

INSTITUTUL POLITEHNIC BUCURESTI

Facultatea de energetică

ing. Mircea Slănină

PARTICULARITATI ALE DESCARCĂRII CORONA  
IN ELECTROFILTRARE

Teză de doctorat

CONDUCĂTOR ȘTIINȚIFIC

Prof. dr. ing. GLEB DRĂGAN

BIBLIOTECA CENTRALĂ  
UNIVERSITATEA "POLITEHNICA"  
TIMIȘOARA

INSTITUTUL POLITEHNIC TIMIȘOARA	
BIBLIOTECA CENTRALĂ	
Vol. nr.	349605
Dulap	112 Lit. 9

- B u c u r e s t i -

1 9 7 3

M O T O

"There are more things between  
anode and cathode,  
Than are dreamt of in your philosophy"

Raether [55]

C U P R I N S

	<u>Pagina</u>
I N T R O D U C E R E . . . . .	1
1. STADIUL CUNOASTERII PROBLEMEI SI ORIENTAREA LU- CRARII. . . . .	7
1.1. Privire de ansamblu. . . . .	7
1.2. Delimitarea problematicii de lucru . . . . .	10
1.3. Stadiul actual al cunoașterii problemei. . . . .	12
1.3.1. Distribuții de câmp . . . . .	12
a. Distribuții de câmp în lipsa sar- cinei spațiale . . . . .	13
b. Distribuții de câmp în prezența sarcinii spațiale. . . . .	15
c. Sonde de câmp. . . . .	17
d. Calculul digital al distribuțiilor de câmp. . . . .	18
1.3.2. Descărcarea corona. . . . .	19
a. Forma tensiunii de alimentare. . . . .	20
b. Caracteristica curent-tensiune și geometria sistemului de electrozi. . . . .	20
c. Distribuția curentului corona. . . . .	21
d. Stingerea descărcării corona . . . . .	22
e. Vântul electric. . . . .	23
f. Descărcarea corona în condiții speciale . . . . .	23
1.3.3. Incărcarea și deriva particulelor . . . . .	23
1.3.4. Depunerile pe electrozii corona . . . . .	26
1.3.5. Emisia inversă. . . . .	27
1.3.6. Aspecte constructiv-tehnologice, eco- nomice și de exploatare . . . . .	29
2. PROCESUL DE DESCARCARE ÎN LIPSA FAZEI DISPERSE. . . . .	30
2.1. Dispozitivul experimental. . . . .	30
2.1.1. Sistemul de electrozi . . . . .	30
2.1.2. Măsurarea curentului. . . . .	33
2.1.3. Condițiile experimentului . . . . .	34
2.2. Rezultate experimentale. . . . .	34

2.3. Funcția de distribuție a curentului . . . . .	36
2.4. Lățimea benzii de acces . . . . .	42
2.5. Repartiția învelișului corona . . . . .	46
3. EFECTELE SARCINII SPATIALE IN FILTRUL CILINDRIC. . .	49
3.1. Distribuția câmpului pentru concentrație uniformă a sarcinii . . . . .	50
3.2. Incărcarea prin bombardament ionic în prezența dispersoidului încărcat . . . . .	53
3.3. Incărcarea prin bombardament ionic în câmpul afectat simultan de sarcina ionică și a dispersoidului. . . . .	59
3.4. Distribuția câmpului modificat de sarcina ionică și sarcina dispersoidului încărcat . . . . .	61
3.5. Suprafața specifică critică . . . . .	63
4. INTERACȚIUNI CÂMP-SARCINA IN FILTRUL PLAN. . . . .	66
4.1. Modelul fenomenologic al procesului . . . . .	67
4.2. Algoritmul. . . . .	68
4.3. Situațiile modelate și rezultatele. . . . .	69
4.4. Tendințele cercetate în interacțiunea câmp- sarcină . . . . .	75
4.5. Stingerea descărcării corona. . . . .	83
4.6. Depuneri pe electrozii corona . . . . .	85
4.7. Propuneri pentru evitarea depunerilor pe electrozii de emisie. . . . .	88
4.8. Modelul corectat al omisiei inverse . . . . .	90
5. ANALIZĂ REZULTATELOR ȘI CONTRIBUȚIILOR. CONCLUZII. . .	93
5.1. Rezultatele măsurătorilor în configurația conductor-plan. . . . .	94
5.2. Distribuții de potențial și câmp în electrofiltrul cilindric. . . . .	95
5.3. Relații noi pentru procesul de încărcare al particulelor. . . . .	98
5.4. Progrese realizate în modelarea distribuțiilor în electrofiltrul plan. . . . .	100
5.5. Explicarea procesului de stingere a descărcării și importanța suprafeței specifice critice. . . . .	101
5.6. Eliminarea cauzei depunerilor pe electrozii corona și eficiența sa economică. . . . .	102

5.7.	Asupra fenomenului de emisie inversă . . . . .	105
5.8.	Incomnatatea suprafeței specifice echivalente..	106
5.9.	Asupra distribuției densității de sarcină. . . . .	108
5.10.	Realizări recente și perspective . . . . .	109
5.10.1.	Studii asupra electrofiltrului cu canal larg . . . . .	109
5.10.2.	Determinarea repartiției neuniforme a sarcinii spațiale și a suprafeței specifice critice pentru electrofiltrul plan. . . . .	110
5.10.3.	Spre un model matematic complet al funcționării electrofiltrelor. . . . .	111
5.10.4.	Vizualizarea suprafețelor de potențial. . . . .	112
B I B L I O G R A F I E . . . . .		114
A N E X E		
I.	Lista de simboluri. . . . .	125
II.	Notă asupra modelării digitale a proceselor fizice în tehnică . . . . .	127
III.	Notă asupra metodei elementului finit în rezolvarea ecuațiilor de tip Poisson. . . . .	131
IV.	Notații și dezvoltări pentru capitolul 3. . . . .	136
IV.1.	Notații . . . . .	136
IV.2.	Calculul în extenso pentru § 3.3 . . . . .	138
	a. Expresia intensității medii a cîmpului pe zonă de transport . . . . .	138
	b. Distribuția sarcinii spațiale. . . . .	139
IV.3.	Deducerea expresiei intensității cîmpului pentru § 3.4. . . . .	141
V.	Elemente de calcul numeric pentru capitolul 4 . . . . .	145
V.1.	Potențialele (formula Strașkevici) în filtrul LB . . . . .	145
V.2.	Potențialele (formula Strașkevici) în filtrul PM . . . . .	146
V.3.	Potențialele (elemente finite) în filtrul LB	147
V.4.	Potențialele (elemente finite) în cazul PM-1	148
V.5.	Potențialele (elemente finite) în cazul PM-2	149
V.6.	Potențialele (elemente finite) în cazul PM-3	150
V.7.	Potențialele (elemente finite) în cazul PM-4	151

V.8.	Potențialele (elemente finite) în cazul PM-5	...152
V.9.	Potențialele (elemente finite) în cazul PM-6	...153
V.10.	Potențialele (elemente finite) în cazul PM-8	...154

## F I G U R I

<u>Nr.</u>	<u>Conținutul</u>	<u>Pagina</u>
<u>Capitolul 1</u>		
1.1.	Sistemul de coordonate pentru formula (1.9) . . .	15
<u>Capitolul 2</u>		
2.1.	Dispozitivul experimental pentru studiul funcției de distribuție în configurația conductor-plan	31
	a. Sistemul de electrozi	
	b. Sistemul de coordonate	
	c. Schema pentru măsurarea curentului	
2.2.	Electrodul legat la pământ . . . . .	34
	a. Explicativă la calculul profilelor Rogowski	
	b. Imaginea electrodului	
	c. Zona secționată	
2.3.	Distribuția curentului corona în placă	
	a. $h = 57$ mm . . . . .	36
	b. $h = 37$ mm . . . . .	37
	c. $h = 17$ mm . . . . .	38
2.4.	Valorile măsurate ale densității de curent, aproximația propusă (2.2) și curba intensității câmpului la nivelul plăcii (în mărimi raportate). . .	40
2.5.	Funcția de distribuție pentru două diametre ale conductorului corona . . . . .	41
2.6.	Funcția de distribuție pentru două temperaturi ale conductorului corona . . . . .	42
2.7.	Confruntarea rezultatelor experimentale cu relația (1.13) . . . . .	43
2.8.	Curentul în funcție de lățimea benzii de acces . .	44

2.9. Densitatea curentului în configurația două conductoare-plan . . . . .	45
2.10. Contribuția la curent a zonelor perimetrare ale conductorului corona în configurația două conductoare-plan . . . . .	46
2.11. Explicativă la calculul forței centripete. . . . .	47

Capitolul 3

3.1. Funcția auxiliară $G_2$ (pentru cazul Hignett [74]). . .	52.
3.2. Sarcina limită (particula în diferite poziții în filtrul cilindric). . . . .	58
□ - în lipsa sarcinii spațiale	
○ - în prezența sarcinii spațiale (cazul Hignett [74])	

Capitolul 4

4.1. Schematizarea filtrului plan; sistemul de coordonate și dimensiunile caracteristice. . . . .	67
4.2. Domeniul de calcul din modelul digital . . . . .	68
4.3. Rețeaua de elemente finite a modelului PM. . . . .	69
4.4. Distribuții în secțiunea principală (planul $y = 0$ ), pentru diferite concentrații medii de sarcină	
a. potențialul . . . . .	72
b. intensitatea câmpului . . . . .	73
4.5. Distribuții în planul electrozilor de emisie ( $x = 0$ ), pentru diferite concentrații medii de sarcină . . . . .	74
a. potențialul	
b. intensitatea câmpului	
4.6. Distribuții în secțiunea mediană ( $y = d/2$ ), pentru diferite concentrații medii de sarcină. . .	76
a. potențialul	
b. intensitatea câmpului	
4.7. Valorile intensității câmpului colector, pentru diferite concentrații medii de sarcină . . . . .	77



4.8.	Distribuții în secțiunea principală (planul $y = 0$ ), pentru diferite tensiuni pe electrodul corona, la concentrație medie nemodificată a sarcinii spațiale	
	a. potențialul . . . . .	78
	b. intensitatea câmpului . . . . .	79
4.9.	Distribuții produse între două plăci paralele infinite, legate la pământ, de o sarcină uniform concentrată. . . . .	80
	a. potențialul . . . . .	
	b. intensitatea câmpului . . . . .	
4.10.	Modul de compunere a distribuțiilor impuse (externe) cu cele datorate sarcinii spațiale . .	81
	a. potențialul . . . . .	
	b. intensitatea câmpului . . . . .	
	Curbele notate cu 1 corespund lipsei sarcinii spațiale (câmpul impus), curbele notate cu 2 descriu câmpul sarcinii spațiale (toți electrozii cu potențial nul), iar rezultantele lor sînt notate cu 3. Toate corespund secțiunii principale.	
4.11.	Imagine tridimensională a distribuțiilor în electrofiltrul plan. . . . .	83
	a. suprafața de potențial . . . . .	
	b. curbele intensității câmpului . . . . .	
	Cu linie subțire sînt trasate distribuțiile în lipsa sarcinii spațiale, iar cu linie îngroșată, distribuțiile în prezența unei sarcini spațiale foarte concentrate	
4.12.	Tensiune de alimentare continuă, cu impulsuri de testare a nivelului momentan al tensiunii de străpungere . . . . .	90
4.13.	Realizarea impulsurilor de testare prin funcționarea sincronizată a două surse distincte . .	91
4.14.	Trenuri de tensiune alternativă pentru testarea tensiunii de ținare, suprapuse peste tensiunea înaltă continuă . . . . .	91
<u>Capitolul 5</u>		
5.1.	Algoritm pentru modelarea distribuției sarcinii spațiale în electrofiltrul plan. . . . .	113

Anexa II

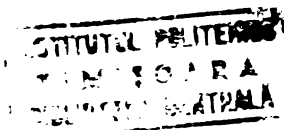
II.1. Raportul arie de cunoaştere-model teoretic . . .	128
II.2. Structura modelului analitic şi structura modelului digital . . . . .	129

Anexa IV

IV.1. Medierea intensităţii câmpului pe învelişul corona, respectiv pe zona de transport, în electrofiltrul cilindric . . . . .	138
---	-----

Anexa V

V.1. Triangulaţia modelului LB . . . . .	155
V.2. Triangulaţia modelului PM. . . . .	156
V.3. Triangulaţia modelului ICPET. . . . .	157



## I N T R O D U C E R E

Ne-am obișnuit cu gândul că trăim într-o epocă de continue prefaceri. Dar, în afara schimbării cotidiene, a mutațiilor periodice în profesii, în confort, în sfera comunicării ș.a., există transformări epocale în existența speciei umane care se produc treptat și a căror amploare scapă observației noastre imediate. De acest tip este și evoluția opticii față de relația om (sisteme umane) și natură, Mileniilor de umilință a omului în fața atotputerniciei naturii, le-au urmat secolele industriei moderne, în care omul s-a lăsat pentru o vreme amețit de puterile dobândite în transformarea naturii. Trezirea a venit, continuitatea normală a vieții pe această planetă este amenințată. Încet, foarte încet își face loc concepția corectă, conform căreia sistemele umane sînt văzute ca parte componentă a ecosistemului: înfăptuirile omului sînt datorate cu integrarea fără perturbații în sistemul de relații dintre biotop și biocenoză. Nu trebuie să mai existe "industrie" și "mediu natural": viitorul nostru se va petrece într-un "ecosistem industrial" [120,121].

Această nouă optică, aducînd interacțiunile dintre tehnologie și mediul ambiant în grupa problemelor cu adevărat primordiale, determinante pentru calitatea vieții, a întors omonirea cu fața către o enormă lacună a cunoașterii științifice. Există astăzi recunoașterea competentă [139] a faptului că "nu știm să atacăm relația dintre populație, energie, mecanismele economice, sociale, mediul înconjurător, comportamentul oamenilor

./.

și aspirațiile profunde ale naturii. În lipsa științei, această relație nu poate fi tratată decât prin politic... În fața insuficienței științei de astăzi, altă posibilitate nu există". Datoria fiecărui om de știință este deci de a se apleca astăzi cu îndoită atenție asupra acelor probleme din domeniul său de activitate, care au implicații în relația om-natură. Progresul cunoașterii în fiecare din componentele acestei relații și integrarea lor într-o mare conștiință științifică a ceea ce înfăptuim în acest univers "eco-industrial" este singura cale rațională a întoarcerii noastre către o nouă armonie cu mediul care ne înconjoară.

Direcționarea preocupărilor acestui doctorat în Tehnica tensiunilor înalte către problemele electrofiltrelor pentru purificarea emanațiilor industriale o datorez profesorului dr.ing.Gleb Drăgan. Cu ani în urmă, aflat în fața mai multor alternative la stabilirea tematicii de lucru, Domnia sa a avut intuiția însemnătății pe care o vor avea mai bună cunoaștere a descărcării corona în electrofiltre și mi-a recomandat continuarea unor preocupări incipiente ce aveau pe această linie, preferându-le altor aplicații ale tensiunilor înalte. Mulțumită acestei clarviziuni, am astăzi ocazia de a supune atenției (și criticii) cercurilor de specialiști, prima încercare de teză de doctorat din România în probleme de electrofiltre.

Primul capitol al prezentei lucrări, încercând să realizeze o imagine a ceea ce alții numesc "the state of the art" corespunzătoare etapei în care ne aflăm, oferă, indirect, și un tablou istoric al cercetărilor de electrofiltre. Dintr-un domeniu în care știința și tehnica mergeau pe căi paralele, dar cu puține puncte de întâlnire, el a devenit, aproximativ în ultimele două decenii, câmpul unui susținut asalt științific. Știința încearcă să alinieze acest sector al tehnicii, frontului mult mai avansat al altor domenii de vîrf ale cunoașterii omenești. Atracția pe care acest domeniu, relativ îngust, o exercită asupra unor colective cu înaltă calificare științifică este în mod cert o măsură a interesului științific pe care el îl prezintă.

