3.4.2.	<u>Varianta II</u>	72
III-3.4.3.	<u>Concluzii generale privitoare la func- ția teoretică a vitezei medii de sedi- mentare</u>	77
III-3.4.4.	<u>Efectul ionizării fazei în cazul proce- sului de sedimentare</u>	79
III-4	CONCLUZII PRELIMINARE	80
Cap. IV	<u>STUDIUL PROCESULUI DE SEDIMENTARE AL PARTICU- LELOR IONIZATE DINTR-O SUSPENSIE COLOIDALA IN PREZENTA CIMPULUI MAGNETIC</u>	83
IV-1	SEDIMENTAREA PE DIFERITI SUPORTI TUBULARI IN PREZENTA UNUI CIMP MAGNETIC "CUASI-LONGITUDINAL"	80
IV-1.1.	<u>Instalația experimentală</u>	80

IV-1.2. <u>Sedimentarea pe tub de sticlă</u>	87
IV-1.3. <u>Sedimentarea în funcție de timp pe suprafața unei hîrtii tubulare</u>	88
IV-1.4. <u>Sedimentarea pe un sistem de tuburi concentrice confecționate din hîrtie</u>	91
IV-1.5. <u>Interpretarea rezultatelor și consecințele privind mecanismul de sedimentare în prezența cîmpului magnetic</u>	96
IV-2 <u>CONSIDERATII TEORETICE SI CONSECINTELE PRACTICE RELATIVE LA CIMPUL MAGNETIC REZULTAT DIN SUPRAPUNEREA UNOR CIMPURI CIRCULARE</u>	101
IV-2.1. <u>Cîmpul magnetic creat de doi conductori paraleli străbătuți de curenți de sensuri opuse</u>	102
IV-2.2. <u>Cîmpul magnetic creat de doi conductori paraleli străbătuți de curenți de același sens</u>	107
IV-2.3. <u>Cîmpul magnetic format de patru conductori străbătuți de curenți de aceeași intensitate și în sensuri alternative.</u>	111
IV-2.4. <u>Mișcarea particulelor electrizate într-o suspensie coloidală în cîmpul magnetic</u>	117
IV-2.5. <u>Mișcarea unei particule electrizate în vecinătatea unui conductor rectiliniu străbătut de un curent electric</u>	118
IV-3 <u>SEDIMENTAREA PARTICULELOR IONIZATE IN PREZENTA CIMPULUI MAGNETIC REZULTAT DIN SUPRAPUNEREA UNOR CIMPURI CIRCULARE</u>	123
IV-3.1. <u>Instalația și metodică experimentală</u>	124
IV-3.2. <u>Rezultate experimentale preliminare și calitative</u>	124
IV-3.3. <u>Studiul eficienței efectului de sedimentare pe conductori parcursi de un curent electric</u>	128

	pag.
IV-3.4. <u>Interpretarea rezultatelor</u>	132
<u>CONCLUZII</u>	134
<u>BIBLIOGRAFIE</u>	138
<u>CUPRINS</u>	141