Aceasta însă nu explică totul. Argumentele hotărîtoare sînt de ordin economico-social. O să cităm, în acest sens, concluziile unei ample cercetări, care a avut ca scop rea-

lizarea unui model global în problema "reziduurilor" din economia Statelor Unite, suportată de National Planning Association, Resources for the Future, Inc. și Interagency Economic Growth Project. Simularea cu calculatorul, bazată pe acest model [123]; oferă cifre edificatoare. Costul total al combaterii poluării în SUA, care a reprezentat în 1970, o pondere de 1,05 procente din produsul național brut, își va majora această pondere la 2,24% în 1980 și la cifra impresionantă de 2,97% în anul 2000. Se observă saltul important de peste două ori al acestei ponderi, survenită în decursul a numai un deceniu, 1970-1980, prin care se încearcă alinierea "emanațiilor" industriale la cerințele legislației împotriva poluării, adoptată în deceniul anterior. Important este și faptul că, în cadrul acestor ritmuri medii de creștere, salturile și valorile cele mai mari le înregistrează costurile estimate ale combaterii poluării aerului: de la 0,45 miliarde dolari în 1979, brusc la 14,48 miliarde în 1980 (de 32 de ori) și apoi la 21 miliarde în 2000 (de 46,5 ori față de 1970).

Tehnica combaterii poluării aerului s-a aflat pe toată durata existenței sale într-o acerbă luptă de depășire a propriilor recorduri. La baza acestei situații s-a aflat neconținută creștere a exigențelor față de poluare. Realizările primelor decenii au reușit să reducă emanațiile la nivelul pe care mediul ambiant era capabil să le prelucreze, cu păstrarea echilibrului ecologic. Industrializarea galopantă a ultimelor decenii, prin volumul uriaș al emanațiilor și prin gama diversificată de factori de poluare, a pus în pericol echilibrul ecologic. Simultan, exigențele confortului au impus noi pretenții față de calitatea funcționării electrofiltrelor. Am amintit toate acestea pentru a evidenția și interesul social față de perfecționarea accentuată a tehnicilor de purificare a gazelor industriale.

Raportat la valoarea estimată a produsului național al Statelor Unite din anul 2000, costul total al combaterii poluării (de toate tipurile) ar atinge, conform studiului menționat, 34,43 miliarde de dolari. Într-o altă variantă a scenariului, s-a acceptat chiar ipoteza ca ritmul de creștere al costurilor să fie de pînă la 3,93% din produsul național în 1980 și pînă la 5% (!) în anul 2000. Valorile monetare citate sînt tipice pentru țara beneficiară a acestui studiu, dar procentele

menționate vorbesc de la sine - cu generalizare la orice țară industrializată - despre importanța, pentru anii ce vin, a activităților de combatere a poluării mediului. Dintre aceste activități, cercetării i se va acorda rolul cuvenit, justificat, între altele, prin încă o informație oferită de aceeași simulare: utilizarea unor tehnologii perfecționate poate conduce la economii considerabile față de cifrele citate, ca de pildă, reducerea costului combaterii poluării pentru anul 2000 cu 8,6 miliarde de dolari! Chiar dacă modelele economice aplicabile unei țări capitaliste puternic industrializate nu sînt variabile tale-quale pentru România, ele au pînă la un punct o structură asemănătoare. Aceasta ne îndreptățește să afirmăm că - în condițiile în care România cheltuiește în 1978 circa 2,4 miliarde lei pentru protecția mediului înconjurător - prin efectele sale, cercetarea științifică autohtonă în domeniul combaterii poluării este nu numai necesară, ci are șanse de a fi deosebit de eficientă sub raport economic.

Chiar dacă cifrele sînt convingătoare, ele nu sînt și suficiente. Proiectarea problemelor poluării exclusiv în planul valorilor economice riscă să ofere o imagine diformă a realității. Valoarea monetară - prețul - este legată de piață, în vreme ce valorile ecologice sînt de cu totul altă natură. Avînd în mod nefindoielnic valoare, această valoare nu are o unitate de măsură. Calitatea mediului înconjurător (frumusețea unui peisaj, funcționalitatea unui sistem de lacuri și rîuri, aerul îmbătător al înălțimilor ș.a.m.d.), componentă inestimabilă a calității vieții omului, își va găsi măsura valorii sale nu într-o economie de preț, ci mai degrabă, într-o economie de valoare, sau cel puțin de valoare și preț [128]. Aceasta nu va putea fi în nici un caz o economie capitalistă, deoarece singura economia socialistă oferă posibilitatea unei asemenea transformări de esență spre binele omului și progresul general al umanității.

Referirea la progresul general al umanității nu este de loc întîmplătoare. Ca în minunanta expresie a lui Antoine de Saint-Exupery "pămînt al oamenilor", atît relele poluării, cît și efectele pozitive ale combaterii sale, se răsfrîng asupra tuturor semenilor. Sistemul internațional a reacționat la această stare de fapt, ceea ce s-a și tradus printr-o serie

de acțiuni coordonate, de natură juridico-organizatorică [124]. Tara noastră, aflată în primele zece state ale lumii care au promulgat o lege-cadru privind protecția mediului înconjurător, este unul dintre susținătorii activi ai acestei linii de cooperare internațională, prin propuneri concrete, așa cum ne-a obișnuit politica consecventă umanistă, a Partidului Comunist Român.

Frumusețea de neprețuit a naturii românești, dorința permanentă de a face din România un exemplu în fața lumii, năzuința fierbinte de a asigura un trai mereu mai bun popului nostru și toate acestea ca fațete ale aceluiași mare sentiment al patriotismului, dau un asemenea preț activităților de combatere a poluării aerului, încât o transformă dintr-o activitate tehnică oarecare, într-o înaltă îndatotire de onoare a oamenilor de tehnică și știință ai acestui pământ.

Depășirea unei licențe care a constituit o etapă fortuită pentru tehnica autohtonă, ridicarea producției proprii de echipamente de purificare a gazelor la nivelul celor mai bune performanțe mondiale, nu va putea avea loc fără îndeplinirea unei condiții: abordarea problemelor să se facă la cel mai înalt nivel științific, cu folosirea mijloacelor și metodelor moderne de cercetare, cu curaj și spirit novator, cu dorința fermă de dezvoltare a gândirii științifice proprii. În acest sens, tovarășul Nicolae Ceaușescu, secretarul general al partidului, arăta: "așa cum este normal, cercetarea trebuie să meargă cu un pas înainte, să soluționeze nu numai problemele legate de îndeplinirea concretă a planului cincinal și a planurilor nuale, ci să abordeze probleme noi, de perspectivă, pentru a putea orienta și oferi baza întocmirii viitoarelor planuri de dezvoltare economico-socială, pentru a situa întreaga dezvoltare a societății noastre, pe temeiul științei și tehnicii celei mai avansate".

Toate acestea au fost îndemnuri cărora m-am supus în stăruința ca această cercetare să se ocupe de aspecte esențiale ale procesului de purificare electrică a gazelor, aflate cu adevărat la frontiera cunoașterii științifice contemporane și în încercarea de a le ataca cu metode cât mai avansate și dintr-un unghi - după părerea mea - original.

### M u l ț u m i r i

Am această ocazie deosebită pentru a aduce încă odată mulțumirile mele prof.dr.ing.Gleb Drăgan, șeful Catedrei de rețele electrice și Tehnica tensiunilor înalte din Institutul Politehnic București, conducătorul științific al lucrării, pentru îndrumările competente pe care mi le-a dat, cunoscută fiind experiența Domniei sale în studiul descărcării corona, ca și pentru atenția necontenit manifestată pe parcursul stagiului de doctorat față de nivelul științific al lucrării și față de aplicabilitatea ideilor dezvoltate în ea. Sper să fi atins, în aceste privințe, un nivel cel puțin apropiat de cota exigențelor Domniei sale.

Calde mulțumiri adresez dr.ing.Florin-Teodor Tănăsescu, directorul Institutului de cercetări pentru industria electrotehnică (ICPE)-București, pentru nenumăratele încurajări primite de-a lungul anilor într-o problemă din domeniul tehnologiilor electrostatice - al căror promotor înflăcărat a fost și este - ca și pentru condițiile create pentru desfășurarea acestor cercetări.

Mulțumesc din toată inima mat.Ermando-Pietro Della-Giacomo, cercetător în Laboratorul sisteme și aplicații de calcul electronic al ICPE, pentru sprijinul său entuziast, dezinteresat, în realizarea simulării digitale.

Aduc un sincer omagiu, prof.dr.ing.Nicolae Gavrilăș, prorector al Institutului Politehnic "Gh.Asachi" din Iași, aceste preocupări în domeniul electrofiltrelor fiind începute sub îndrumarea și cu colaborarea directă a Domniei sale.

Mulțumesc dr.ing.Radu Cramariuc, șeful Laboratorului de electrostatică din ICPE, pentru permisiunea de a efectua măsurătorile asupra descărcării în lipsa fazei disperse.



## CAPITOLUL I

### STADIUL CUNOASTERII PROBLEMEI SI ORIENTAREA LUCRARI

#### 1.1. Privire de ansamblu

Dispozitivele în care purificarea gazelor se face în principal prin procedee electrice - electrofiltrele - prezintă o excepțională diversitate de tipuri, generată de confruntarea dintre particularitățile aplicației, legislația existentă (tehnică sau ecologică) și experiența sau posibilitățile producătorului. Gruparea electrofiltrelor industriale combate emanațiile proceselor industriale. Ea este cea mai importantă în tipologia instalațiilor de purificare, prin ponderea sa covârșitoare în volumul gazelor purificate (și al materialelor recuperate), prin implicațiile ecologice și socio-culturale ale funcționării și prin problematica tehnico-științifică complexă ce-i este proprie.

Utilizarea tipului cilindric de electrofiltru industrial - istoricește prioritar - a fost restrânsă, prin evoluția tehnicii de desprăfuire a gazelor, la aplicații speciale și cu volum relativ mic de gaze [61,109], precum și la studii de laborator. În această ultimă direcție, el a fost de multe ori preferat, deoarece prin structura sa simplă, permite decelarea mai ușoară a anumitor interacțiuni în complexul de cauzalitate pe care îl formează funcționarea electrofiltrelor industriale. Acesta este motivul pentru care o parte a cercetărilor prezentate în această lucrare, se ocupă de filtrul cilindric. Anumite concluzii din studierea proceselor în filtrul cilindric, mi-au

fost de folos în orientarea cercetării asupra electrofiltrului plan.

În etapa actuală, majoritatea absolută între filtrele industriale o formează electrofiltrele de tip plan. Oricare cercetare ce își propune valorificarea sa ca obiectiv ultim și principal, trebuie să se ocupe, cu precădere, de electrofiltrele plane. Aceasta a fost una dintre ideile călăuzitoare ale prezentei cercetări.

Studierea atentă a bibliografiei cunoscute cu privire la electrofiltrele industriale, mi-a impus două observații generale. În primul rând, am observat că, în perioada actuală, cercetarea teoretică a proceselor din electrofiltre suferă de o anumită stagnare. După contribuțiile fundamentale ale prof. Pauthenier, continuate cu destul succes de școala franceză pe care el a creat-o în problemele dispersiilor încărcate, eforturile deosebite ale școlii sovietice create de prof. Kapțov și acad. Popkov, au dus doar la elaborarea unor modele analitice, complicate, dar fără aplicabilitate deosebită. Explicația acestei stări de lucru stă mai ales în faptul că complexitatea fenomenelor din electrofiltre fiind ridicată, abordarea tradițională cu mijloacele analizei matematice, nu mai poate aduce rezultate deosebite decât pe o problematică limitată.

A doua observație de ansamblu, privește cercetarea experimentală asupra electrofiltrelor. Pe electrofiltrele de mărime reală, se efectuează programe de măsurători limitate, strict orientate, de obicei pentru stabilirea eficienței globale, iar uneori pentru determinarea rezistivității materialului depus în condiții mai apropiate de realitate. Nu se organizează, de regulă, programe de cercetare pe electrofiltrele mari, deoarece:

- costurile sînt ridicate;
- variația parametrilor se face cu foarte mare greutate;
- observarea și măsurarea sînt deosebit de dificile;
- fenomenele se întrepătrund în foarte mare măsură și sînt greu de separat.

De aceea, cercetarea experimentală privind e-

lectrofiltrele, este îndeosebi o cercetare de laborator, orientată, în ultimele decenii, mai ales către reproducerea "in vitro" a cîte unuia dintre fenomenele participante la funcționarea electrofiltrelor. Sprijin această afirmație exemplificînd cîteva dintre studiile de laborator mai reprezentative, orientate către:

- sarcina, viteza și traiectoria particulelor încărcate [4,33,67,74,81,90];
- rezistivitatea de volum a stratului și emisia inversă [35,43,44,124];
- corona în condiții speciale de presiune sau temperatură [49,94,95,96,107];
- vîntul electric [28,76,80];
- distribuția cîmpului [23,27,29];
- alimentarea cu forme speciale de tensiune [75,131];
- accelerația optimă la scuturare [63];
- curgerea gazelor [32].

Această condiționare a cercetărilor de electrofiltre, pe care am evidențiat-o prin cele două observații generale, și-a pus amprenta - pînă la un anumit punct - și asupra prezentei lucrări. Anume, capitolul 3 conține un model analitic al procesului de încărcare al particulelor, ce reprezintă o îmbogățire a dezvoltărilor teoretice asupra problemei, dar obținut pe calea tradițională, analitică, iar capitolul 2 relatează un experiment de laborator pe o problemă relativ clar delimitată, cea a formei distribuției curentului corona, în configurația specifică electrofiltrului plan.

Cele două observații cu fundamentare bibliografică, dar confirmate și de propria mea experiență, mi-au demonstrat nevoia de și totodată lipsa unui instrument de investigație științifică în care - reproduse fiind toate procesele esențiale din electrofiltrul industrial - să putem varia simplu și independent parametrii de intrare ai sistemului și să putem determina imediat consecințele. Limitările specifice, menționate, ale procedeelelor tradiționale, reclamau o abordare radical nouă. Pentru aceasta, m-am orientat către simularea digitală. Simularea interacțiunilor sarcină-cîmp realizată digital și prezentată în capitolul 4 al acestei lucrări, o apreciez ca

pas însemnat către realizarea unui model digital autohton pentru electrofiltre.

Pe parcurs, am obținut o confirmare a acestei orientări. Puternica școală de cercetare din SUA în domeniul purificării electrice a gazelor, a fost dinamizată odată cu intrarea în acțiune a programelor de cercetare inițiate de noul organism federal Environmental Protection Agency, Din seria de sesiuni de bilanț ale acestui program de dezvoltare, în volumul simpozionului de la Pensacola Beach, prima comunicare este dedicată unei tentative de realizare a unui model digital global al funcționării electrofiltrului plan [130]. Mai mult decât atât, trecerea în revistă efectuată de decanul de vîrstă al cercetătorilor americani de electrofiltre, reputatul H.J.White [129], prezintă simularea digitală ca una din cele mai promițătoare căi de avans a cercetărilor în domeniu. Dar pînă la realizarea unui model digital cu adevărat global al electrofiltrului și care să fie un instrument funcțional și flexibil pentru cercetare și proiectare, drumul este lung. (De altfel, însuși autorii americani își apreciază lucrarea ca o primă încercare, perfectibilă.) Acest drum trebuie parcurs prin împlinirea cercetării experimentale cu simularea digitală; cercetarea de laborator are sarcina de a aprofunda aspecte insuficient stăpînite (reantrenarea, turbulența, vîntul electric ș.a.), cu scopul limpede precizat de a pregăti modele matematice ale acestor aspecte, care să fie înglobate în modelul complex al filtrului.

## 1.2. Delimitarea problematicii de lucru

Efortul de realizare a unor contribuții este firesc să fie dirijat către problematica esențială a domeniului, în zone lacunare, în puncte în care frontiera cunoașterii poate fi împinsă mai departe. Procesul esențial și specific purificării electrostatice îl reprezintă dinamica încărcării și migrației ansamblului de particule, în cîmpul electric. Dar, în conglomeratul de interacțiuni care este funcționarea electrofiltrului, acest proces de bază vine în atingere cu un mare număr de alte procese. Este necesară stabilirea limitei actuale de cunoaștere și delimitarea ariei noastre de interes.

Simplificînd la maximum, filtrarea electrică a

gazelor este rezultatul participării a trei grupe mari de procese: electrice, mecanice și de curgere a gazelor. (Nu am menționat procesele chimice, care fiind legate mai ales de coroziune, reprezintă situații particulare la nivelul acestei discuții.)

Modul de curgere a gazelor în electrofiltre a fost îndelung cercetat de mai toate firmele producătoare [32,48, 49,136 ș.a.], atât pe machete, cât și pe instalații de mărime normală. Se poate aprecia că, cel puțin pentru suspensiile cele mai întâlnite, există o experiență multumitoare în ce privește viteza optimă a gazelor și exigențele gazo-dinamice față de construcția electrofiltrului și a racordurilor sale la instalația tehnologică.

Problematika mecanică a electrofiltrului - care, de asemenea, nu intră în aria de preocupări a prezentei lucrări - este după părerea mea relativ bine studiată. Soluțiile tehnologice moderne, pentru sistemul de electrozi, țin seama atât de oboseala materialului, cât și de dilatățile termice. Există o experiență relativ bogată în ce privește sistemele de scuturare ca tip, direcție, frecvență, forță și accelerație optime de lovire. În cazuri speciale, se aplică și alte sisteme de evacuare a materialului depus. Reantrenarea particulelor, problemă aflată la întâlnirea experienței mecanice, de curgere a gazelor și electrice, de asemenea nu face parte dintre obiectivele acestui studiu.

În electrofiltre, procesele electrice sînt fundamentale. Fără a cădea în greșeala de a numi celelalte grupe ca procese secundare, putem acorda proceselor electrice un grad cert de primordialitate. (Lucrarea se ocupă doar de procesele electrice din camera de filtrare.)

De la intrarea în zona de lucru, particula străbate un câmp electric intens, ionizat și începe încărcarea sa. Odată cu încărcarea, începe deriva particulei către electrodul de polaritate opusă, în scopul depunerii și descărcării sale. Ritmul de depunere este hotărîtor pentru cea mai însemnată mărime caracteristică a funcționării electrofiltrului: eficiența. Dar viteza derivei și forța de apăsare pe strat sînt, la rîndul lor, fundamental dependente de mărimea sarcinii particulei și de valoarea intensității câmpului electric în zona de transport

./.

INSTITUTUL DE RESEARCH  
SISTEMUL DE RESEARCH

și depunere. Cum, în fiecare moment, însăși sarcina particulei este determinată de intensitatea locală a câmpului, constatăm că majoritatea proceselor electrice din filtru gravitează în jurul fenomenului de câmp și pot fi stăpânite numai prin cunoașterea sa. Acest câmp este format din compunerea câmpului exterior (dat de tensiunea aplicată) cu câmpul propriu al sarcinii spațiale (electroni, ioni și particule încărcate).

Corolarul acestei sinteze este format din două idei importante:

a. principala particularitate a descărcării corona în electrofiltre o reprezintă desfășurarea sa în prezența și în intercondiționare cu o sarcină spațială concentrată;

b. stăpânirea procesului fundamental de încărcare-migrare trece obligatoriu prin limpezirea mecanismelor câmp-sarcină spațială, specifice purificării electrice a gazelor.

### 1.3. Stadiul actual al cunoașterii problemei

Bibliografia referitoare la electrofiltre este foarte bogată. Citarea chiar și numai a contribuțiilor esențiale ale autorilor ar fi depășit cu mult rolul prezentului capitol în economia lucrării. De aceea, citările se vor face din cele mai autorizate surse, în scopul de a realiza o imagine de ansamblu asupra cunoașterii existente în problemele atingătoare la contribuțiile dezvoltate în lucrare. Bibliografia lucrării este ordonată cronologic pentru a ilustra dinamica cercetărilor de electrofiltre în lume.

1.3.1. Distribuții de câmp. Distribuția potențialului electric în prezența unei sarcini spațiale distribuite este guvernată de ecuația Poisson:

$$\Delta u = - \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.1)$$

în care  $u$  și  $\rho$  sînt funcții continue de punct. Deși este prezent dispersoidul pentru calcule se acceptă uzanța permitivitatea dielectrică a mediului ca fiind constanta dielectrică a vidului  $\epsilon_0$ . În spații cu simetrie cilindrică, această ecuație

. . . / .

are forma:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} = - \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.1.a)$$

iar în coordonate carteziene plane:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = - \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.1.b)$$

Distribuția potențialului furnizează distribuția intensității câmpului electric prin:

$$\vec{E} = -\text{grad } u \quad (1.2)$$

a. Distribuții de câmp în lipsa sarcinii spațiale. În lipsa sarcinii spațiale, ecuația Poisson se reduce la ecuația Laplace:

$$\Delta u = 0 \quad (1.3)$$

Pe această bază, în structuri de tip filtru cilindric, potențialul este distribuit după:

$$u = U \frac{\ln \frac{R}{r}}{\ln \frac{R}{r_0}} \quad (1.4)$$

iar câmpul după:

$$E = \frac{U}{r \ln \frac{R}{r_0}} \quad (1.5)$$

Dintre structurile cu simetrie plan-paralelă care prezintă un anumit interes din punctul de vedere al electrofiltrelor, citez întâi sistemul conductor-plan, la care după [105] și cu notația locală:

$$g = \sqrt{h^2 - r_0^2}$$

potențialul are distribuția:

∴

$$u = \frac{U}{\ln \frac{h-g}{h+g}} \ln \frac{(x+g)^2 + y^2}{(x-g)^2 + y^2} \quad (1.6)$$

iar câmpul este:

$$E = \frac{U}{\ln \frac{h-g}{h+g}} \frac{4g}{\left\{ [(x-g)^2 + y^2] [(x+g)^2 + y^2] \right\}^{1/2}} \quad (1.7)$$

Aceste două expresii sînt valabile pentru sistemul de coordonate orientat după cum se indică în figura 3.1.b.

Pentru configurația reală a electrofiltrului plan putem folosi relația dedusă de Strașkevici [7], valabilă pentru sistemul de coordonate traslat ca în figura 1.1:

$$u = U \frac{\sum_j \ln \frac{\left\{ \operatorname{ch} \frac{\sqrt{L}}{2h} \left[ y - \left( j - \frac{1}{2} \right) d \right] + \cos \frac{\sqrt{L}}{2h} x \right\} \left\{ \operatorname{ch} \frac{\sqrt{L}}{2h} \left[ y + \left( j - \frac{1}{2} \right) d \right] + \cos \frac{\sqrt{L}}{2h} x \right\}}{\left\{ \operatorname{ch} \frac{\sqrt{L}}{2h} \left[ y - \left( j - \frac{1}{2} \right) d \right] - \cos \frac{\sqrt{L}}{2h} x \right\} \left\{ \operatorname{ch} \frac{\sqrt{L}}{2h} \left[ y + \left( j - \frac{1}{2} \right) d \right] - \cos \frac{\sqrt{L}}{2h} x \right\}}}{\sum_j \ln \frac{\left\{ \operatorname{ch} \frac{\sqrt{L}}{2h} \left[ (1-j)d - r_0 \right] + 1 \right\} \left[ \operatorname{ch} \frac{\sqrt{L}}{2h} (jd - r_0) + 1 \right]}{\left\{ \operatorname{ch} \frac{\sqrt{L}}{2h} \left[ (1-j)d - r_0 \right] - 1 \right\} \left[ \operatorname{ch} \frac{\sqrt{L}}{2h} (jd - r_0) - 1 \right]}} \quad (1.8)$$

în care indicele de sumare  $j$  ține cont de perechile de electrozi corona luate în considerare la superpoziția efectelor.

Pentru câmpul laplaceian în electrofiltre este larg citată în literatură [48, 115] relația lui Cooperman:



$$u=U \frac{\sum_{-\infty}^{+\infty} \ln \frac{\operatorname{ch} \frac{\pi}{2h} (y-jd) - \cos \frac{\pi}{2h} x}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{2h} (y-jd) + \cos \frac{\pi}{2h} x}}{\sum_{-\infty}^{+\infty} \ln \frac{\operatorname{ch} \frac{\pi}{2h} jd - \cos \frac{\pi}{2h} r_0}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{2h} jd + \cos \frac{\pi}{2h} r_0}} \quad (1.9)$$

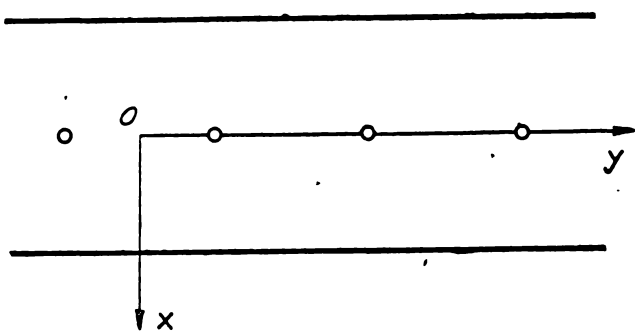


Fig. 1.1

scrisă pentru sistemul de coordonate din figura 4.1.

Deoarece însă, în urma verificărilor, am ajuns la concluzia că formula furnizează în mare măsură valori eronate, nu am folosit-o.

Asemenea relații analitice, pentru câmp laplaceian,

chiar dacă se referă numai la forme simple de electrozi, sînt utile în analiza distribuțiilor pentru electrofiltre, pentru evaluări rapide cu caracter orientativ. Câmpul în prezența sarcinii spațiale a fost deseori substituit sau aproximat prin câmpul laplaceian; această simplificare nu mai este necesară, odată cu posibilitatea calculării numerice a câmpurilor Poisson.

b. Distribuții de câmp în prezența sarcinii spațiale. Pentru cilindri coaxiali există cele mai complete deducții privind distribuția potențialului și câmpului în prezența sarcinii spațiale. Încă pe baza studiilor lui Townsend, Ladenburg [3] extrage o relație pentru distribuția câmpului în prezența descărcării corona, care, rescrisă raționalizat, este:

$$E = \sqrt{\left(E_0 - \frac{r_0}{r}\right)^2 + \frac{1}{2\pi\epsilon_0 k} \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2}\right)} \quad (1.10)$$

Ca în majoritatea deducțiilor existente, nu se explicităază densitatea sarcinii spațiale. Prezența ei - consi-

.../.

derată exclusiv cu compunere ionică - este apreciată prin mărimea curentului linear  $i$ . Prin integrarea relației (1.10), Cooperman [33] și White [48] furnizează pentru distribuția potențialului relații aproximative.

De interes mai mare sînt deducțiile care iau în considerare și sarcina spațială purtată de particule. Distribuția cîmpului în electrofiltrul cilindric conținînd dispersoid mono-ionizat, dedusă de Pauthenier [4], într-o formă prelucrată de Myron Robinson [115] este:

$$E = \left\{ \left[ \left( \frac{r_0}{r} \right)^2 \left( E_c^2 - \frac{i}{2\pi \epsilon_0 k} \right) + \frac{i}{4\pi \epsilon_0 k r^2 s^{\pi 2}} \right] \cdot e^{-2S_1 r} - \frac{i}{4\pi \epsilon_0 k} \left( \frac{2}{s^{\pi r}} + \frac{1}{r^2 s^{\pi 2}} \right) \right\}^{1/2} \quad (1.11)$$

Același Pauthenier oferă și unele relații pentru cîmpul bi-ionizat prin emisie inversă [36].

Pentru configurația conductor-plan - prima etapă în abordarea configurației complete a filtrului plan - există modele analitice sofisticate, bazate pe transformări conforme, în lucrările lui Popkov [11,18]. Un aport serios pe această linie, au adus lucrările [108,114,122], care tratează descărcarea corona în curent continuu între două conductoare paralele (configurație interesînd energetică) și care, prin simetria configurației, sînt utilizabile și în cercetarea configurației conductor-plan. În una din lucrările autorului francez, J.Dupuy [22], se cuprind relații asupra potențialului și cîmpului atât pentru configurația conductor-plan, cît și pentru alte configurații ca:

- conductor centrat între două plane paralele;
- grilă de conductoare paralele la un plan;
- grilă de conductoare paralele între două

plane paralele.

Pentru această ultimă configurație care este de fapt schematizarea electrofiltrului plan, Dupuy oferă relații numai pentru punctul ( $x = h, y = 0$ ), cu condiția cunoașterii densității de curent în acest punct. Deducțiile prof.Dupuy par

să indice o limită a ceea ce s-a putut obține, analitic pentru distribuțiile câmpului electric în electrofiltrul plan, în prezența sarcinii spațiale. Toate aceste relații sînt periferice, ele nu acoperă nevoia cunoașterii distribuției câmpului electric în prezența unei sarcini spațiale concentrate, superioară sarcinii ionice a curentului corona.

c. Sonde de cîmp. Limitele atît de categorice ale metodei analitice în descrierea efectelor de cîmp ale sarcinii spațiale, au făcut ca multe speranțe să fie legate de măsurarea intensității câmpului cu ajutorul sondelor, fie direct (sonda Sato [9,11,30,48], sonda incandescentă [4], sonda Goshō [85,86,87], corpul de probă [27,110], diafragma [78] etc.), fie indirect, prin măsurarea încălzirilor (metoda bilelor) [47,23,29 ș.a.]. Aici nu este loc pentru o prezentare a modului de lucru cu sondele, ci doar pentru concluzii asupra rezultatelor lor.

Kapřov a sintetizat foarte bine [9] experiența în utilizarea sondelor, mai ales a sondelor de tip Sato; nu se pot face măsurători decît în zone cu cîmp relativ puțin intens (către electrodul de depunere). La apropierea sondei către electrodul de emisie, începe să coroneze însăși sonda, perturbînd major distribuția originală a câmpului. Nici cîmpul din imediata apropiere a electrodului de depunere nu se poate măsura, căci în această zonă sonda se transformă într-un concentrator de cîmp, care absoarbe un flux majorat de ioni, ducînd din nou la distorsionarea câmpului măsurat.

Metoda bilelor prezintă unele avantaje de lucru în cazul electrofiltrelor, ceea ce a dus la un număr mai mare de asemenea experimente. Si aici se menține imposibilitatea studierii câmpului lîngă electrozi, adăugîndu-se devierea bilelor prin forțe electrice, ceea ce face imprecisă stabilirea punctului de măsurare. De asemenea, cred că cedarea sarcinii de pe particulele dispersoidului (mai ales dacă nu sînt conductoare) către bilă are loc în mică măsură și ca urmare, sarcina spațială, respectiv cîmpul electric în prezența dispersoizilor, nu se pot măsura satisfăcător nici prin metoda bilelor.

Pentru cîmpul la placă (sau cilindru), a fost special elaborat un tip de sondă îngropată, calibrată de

... /.

349.605

112 Lit. G

Tassicker [127]. Este însă absolut evident că o asemenea sondă nu se poate folosi decât în gaze ionizate, curate, fără particule.

Asupra încărcării particulelor izolate, de obicei pentru încărcarea prin difuzie, s-au făcut măsurători și cu camera tip Ehrenhaft-Millikan [2] în perioadele incipiente ale cercetărilor.

Faptul că sondele nu permit determinarea intensității câmpului lângă electrodul de emisie explică persistența unor concepții eronate sau insuficient dovedite în legătură cu învelișul corona. Astfel, cea mai răspândită dintre acestea a fost ideea că, după amorsarea descărcării, intensitatea câmpului în înveliș se menține la valoarea de amorsare. Totodată, s-a afirmat că și în configurația conductor-plan, câmpul în jurul conductorului prezintă, pe o anumită distanță, simetrie de revoluție, adică și învelișul corona este identic pe întreg perimetrul. Frecvența acestui gen de afirmații a fost mare, ea fiind acreditată și prin lucrări de prestigiu [9,40,48,61]. Ele au fost infirmate prin cercetări ulterioare [106,119].

d. Calculul digital al distribuțiilor de câmp.  
Atât modelele analitice, cât și măsurătorile cu ajutorul sondelor dovedindu-se insuficiente în determinarea spectrelor de câmp specifice electrofiltrelor, multă vreme tabloul interacțiunilor sarcină-câmp a fost lacunar. Abundența de modele teoretice care procedau la neglijarea sarcinii spațiale, a creat o stare de spirit în sensul desconsiderării acesteia, unii autori mergând chiar pînă la afirmarea programatică a acestei idei [29]. Ori, neglijarea efectelor sarcinii spațiale a fost acceptabilă în etapele timpurii, de dimensionare aproximativă a electrofiltrelor. Astăzi se tinde către o dimensionare mai riguroasă, date fiind emanațiile fără precedent ale industriilor contemporane. Se lucrează către limitele maxim admisibile ale concentrațiilor de particule, iar inamicul principal îl reprezintă particulele fine [135], mai general dispersiunii cu suprafață specifică mare. Neglijarea efectelor sarcinii spațiale a unor asemenea dispersiuni ar fi astăzi o greșeală.

Calculul digital s-a conturat ca fiind o direcție promițătoare în determinarea distribuțiilor de potențial și câmp în electrofiltre. Deocamdată, se poate cita o singură lucrare semnificativă în acest sens [113]. În aceasta, modelul matematic folosit - ecuația Poisson împreună cu ecuația continuității - a fost rezolvat prin tehnica diferențelor finite. Prin rezultatele sale, acest articol a aruncat o lumină mult mai clară asupra distribuțiilor potențialului electric în filtrul plan, înscriindu-se pe linia modernă a modelării numerice a proceselor fizice. Ca urmare, procedeul autorilor Leutert și Böhlen a fost inclus în prima tentativă de modelare numerică a funcționării complexe a electrofiltrelor [130], deja menționată. În legătură însă cu acest mod de calculare a câmpului se pot face câteva remarci. În conformitate cu afirmațiile autorilor, pentru calculul realist al distribuțiilor de potențial și câmp este necesară cunoașterea prealabilă a caracteristicilor tensiune-curent a filtrului real, avînd ca scop estimarea densității de sarcină fictive din punctul ce figurează electrodul de emisie. Ori, aceasta se obține relativ greu dacă se dorește un studiu complet al dependențelor câmp-suprafață specifică a dispersoidului. Aprecierea mobilității particulelor dispersoidului, cerută, de asemenea, de algoritmul menționat, nu poate fi decît aproximativă. În plus, substituirea secțiunii electrodului de emisie cu un punct este relativ grosieră. Ceea ce mi se pare însă limitarea principală a algoritmului elaborat de Leutert și Böhlen constă în considerarea densității de sarcină prin ecuația continuității. Deci, în forma prezentată, acest algoritm nu poate considera decît sarcina spațială a ionilor liberi și nu poate fi folosit corespunzător în simularea distribuțiilor în prezența unui dispersoid puternic încărcat.

Nu am comentat în acest paragraf extrem de numeroasele lucrări în care calculatorul a fost folosit în modele hibride sau în rezolvarea unor modele analitice sofisticate, majoritatea închinată însă configurațiilor idealizate de conductoare. Ele sînt citate într-o lucrare de sinteză [148].

1.3.2. Descărcarea coronei Fenomenologia intimă a descărcării parțiale care este descărcarea corona, este bine studiată, preponderent în lucrări de fizica descărcărilor electrice în gaze, începînd încă de la Townsend [1], continuînd cu

Meek [17], cu Raether [55], Kapřov [9,10,14], Loeb [8,20,56] sau Nasser [117]. Dintre aspectele caracteristice ale descărcării corona, discutăm în continuare doar cele cu implicații directe și importante în funcționarea electrofiltrelor.

a. Forma tensiunii de alimentare. Descărcarea corona în filtrele industriale este, în majoritatea covârșitoare a cazurilor, o descărcare de curent continuu (cel mai adesea, cu redresarea ambelor alternanțe). Încercările făcute pentru alimentarea în impulsuri, uneori cu instalarea de electrozi auxiliari [16,60,65,75,101,103,131] și destinate combaterii emisiei inverse (parțial combaterii stingerii coronei), nu au depășit încă faza de laborator. Nici alimentarea în curent alternativ [113] propusă uneori pentru combaterea stingerii coronei [47], alteori pentru reducerea emisiei inverse (Krug, 1971, citat de [131]) nu a căpătat răspândire industrială. Unele firme folosesc, în situații speciale, tensiunea alternativă pentru coagularea prafurilor fine.

O problemă complexă, de electronică de putere, o reprezintă construcția surselor de alimentare cu comandă rapidă, în ultimul timp tranzistorizată [45,51,52,83].

b. Caracteristica curent-tensiune și geometria sistemului de electrozi. În primele decenii s-a elaborat un număr foarte mare de studii experimentale, ca și teoretice, dedicate caracteristicilor curent-tensiune în aer curat ale descărcării corona pentru configurații de electrozi de tipul electrofiltrelor [6,11,18,22,29,31,54,57,58,67,68,69,70]. O lungă perioadă de timp a fost foarte răspândită impresia că prin creșterea productivității de ioni a descărcării corona s-ar putea obține sporuri substanțiale în eficiența filtrării. De regulă, studiile s-au făcut pentru optimizarea corelației dintre tensiunea aplicată și geometria intervalului. După câteva decenii de construire a filtrelor plane cu pasul mediu de circa 250 mm între plăcile succesive de depunere, tendința ultimilor ani este de a se trece la filtre cu canal larg (alimentate evident la tensiune mai mare). Aceasta dovedește că însemnătatea caracteristicii curent-tensiune (mai ales când este măsurată în condiții de laborator, în aer curat) a fost supraestimată în raport cu alți factori, ca de pildă efectele sarcinii spațiale,

./.

reantrenarea etc. Optimizarea geometriei filtrelor cu canal larg este o problemă de actualitate pentru fabricația de electrofiltre din țara noastră.

Pentru electrozii de emisie s-au încercat o multitudine de forme și totodată s-au cercetat distanțele recomandabile dintre doi electrozi de emisie succesivi. După constatarea că nu sînt necesare forme prea complicate (pentru o cît mai mare producție de ioni), accentul a căzut pe realizarea cu tehnologii cît mai economice a unor electrozi fiabili din punct de vedere mecanic.

Electrozii de depunere au fost, de asemenea, îndelung studiați, firmele reducînd pînă la urmă variantele la cîteva tipuri, folosite în funcție de praful colectat. În general sînt forme ondulate relativ simple, corespunzătoare exigențelor mecanice și oferind zone ferite, pentru ca în momentul scuturării reantrenarea să fie minimă.

c. Distribuția curentului corona. Această problemă se pune numai în cazul electrofiltrului plan. Modelele analitice în această chestiune, s-au ocupat numai de configurația conductor-plan. Dintre acestea este clasică teoria elaborată de Walther Deutsch [5,6], dar care nu are în vedere deformarea cîmpului prin prezența fazei disperse încărcate. El extrage pentru funcția de distribuție a curentului în placă expresia aproximativă:

$$j^* = \frac{1}{1 + \left(\frac{y}{h}\right)^2} \quad (1.12)$$

În aceleași condiții, modelul analitic elaborat de Usînin [71], oferă, relativ la distribuția curentului, variația unei alte mărimi relative:

$$\frac{j}{i} h = \frac{B}{3} \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{y}{h}\right)^2\right]^2} \quad (1.13)$$

Ca studii experimentale cităm lucrarea [119] prezentată în extenso în capitolul 2 pentru configurația conductor-

plan și lucrarea lui Niioka, publicată doi ani mai târziu și relatată pe scurt de Masuda [131], pentru configurația vîrf-placă. (Facem abstracție de experimentul discutabil al lui Prokopovici [73].) Cele două experimente menționate, au demonstrat cu claritate existența unui puternic caracter de similitudine a descărcării corona, cel puțin în ceea ce privește distribuția densității de curent la nivelul plăcii.

Cercetarea distribuției curentului în electrodul de depunere are ca scop major stabilirea de recomandări pentru poziționarea succesivă a sîrmelor în planul median al canalului de filtru. Am spus "recomandări" deoarece distribuția curentului în placă în prezența fazei dispuse încărcate este desigur alta, și cu mult deosebită cînd faza dispersă este în mișcare. Nu s-a reușit - pînă în această etapă - determinarea experimentală a distribuției curentului în placă, în condiții apropiate de filtrul real.

d. Stingerea descărcării corona. Stingerea descărcării corona (numită cîteodată și "înnăbușire") este cunoscută de suficient de multă vreme, fiind citată și de lucrări clasice [7,9,48]. Manifestarea sa constă în reducerea puternică și inexplicabilă - în aparență - a curentului corona la tensiuni pentru care alte filtre similare funcționează normal. S-a observat însă că fenomenul se produce de preferință cu prafuri fine, fiind descris sub forma sa cea mai severă (anularea totală a curentului) de Sproull [47] pe baza observațiilor dintr-o instalație pilot. Explicația sugerată încă în 1931 de W.Deutsch a obținut credit, fiind dezvoltată pe aceeași bază chiar și în monografii moderne [115]. Ea se bazează pe ideea că, deoarece sarcina limită a acumulărilor pe o particulă este proporțională cu suprafața particulei, prafurile fine și în concentrație mare captează toți ionii liberi și în acest fel duc la anularea curentului corona. S-a observat totodată că pentru reinstalarea unui curent prin filtru este necesară suplimentarea tensiunii de alimentare a filtrului. Acest ultim aspect - cel puțin, nu este satisfăcător explicat prin teoria retenției cuasi-totale a purtătorilor liberi.

Intr-o lucrare recentă [134], chiar dacă se acceptă în continuare modelul "retenției totale" a ionilor li-



berii, se subliniază pentru prima dată fără echivoc rolul suprafeței specifice a fazei disperse, se include în raționament și jocul câmp exterior-câmp al sarcinii spațiale și se indică drept factor esențial valoarea inițială (în aer curat) a densității curentului corona, pe bază de constatări experimentale.

În § 4.5 al prezentei lucrări se propune un alt model pentru explicarea stingerii corona.

e. Vîntul electric. Si aceasta este o problemă prezentînd un interes mai deosebit doar pentru filtrul plan. Deși există o serie de studii experimentale cu privire la vîntul electric al descărcării corona din electrofiltre [46,76,80] ca și teoretice [116], efectul vîntului electric asupra procesului de filtrare electrică nu este complet elucidat. Sînt determinate aproximativ vitezele pe care acesta le imprimă local gazului, traseul probabil al acestei mișcări, iar toți autorii sînt de acord că principalul său efect este crearea unei turbulențe suplimentare ce ajută și ea la uniformizarea concentrației sarcinii spațiale în filtru. Ne aflăm însă relativ departe de a o descrie matematică utilizabilă a efectelor vîntului electric.

f. Descărcarea corona în condiții speciale. Atît pentru unele electrofiltre-unicat funcționînd în condiții speciale, dar mai ales pentru alte tehnologii electrostatice, s-au desfășurat cercetări asupra descărcării corona în condiții deosebite de temperatură și presiune. Unele dintre acestea s-au orientat către cercetarea efectului încălzirii conductorului corona [79,95,96,119] aflat în condiții ambientale normale, altele către producerea descărcării în gaz la temperaturi și presiuni ridicate [13,77,82,107]. Pentru cercetarea descărcării în vid s-au realizat instalații relativ complexe [94], iar studiile lui Trinh Dzoanh [35] s-au orientat către stingerea descărcării în gaze pure la presiuni ridicate.

1.3.3. Încărcarea și deriva particulei. În afară de sarcinile cu care eventual o particulă poate sosi din afară în zona descărcării, încărcarea particulelor în suspensie în filtrul electric se produce prin două mecanisme:

- prin difuzie (termică);
- prin bombardament ionic.

./.

Încărcarea prin difuzie merită a fi luată în seamă doar pentru particulele submicronice, lucru ce este de mult stabilit, ecuațiile procesului găsindu-se și în lucrări timpurii [2]. Principalul proces de încărcare al particulei ce interesează electrofiltrele industriale este încărcarea prin bombardament ionic pentru care modelul fizic a fost expus în lucrarea clasică [4] a profesorului Pauthenier. Pe această bază, pentru o particulă singulară, sferică, de rază  $a$  și permitivitate  $\xi$ , aflată într-un câmp ionizat, de intensitate  $E$  și concentrație  $M$  a ionilor, procesul de încărcare, exprimat prin numărul  $n$  de sarcini elementare acumulate până la momentul  $t$ , este acceptat cu următoarea descriere:

$$\frac{n}{n_s} = \frac{q}{q_s} = \frac{t}{t + \tau} \quad (1.14)$$

în care  $\tau$  este o constantă de timp specifică procesului de încărcare, egală cu:

$$\tau = \frac{4 \epsilon_0}{e k M} \quad (1.15)$$

iar  $q_s$  este sarcina limită (de saturație) egală cu:

$$q_s = n_s e = 4 \pi a^2 \epsilon_0 \frac{3E}{\xi + 2} M \quad (1.16)$$

În 1960 prof. Pauthenier a extins teoria sa la încărcarea particulei în mediu bi-ionizat [36]. O precizare față de modelul Pauthenier a adus-o prof. Masuda care a arătat că particula dielectrică se rotește în timpul încărcării, iar unele dintre lucrările elaborate în catedra de Tehnica tensiunilor înalte din Moscova condusă de prof. Razevig se ocupă în ultimii ani de încărcarea și migrația, atât a particulelor sferice, cât și a celor nesferice [66, 88, 89, 90, 91, 92, 97, 99, 100, 111].

Dezavantajul formulei (1.16) este că necesită cunoașterea prealabilă (cel puțin aproximarea) intensității câmpului în punctul unde are loc încărcarea (după cum s-a mai văzut, de obicei, acesta nu este un lucru simplu). În capitolul 3 al prezentei lucrări se propune o descriere matematică a procesului de încărcare în filtrul cilindric, descriere ce include

./.

precizarea poziției particulei în filtru și elimină nevoia cunoașterii intensității câmpului.

Asupra particulei încărcate cu sarcina  $q = n \cdot e$  se exercită forța coulombiană:

$$F_e = qE \quad (1.17)$$

care are tendința de a imprimă o mișcare cu viteza  $w$  în lungul liniei de forță electrice. Vîscozitatea gazului opune acestei forțe o rezistență egală cu:

$$F_{/u} = \frac{C_D}{2} \pi a^2 \rho w^2 \quad (1.18)$$

în care coeficientul  $C_D$  este o funcție de numărul Reynolds al particulei. Echilibrul acestor două forțe determină valoarea locală a vitezei de derivă a particulei:

$$w = \frac{2p\xi_0 a E^2}{3\mu} \quad (1.19)$$

în care  $\mu$  este vîscozitatea gazului. Viteza reală a gazului rezultă din compunerea geometrică a vitezei pe care mișcarea gazului o imprimă particulei și viteza de derivă (de migrație). Viteza derivei este mărimea determinantă în stabilirea eficienței de filtrare. Dar formula (1.19) este dedusă pentru particule sferice și în condiții de curgere laminară a gazului și de aceea este numită viteza teoretică a derivei. Valoarea reală a vitezei de derivă este în actuala etapă de evoluție a acestei științe, imposibil de predeterminat prin calcul, datorită complexității și cunoașterii insuficiente a acțiunilor cărora le este supusă particula în filtru.

Pentru calcule de proiectare se folosește o viteză "medie" a derivei - de fapt o viteză medie convențională - care se determină semiempiric, ori experimental și apelînd la relația globală a lui Deutsch pentru eficiență:

$$\eta = 1 - e^{-\frac{Aw}{Q}} \quad (1-20)$$

. . . / .

în care  $\eta$  este eficiența, A suprafața colectoare, iar Q debitul de gaze.

Sub tensiune alternativă s-au efectuat, de asemenea, studii experimentale de calitate, atât în ce privește traiectoria particulelor [113], cât și în ceea ce privește încărcarea [146].

1.3.4. Depunerile pe electrozii corona. În toate electrofiltrele există tendința de a se crea o scară depunere din particulele în suspensie pe electrozii corona. La filtrele cu o bună funcționare, această depunere nu este substanțială, și pentru îndepărtarea ei se procedează la scuturarea corespunzătoare a remelor cu electrozii de emisie. La unele filtre însă, aceste depuneri sînt deosebit de ample (de grosimea brațului, chiar), îmbracă electrozii corona pe aproape toată lungimea lor, și - paradoxal - prezintă proeminente chiar în locurile în care electrozii de emisie sînt prevăzuți cu vîrfuri sau muchii [104]. Ele sînt compacte și nu pufoase, au o anumită consistență care le face suficient de rebele la scuturare. Sînt deosebit de supărătoare. Cresc tensiunea de amor-sare a descărcării corona, scad tensiunea de străpungere a filtrului, reduc curentul corona și generează o importantă cădere de tensiune pe grosimea lor. Obligă la scuturarea cuasi-continuă a electrozilor corona, în vreme ce electrozii de depunere se scutură doar din timp în timp.

S-au elaborat forme speciale de electrozi de emisie "fără depuneri". (În realitate este vorba de electrozi mai scumpi, care avînd o construcție rigidă, permit o mai bună transmitere a accelerației de scuturare, iar forma vîrfurilor lor nu permite depunerilor să reziste în momentul scuturării: de exemplu, electrodul RS al firmei ELEX din Elveția.)

Pentru explicarea acestor depuneri s-au avansat de diferiți autori felurite presupuneri. (Datorită prudenței cu care au fost expuse, nu le-am numit ipoteze.) De pildă, s-a dat vina pe proasta distribuție a vitezelor gazului [48], pe turbulența gazului (Hignett, citat de [115]), pe forțele ponderomotoare și pe triboelectricitate [9], pe polarizarea particulelor alungite [81] etc.

S-a observat însă cu destulă siguranță că situațiile cele mai grave apar în cazul prafurilor foarte fine. Ori, după părerea mea, nici una din presupunerile citate nu se împacă cu ideea unor forțe de depunere mari în cazul particulelor fine.

În § 4.6 al prezentei lucrări, se avansează o explicație a depunerilor pe electrozii corona, prin câmpul propriu intens al dispersoizilor încărcăți și cu suprafață specifică mare.

1.3.5. Emisia inversă. Fenomenul desemnat prin acest nume a fost remarcat pe scară largă abia în deceniul al cincilea, primii ani '50 fiind perioada de început a unor studii sistematice asupra sa. El a fost observat cu deosebire odată cu construirea unor mari centrale termoelectrice în care cărbunii de calitate inferioară și cu conținut relativ ridicat de sulf erau injectați sub formă de praf în arzătoare. Fenomenul, denumit adesea - mai puțin inspirat - corona inversă sau contra-emisiune, a fost de la început legat de rezistivitatea de volum, ridicată, a fazei disperse. El se manifestă prin scăderea pronunțată a tensiunii de străpungere a filtrului, concomitent cu constatarea unor curenți foarte mari între electrozi, la tensiuni suficient de coborâte. Are ca efect o înrăutățire vizibilă a eficienței de filtrare.

Modelul general acceptat pentru explicarea producerii emisiei inverse este pe scurt urmatorul. În timpul funcționării filtrului, pe electrozii de depunere se acumulează un strat de câțiva milimetri de fază dispersă relativ compactă. Atunci când aceasta este compusă din particule cu rezistivitate ridicată (mai exact, când stratul prezintă rezistivitate proprie mare), între zona de transport și placa legată la pământ se întorpune această depunere, care îngreunează scurgerea la pământ și anihilarea sarcinilor aduse de ioni liberi și particulele încărcate care s-au depus. Acumularea de sarcini pe o parte a stratului împreună cu placa metalică de cealaltă parte și cu cuasi-izolantul dintre ele se comportă ca un condensator încărcat. Când intensitatea câmpului produsă între "armăturile" acestui condensator depășește tensiunea de străpungere a stratului, se produce o descărcare locală care, prin canalul astfel creat, permite scurgerea unei părți din sarcina acumulată și

anihilarea sa. Aceste numeroase străpungeri locale pe suprafața electrodului de depunere sînt surse de ioni pozitivi, care creează un curent ionic de sens contrar celui util. În aparență, curentul corona a crescut, dar acești ioni duc la anihilarea unei părți din sarcina utilă acumulată pe particulele în suspensie, duc la reducerea vitezei lor de derivă, în consecință la micșorarea vizibilă a eficienței filtrelor. Totodată, are loc micșorarea tensiunii de străpungere și poate apare un transport invers de particule.

Fenomenul, reprodus în înstalații de laborator, cu crearea artificială a stratului înalt-rezistiv pe electrodul de depunere a confirmat în bună măsură modelul fenomenologic expus mai sus. S-au elaborat studii teoretice pentru exprimarea matematică a sa [36], s-au elaborat dispozitive de măsurare a rezistivității de volum a masei de praf și a variației sale cu temperatura, cu umiditatea etc., fie în condiții de laborator [44], fie în condiții foarte apropiate de cele reale [43,72]. S-au determinat plajele de temperatură a gazului, admisibile pentru lucru din punctul de vedere al rezistivității stratului la anumite materiale disperse "dificile". Există, de altfel, un număr foarte mare de lucrări care abordează, cel puțin tangențial, problematica emisiei inverse. Majoritatea dintre ele însă, se mențin la nivel constatativ sau privesc problema din punctul de vedere al exploatării.

În ultimii ani s-a trecut la cercetări de laborator de mare finețe asupra emisiei inverse [125,131,147]. Asemenea cercetări de laborator sînt necesare pentru că în fond emisia inversă a rămas încă fără remediu și este una dintre limitările cele mai serioase a omnipotenței filtrării electrostatice în domeniul purificării gazelor. Studiul lui McLean a evidențiat un prim fapt care vine în contradicție - parțială, cel puțin - cu modelul clasic expus mai sus. Anume, că rezistivitatea de volum a unui strat de material dispers scade în condițiile în care acest strat se găsește sub un câmp electric intens! În afară de aceasta, cred că putem observa o anumită contradicție în modelul clasic, și anume: la tensiune de alimentare coborîată, emisia de ioni negativi de la electrozii corona este mult mai redusă; acumularea de sarcini pe stratul

presupus cuasi-izolant este mult mai mică și ca urmare nu s-ar justifica o funcționare stabilă, de durată, în condiții de emisie inversă intensă.

În § 4.7 prezentăm un model corectat al emisiei inverse care, fără a exclude concomitența cu mecanismul mai sus prezentat, concepe apariția unei diferențe de potențial pe grosimea stratului acumulat, simplu, ca o componentă locală a potențialului câmp al sarcinii spațiale a dispersoizilor fin divizați.

1.3.6. Aspecte constructiv-tehnice, economice și de exploatare. Aspectele tehnico-științifice mai sus amintite, ca și altele ce nu au avut tangență cu preocupările din această lucrare, sînt - în promovarea purificării electrice a emisiunilor industriale - într-o strînsă întrepătrundere cu considerentele care țin de tehnologia producerii electrofiltrelor, de relația economică între cheltuieli, beneficii și investiții și de alte considerente de exploatare. Luate ca un tot, rezultatele lor determină în fiecare țară o anumită politică tehnică și economică în domeniul purificării gazelor, un anumit echilibru între mijloacele electrice și cele neelectrice din combaterea poluării atmosferei.

Deoarece au constituit un ghid prețios pentru orientarea cercetării de față, voi cita o serie de lucrări de bilanț și trecere în revistă, fie că sînt referitoare la domenii speciale ca metalurgia [43,53], termoelectrica [64,109], industria lianților [38,93], chimia [59], la aspectele economice sau de planificare [50,133,142], fie ca sînt generale, prezentînd nivelul atins în acest domeniu al activității tehnice [34,39,42,46,49,54,62,84].

Mai mult însă decît articolele de revistă, cărțile elaborate asupra electrofiltrelor au dedicat un volum important aspectelor constructive, de proiectare, de exploatare, întreținere și modernizare a filtrelor [12,15,19,21,24,37,48,51,115]. Deși înocă rare, cărțile privitoare la tehnologiile electrostatice [98,143] sînt de reală utilitate, dată fiind multitudinea de aspecte comună tuturor "tehnologiile electronice".

## CAPITOLUL 2

### PROCESUL DE DESCARCARE ÎN LIPSA FAZEI DISPERSE

Dintre aspectele practice ale descărcării coro-  
na în configurații interesând electrofiltrele plane, m-am con-  
centrat asupra distribuției densității curentului în electro-  
dul de depunere, insuficient studiată pe cale experimentală.  
În acest scop, am desfășurat experimentul prezentat în cele ce  
urmează, fără prezența fazei disperse.

#### 2.1. Dispozitivul experimental

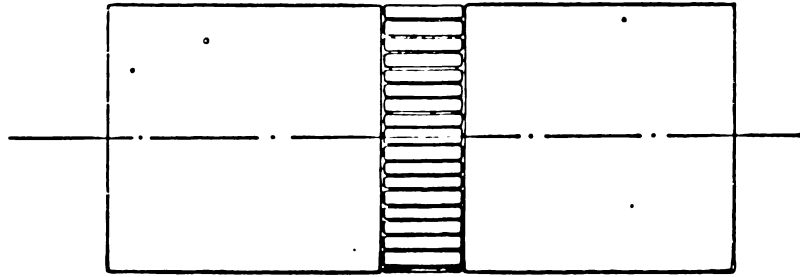
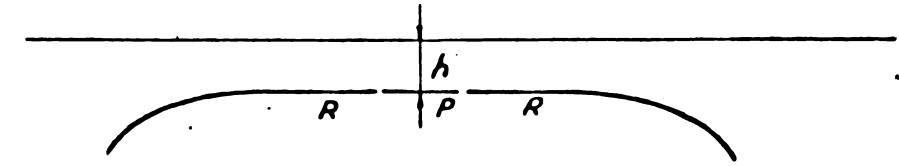
2.1.1. Sistemul de electrozi. Geometria siste-  
mului de electrozi a fost de tipul conductor-plan (în ultima  
parte a experimentului, configurația două conductoare-plan),  
centrată simetric față de mediana plăcii. Intervalul  $h$  a avut  
valorile de 17, 37 și 57 mm, datorită unui sistem de reglaj în  
trepte. S-au folosit diametre de conductor de 0,1 și 0,3 mm.

Eliminarea efectelor marginale în direcția a-  
xială s-a realizat cu două profile Rogowski metalice (figura  
2.1.a). Pentru sistemul de coordonate din figura 2.2.a ecuația  
profilului Rogowski este:

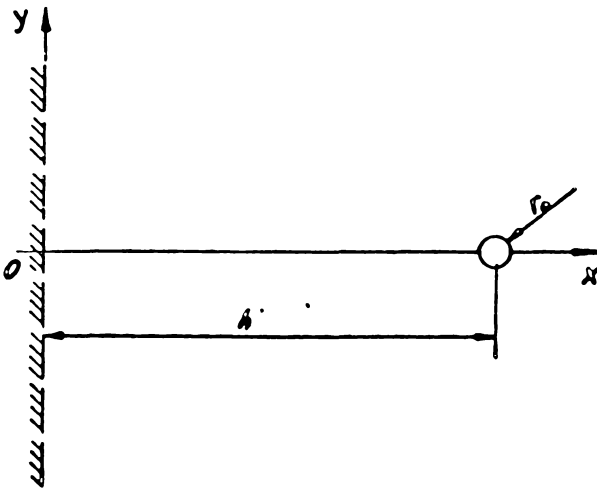
$$y = h + e \frac{\sqrt{x}}{2 \sqrt{ah}} \quad (2.1)$$

Două profile Rogowski așezate simetric ca în  
figura 2.2.a, realizează o trecere treptată de la zona de câmp  
uniform către zona de câmp nul din afara sistemului de elec-

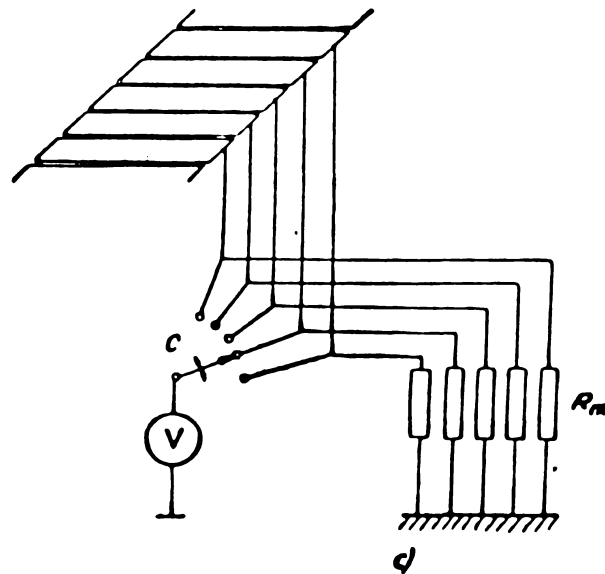




a)



b)



d)

Fig. 2.1

trozi. Această trecere este astfel încât valoarea cea mai mare a intensității câmpului în interval este chiar intensitatea din zona centrală cu câmp uniform, controlabil. În plus, această proprietate a electrozilor Rogowski se păstrează și pentru distanțe între plăci mai mici decât distanța  $2h$  considerată în calculul profilului. (În configurația conductor-plan aceasta înseamnă că se poate lucra cu distanțe mai mici decât  $h$ , cu păstrarea intensității maxime a câmpului în zona centrală.) Aspectul electrodului realizat se poate vedea în figura 2.2.b.

Utilizarea profilului Rogowski nu schimbă caracterul specific neuniform al distribuției câmpului în configurația conductor-plan, dar asigură ca valorile maxime ale câmpului, și deci și intensitatea proceselor de descărcare să se producă în zona în care conductorul și electrodul sînt paralele. Pentru această zonă distribuțiile - în lipsa descărcării - pentru potențial și câmp sînt cunoscute; expresiile (1.2), respectiv (1.7).

Pentru a diminua efectul de capăt, pe direcția tangențială, asupra zonei de descărcare, s-a asigurat o anumită lățime a plăcii: distanța de la proiecția conductorului pe placă pînă la marginea acesteia a fost egală cu triplul celei mai mari înălțimi a conductorului față de placă.

2.1.2. Măsurarea curentului. Măsurarea distribuției curentului corona s-a făcut prin metoda secționării electrodului. Anume, zona centrală a plăcii, în suprafață de  $290 \text{ cm}^2$ , metalizată cu cupru, a fost segmentată prin tehnica circuitelor imprimate în benzi axiale de  $1 \text{ cm}$  lățime (vezi figura 2.2.o).

Pentru a putea măsura curenți corona slabi, în faza de amorsare mai ales, benzile axiale au fost legate la pământ prin rezistențe de valoare mare. Printr-o selecție îngrijită, valorile lor au fost încadrate între  $1,08$  și  $1,09$  megohmi. Curenții astfel convertiți în tensiune s-au măsurat cu un voltmetru electronic, cu impedanță de intrare foarte mare. Cu ajutorul comutatorului  $C$ , voltmetrul a fost conectat succesiv la toate benzile de măsură. Profilele Rogowski s-au legat direct la pământ.

Prin montaj s-a asigurat un fin interstițiu de aer față de capetele libere ale fișiiilor metalizate. Pe fișia

de sub conductor a rezultat, într-una din situații, un potențial maxim de 280 V față de pământ, și implicit, față de profilele Rogowski învecinate. Acest potențial reprezentând însă sub 1% din tensiunea aplicată în acel moment intervalului, considerăm că deformarea locală a cîmpului plăcii a fost neglijabilă și, ca urmare, legarea directă la pământ a profilelor Rogowski se justifică.

2.1.3. Condițiile experimentului. Alimentarea schemei s-a făcut de la un redresor cu kenotroane, cu tensiune înaltă negativă reglabilă din primar, pînă la 30 kV c.c., bine filtrată. Măsurarea ei s-a făcut cu un kilovoltmetru electrostatic de clasă 1,5.

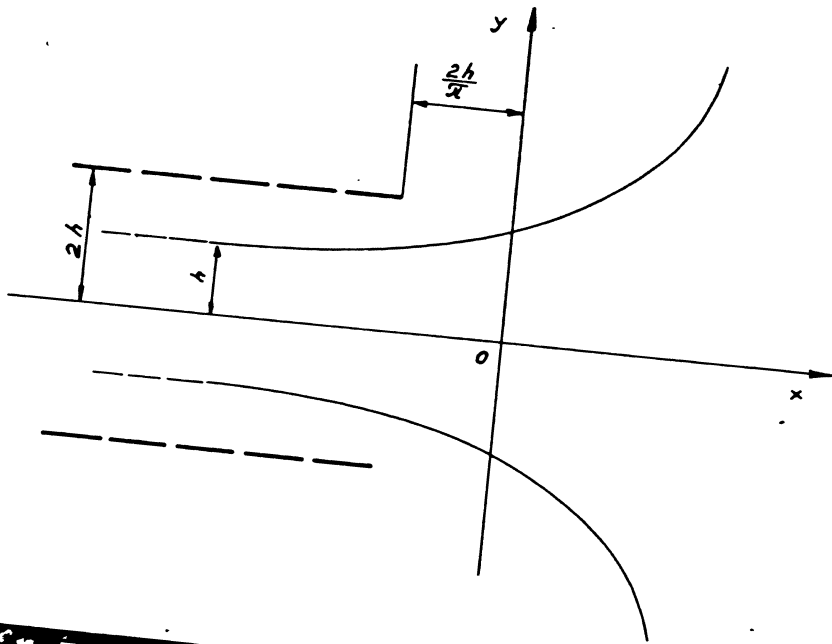
Încălzirea conductorului, atunci cînd a fost nevoie de aceasta, s-a făcut prin intermediul unui transformator de izolație. Dilatarea puternică a conductorului a fost preluată de un dispozitiv simplu cu contragreutăți. Temperatura conductorului s-a măsurat cu un termocuplu de Pt-Rh, prin contact direct, plasat însă în afara zonei centrale, pentru a nu perturba descărcarea.

O rezervă se cuvine a fi anunțată asupra temperaturii măsurate în acest fel și înscrise pe diagrame. Datorită vîntului electric și probabil datorită energiei mărite cu care purtătorii de sarcină părăseau conductorul, acesta era mai bine răcit pe porțiunea unde descărcarea era mai intensă. Afirmatia se bazează pe schimbarea culorii și aspectului conductorului pe lungimea sa.

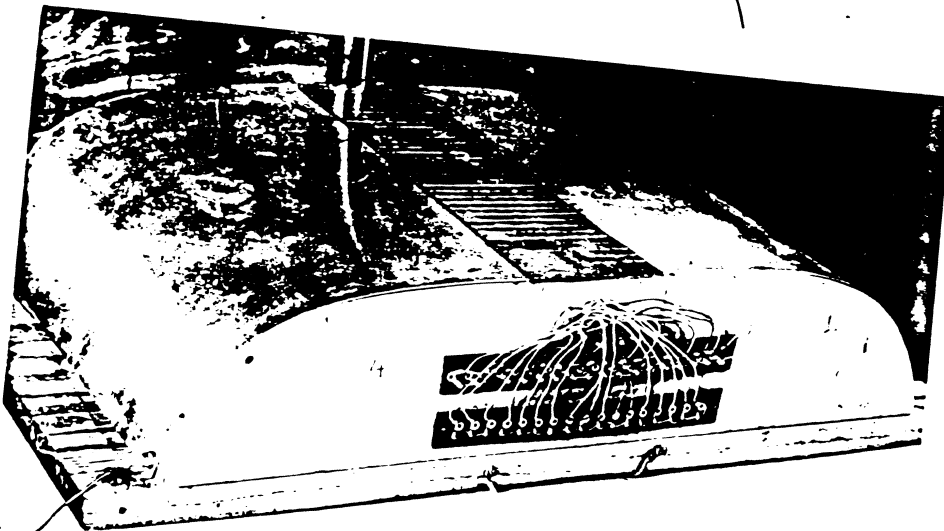
Condițiile experimentului ca temperatură, umiditate, presiune, au fost ambientale.

## 2.2. Rezultatele experimentale

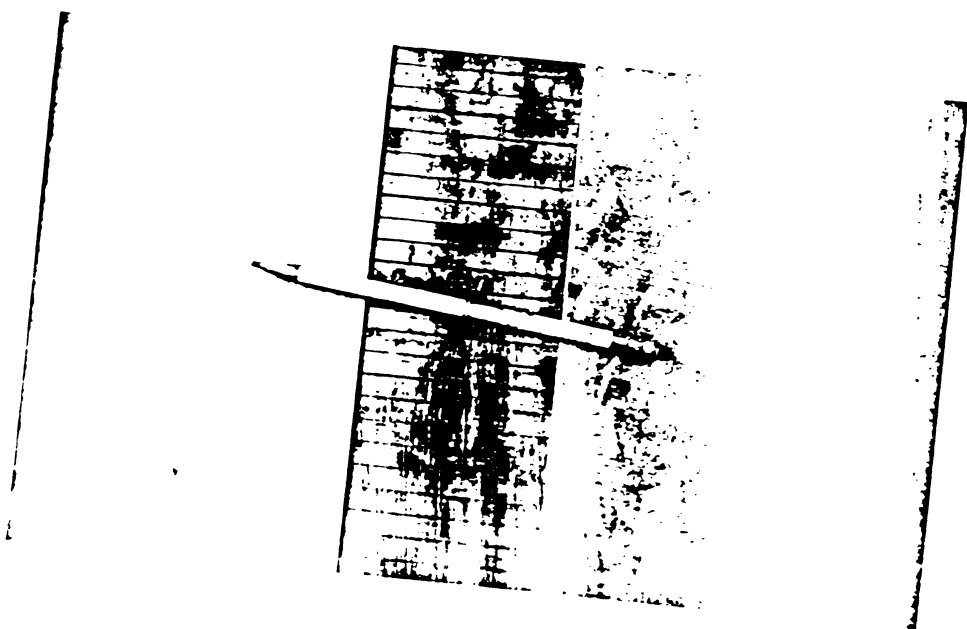
Datele primare recoltate, cu indicarea mărimilor individualizante pentru fiecare măsurătoare, sînt cuprinse în figurile 2,3, 2.5 și 2.6. Ele reprezintă repartitia densității  $j$  a curentului corona în mărime absolută ( $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ ) sau în mărime relativă ( $j^{\text{rel}} = j/j_{\text{max}}$  în figurile 2.5 și 2.6). Repartitia e dată în funcție de punct, a cărui poziție e dată prin coordonata relativă  $y/h$ .  $j_{\text{max}}$  este valoarea maximă a densității de curent de pe fiecare din curbele corespunzătoare,



a)



b)



c)

în valori absolute. Celelalte figuri conțin informații obținute prin prelucrarea datelor experimentale primare.

La o încercare anumită s-a variat un singur parametru. În fiecare din figurile 2.3.a, b și c, se variază tensiunea, graficele diferind între ele prin înălțimea intervalului de aer. Cele două experiențe redată în figura 2.5 se deosebesc prin diametrul conductorului corona, iar cele din figura 2.6 prin temperatura acestuia.

În figura 2.9, corespunzând configurației două conductoare-plan, fiecare curbă cu linie continuă reprezintă distribuția curentului corona în placă pentru o altă distanță între cele două conductoare. Pentru sublinierea influenței reciproce dintre ele, peste ramura corespunzătoare curentului unuia din conductoarele jumelate, s-a suprapus, cu linie întreruptă, repartiția de curent obținută pentru același conductor, singur, cu identitatea celorlalte condiții.

Unele neregularități din figura 2.3.c și unele nesimetrii din figura 2.9 se datoresc, în parte, unor imperfecțiuni de lucru, în parte unor aspecte aleatorii specifice descărcării corona și eventual schimbării unor condiții ambientale de la o zi de măsurători la alta.

În figura 2.4 sînt transpuse în valori relative punctele pe baza cărora s-au trasat curbele din figura 2.3. O proporție restrînsă dintre acestea corespunzînd intervalului  $h = 57$  mm, se distanțează de concentrarea celorlalte. Aceasta deoarece pentru acest interval gama de tensiuni folosită a coincis cu porțiunea inițială a caracteristicii tensiune-curent a descărcării, în care punctele de emisie sînt încă instabile la descărcarea corona negativă. Totodată, era poate de dorit pentru acest interval o semi-lățime a plăcii mai mare decît triplul intervalului. Odată cu intensificarea coronei însă (crescînd tensiunea sau micșorînd intervalul), aripile curbelor au coborît din ce în ce mai aproape de o formă unică. Fenomenul corespunde porțiunilor aproape liniare din caracteristicile tensiune-curent, care proced străpungerea.

În figura 2.10 primul punct din diagramă s-a obținut cu dificultate. Conductoarele s-au aflat amîndouă deasupra acoloiași fișii centrale, lată de 1 cm. Distanța dintre ele a

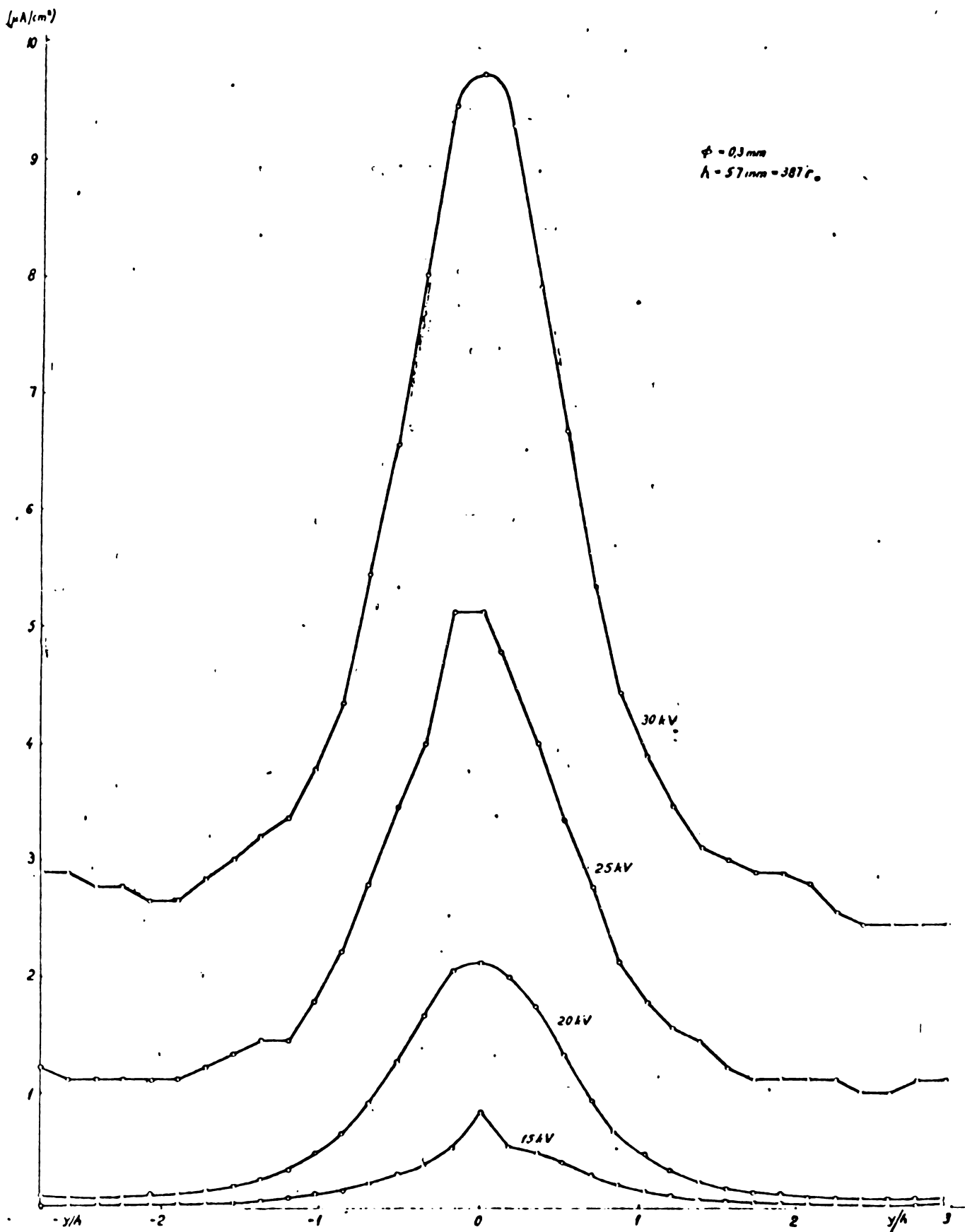
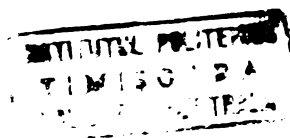


Fig. 2.3.a



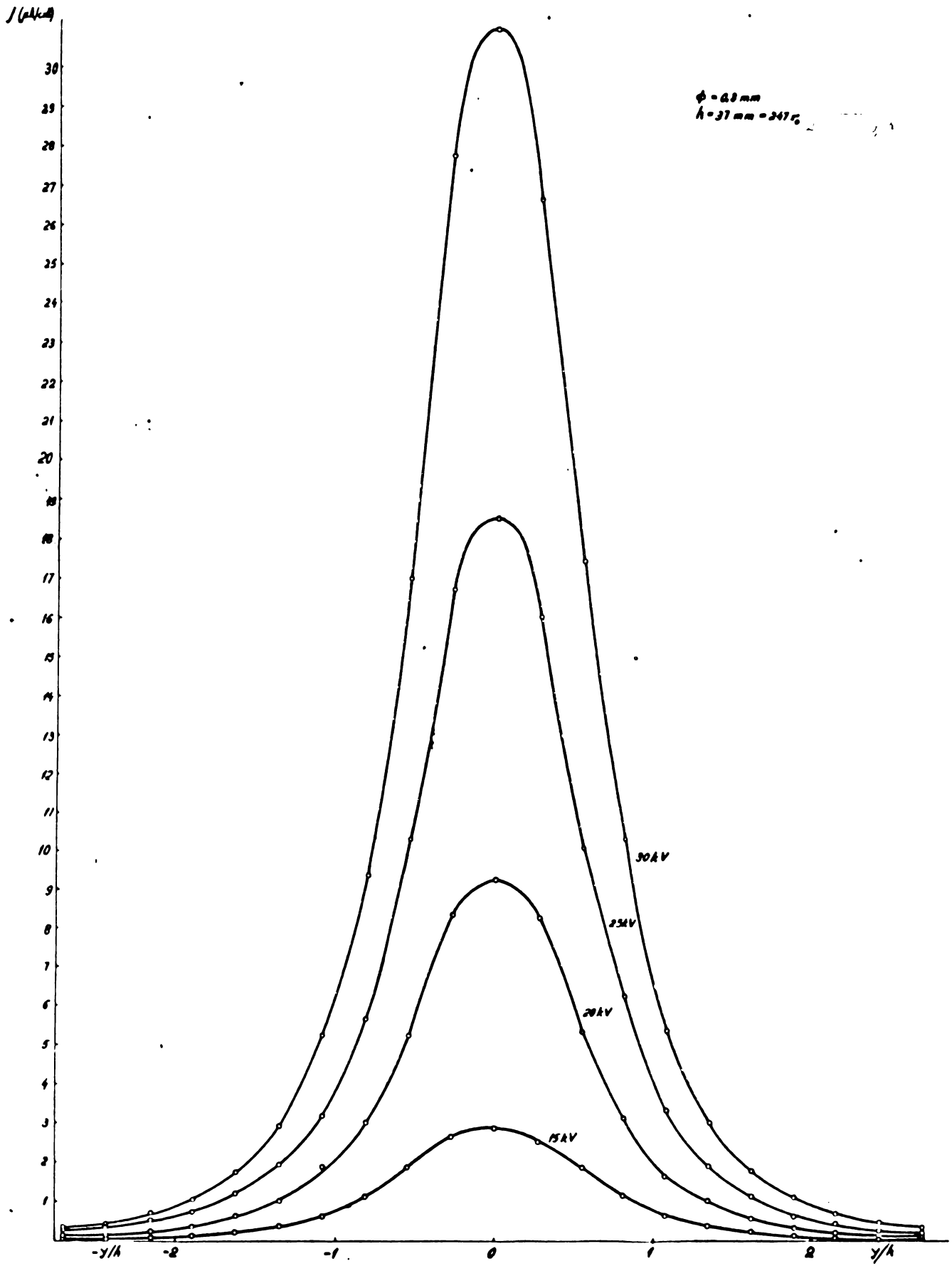


Fig. 2.3.b

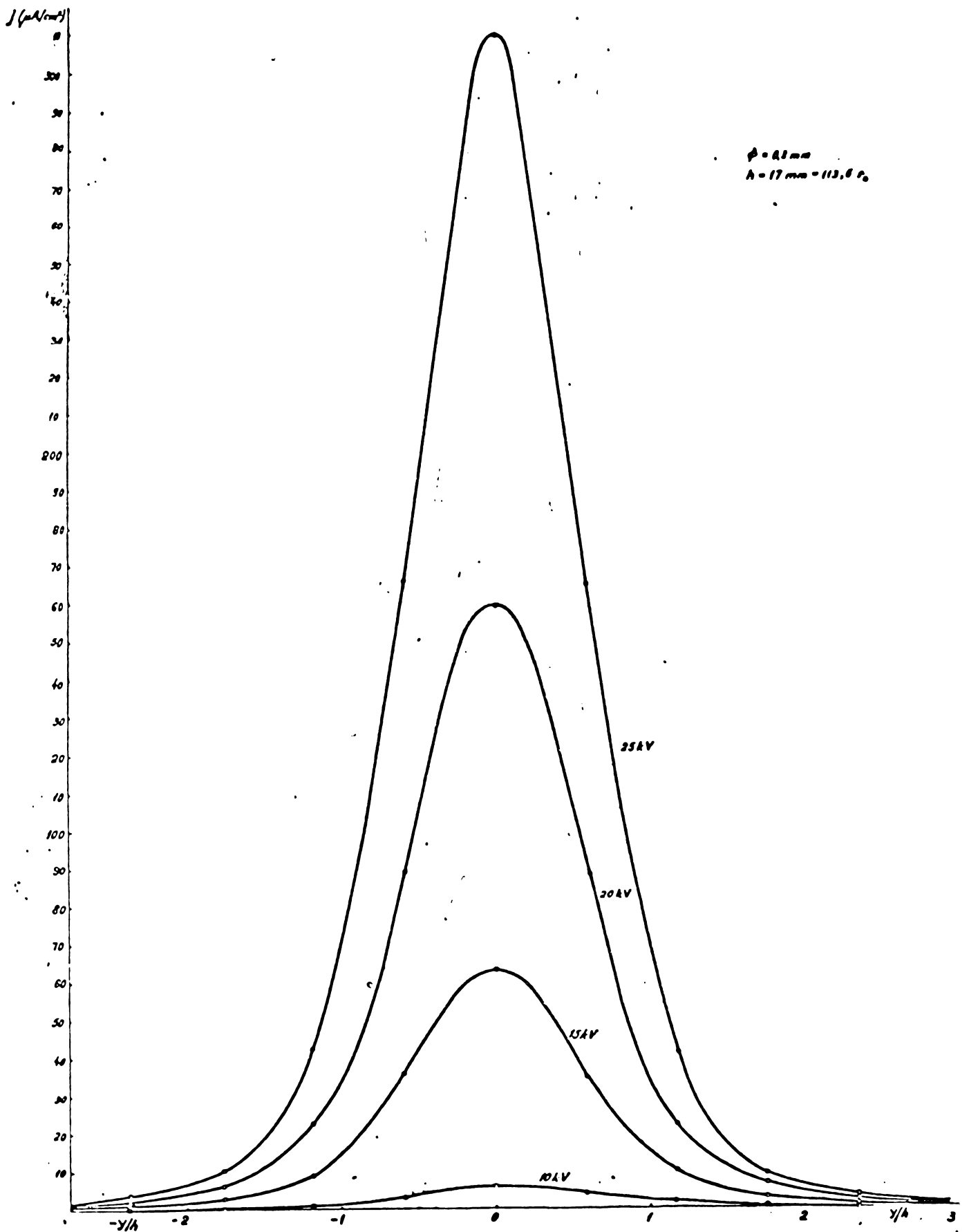


Fig. 2.3.c



foșt de circa 4 mm, mărime greu de stăpînit, datorită vibrațiilor și împingerii reciproce a firelor prin forța vîntului electric. În aceste condiții este greu de a aprecia pe această lățime ce parte de curenț revine zonelor I + IV și care zonelor II + III, indicate pe figura menționată.

### 2.3. Funcția de distribuție a curențului

Pentru o comparare a ansamblului rezultatelor experimentului, toate acestea au fost exprimate ca densități relative  $j^r$ : valoarea locală a densității, raportată la valoarea maximă a densității (din centrul plăcii). Sub această formă prelucrată toate curbele au fost aduse pe un același grafic (figura 2.4). Confirmînd ideea de similitudine în descărcarea corona, s-a obținut o remarcabilă grupare și chiar suprapunere a majorității punctelor, adică a apărut constatarea că sub această formă distribuția curențului corona în electrodul plan este invariabilă în raport cu tensiunea, intervalul sau diametrul conductorului coronat.

Pe baza acestei grupări a rezultatelor experimentului s-a extras curba  $j^r(y/h)$  din această figură. Ca rezultat al mai multor încercări de aproximare, cea mai satisfăcătoare dintre expresii este:

$$j^r = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{y}{h}\right)^2\right]^{2,2}} \quad (2.2)$$

pe care o voi numi în continuare funcția de distribuție a curențului în placă. Deci, invarianța funcției de distribuție a fost demonstrată experimental.

Invarianța în raport cu diametrul conductorului corona s-a testat pentru plaja  $h/r_0 = 100-400$ , în care se încadrează majoritatea aplicațiilor electrotehnice ale descărcării corona. Invarianța aceleiași funcții a fost testată și în raport de temperatura conductorului (vezi figura 2.6). Temperatura conductorului influențează caracteristica tensiune-curenț, dar prea puțin distribuția, care este determinată în principal prin câmp.

Experimentul lui Niioka [119], ulterior celui

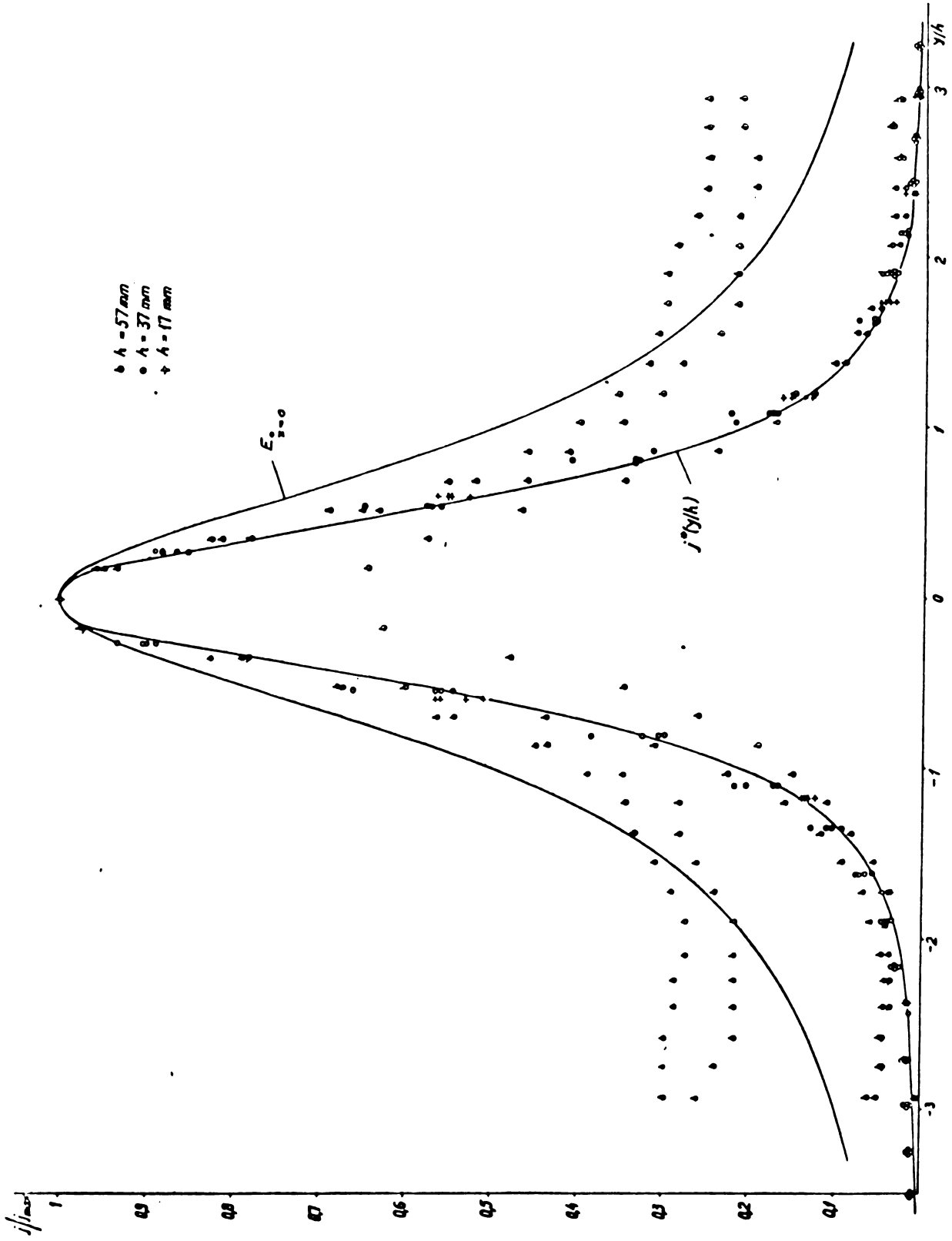


FIG. 2.4

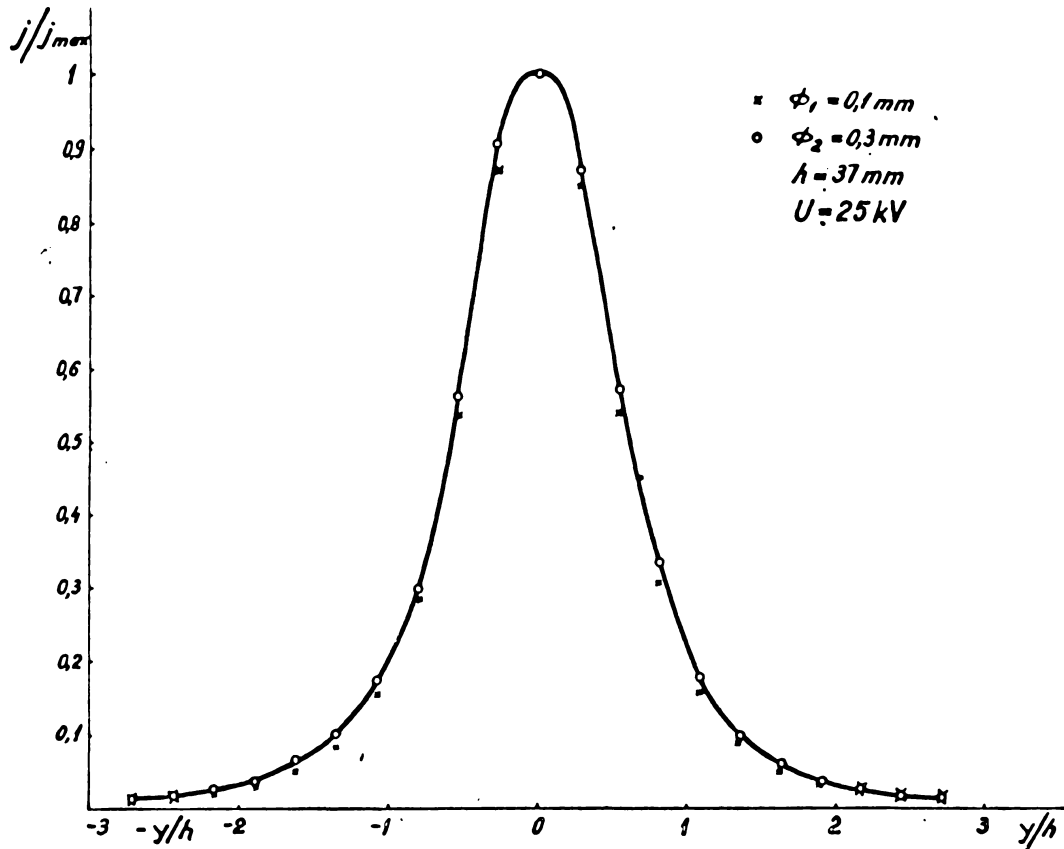


Fig. 2.5

expus aici, confirmă - dar pentru configurația vîrf-plan - rezultatele prezentate aici, prin alura distribuției, deși nu se furnizează în acest caz o expresie de aproximare. Si în acest experiment apare dispersia rezultatelor specifică măsurătorilor asupra descărcării corona. Pe de altă parte însă, împreună, aceste experimente infirmă modelele analitice care s-au încercat cu privire la funcția de distribuție a curentului corona. Astfel, s-a citat funcția de distribuție (1.13) obținută de Usînin. Pentru comparație cu această funcție, rezultatele noastre au fost de asemenea transpuse în forma  $j - \frac{h}{i}$  și reprezentate în figura 2.7 alături de distribuția (1.13). Experimentul nu o confirmă, nici ca invarianță în raport cu tensiunea și intervalul, nici ca valoare a exponentului termenului din membrul drept. Al doilea model analitic infirmat de rezultatele expuse este modelul citat de W.Deutsch. Funcția de distribuție (1.12), care se deduce din dezvoltările sale este și mai diferită.

./.

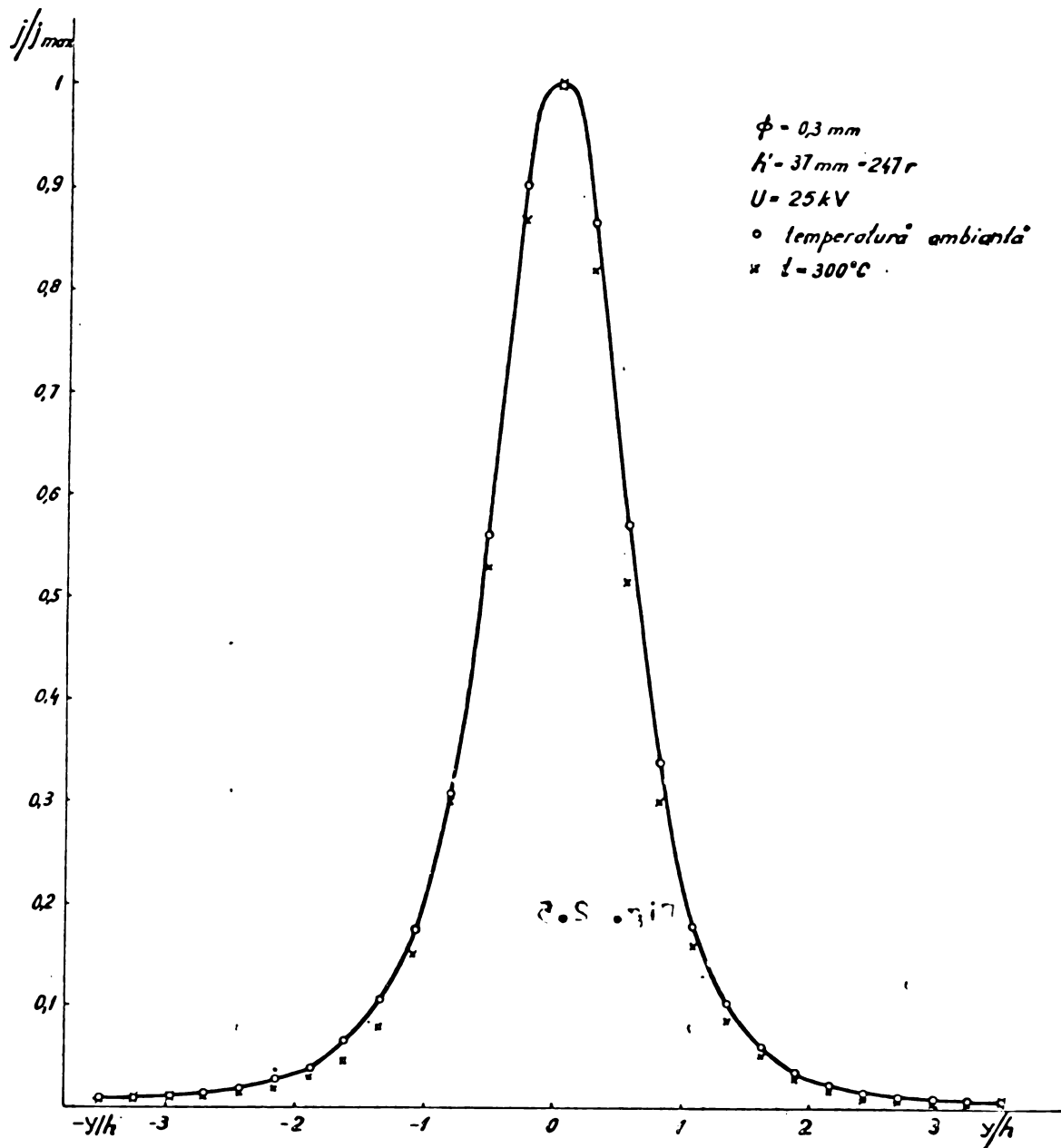


Fig. 2.6

#### 2.4. Lățimea benzii de acces

În figura 2.8 curentul corona absorbit s-a reprezentat în funcție de lățimea benzii de acces corespunzătoare din electrozul plan, pentru un singur conductor coronat. (Asemenea relație este utilă nu numai în dimensionarea electrofilurilor, ci și a altor dispozitive care se folosesc de descarcarea corona: ionizatoare pentru xerocopiere, acoperirile electrostatice, electromixarea, electrosepararea etc.) Se observă pe această cale că 90% din curentul corona intră în placă într-o fâșie lată de 2,5 h, adică zona de ionizare eficientă nu depășește  $\pm 1,25$  h.

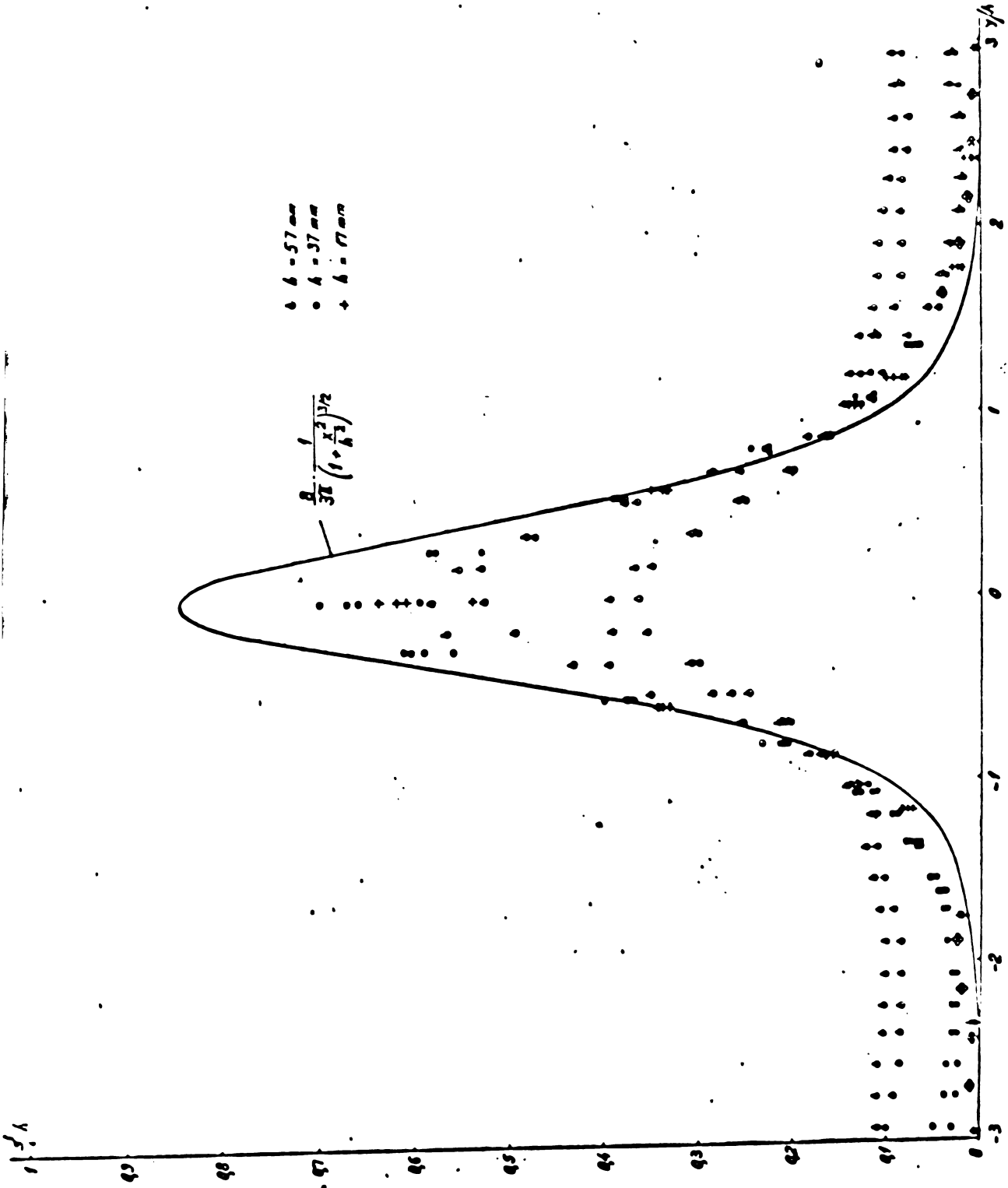


FIG. 2.7

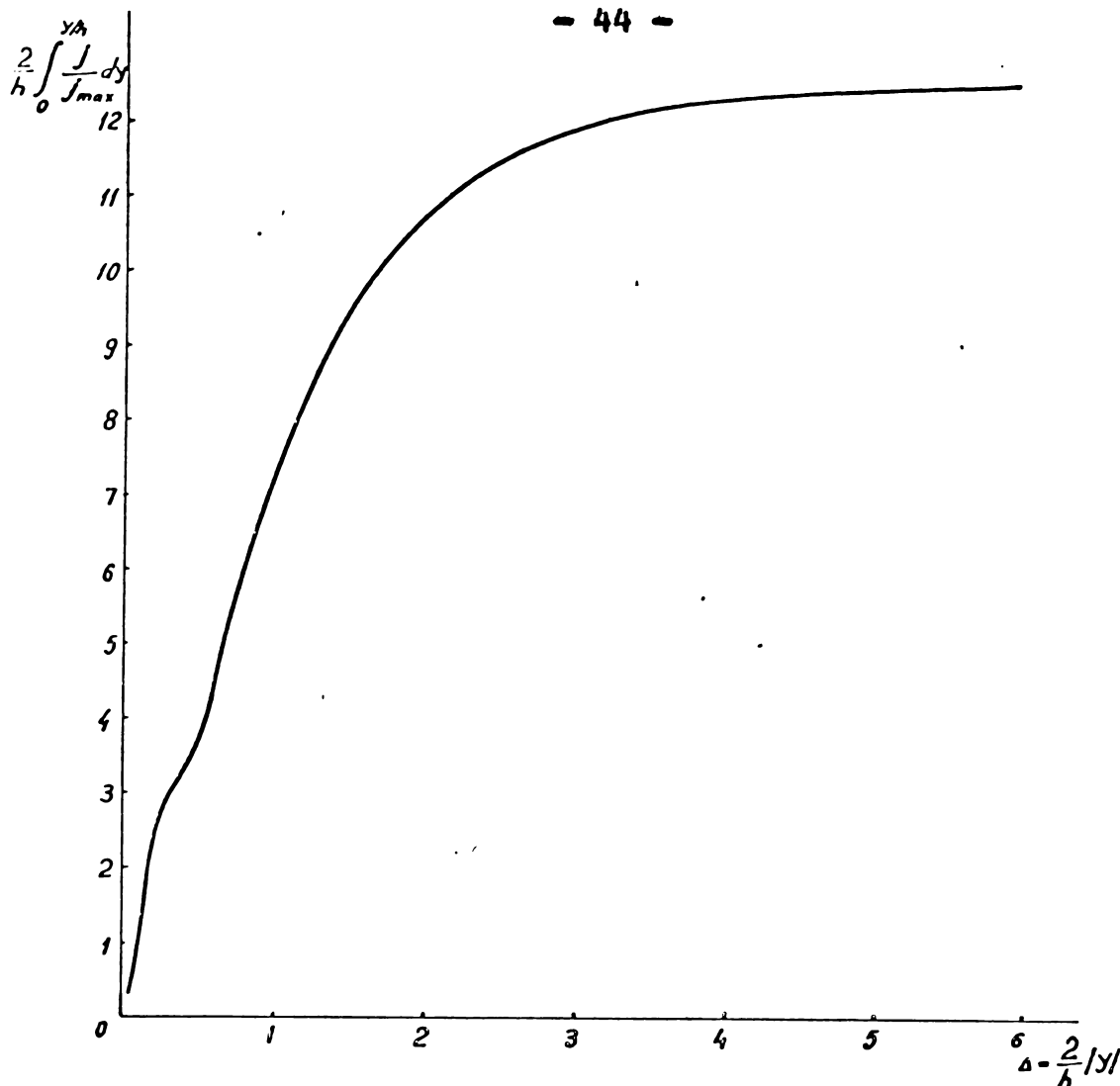


Fig. 2.8

Dispozitivele corona se folosesc însă de obicei de mai multe conductoare paralele a căror poziționare reciprocă optimă trebuie determinată. În acest scop s-a măsurat distribuția în placă a curentului produs de două conductoare paralele, cu variația distanței  $d$  dintre ele, în limitele  $d/h = 0,125-2,7$ . Rezultatele măsurărilor sînt expuse în figura 2.9, iar într-o formă prelucrată, în figura 2.10. În această ultimă diagramă se vede cum curentul corona total (curba superioară) este maxim începînd cu  $d > 2,5 h$  și rămîne în continuare insensibil la creșterea distanței  $d$ . Scăderea curentului total devine substanțială pentru  $d < 2h$ . Se vede limpede cum apropierea micșorează puternic doar curenții corona emiși de suprafețe față în față ale conductoarelor (zonele II + III). Pentru cea mai mare parte din domeniul cercetat curenții emiși de semicilindrii exteriori (I + IV), nu sînt afectați de situația dintre conductoarele coronate. Pentru aproximativ  $d/h < 0,3$  scade și

$\phi_1 = \phi_2 = 0,3 \text{ mm}$   
 $h = 37 \text{ mm} = 217r$   
 $U = 25 \text{ kV}$

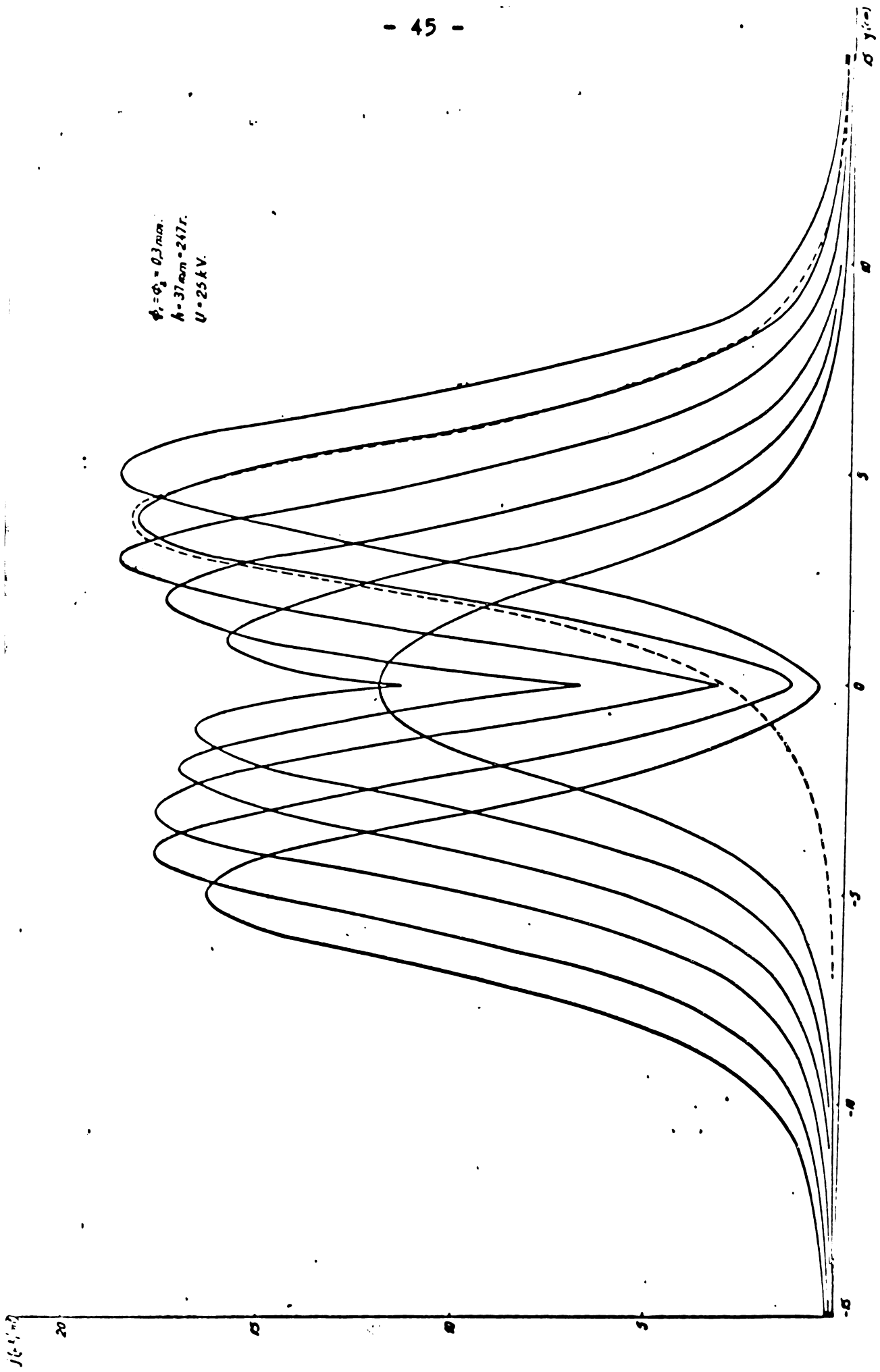


Fig. 2.9

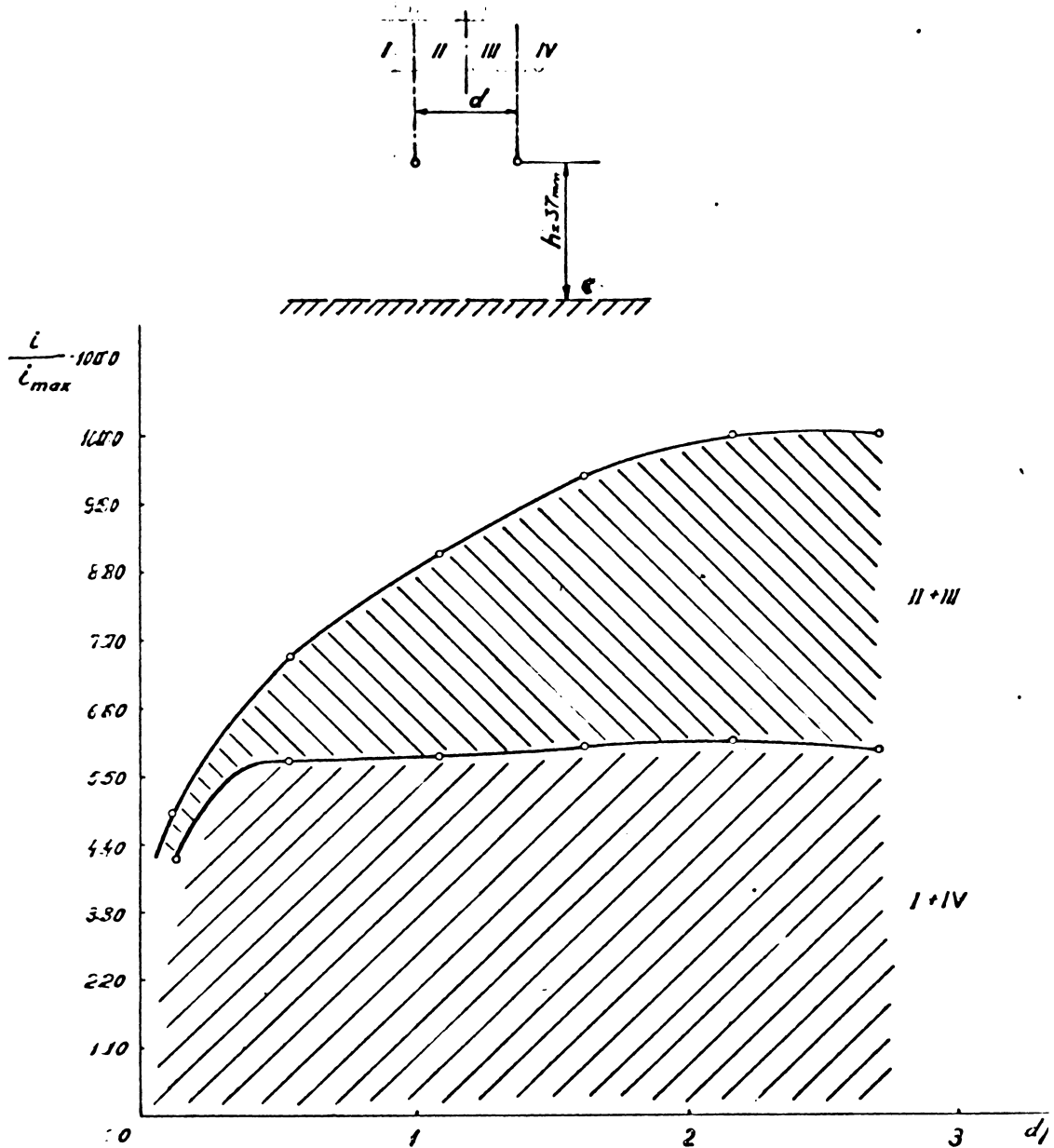


Fig. 2.10

această participare la curentul total; apare efectul de "conductor jumelat".

### 2.5. Repartiția învelișului corona

Dacă o particulă încărcată ce se deplasează în câmp are masa diferită de zero, se abate prin traiectoria sa de la traseul liniei de forță a câmpului electric. Dar, pentru un ion de oxigen, tipic pentru descărcarea corona în aer, cu masa  $m_{O_2} = 53,24 \cdot 10^{-24}$  g și sarcina monoelectronică  $e = 1,601 \cdot 10^{-19}$  C și pentru valori medii uzuale ale câmpului  $E = 15$  kV/cm, ca și pentru mobilitate de  $k = 1,87$  cm<sup>2</sup>/Vs, se observă că raportul dintre forța centripetă

./.



$$F_m = \frac{mv^2}{r} = \frac{m^2 k^2 E^2}{r}$$

și forța electrică

$$F_e = qE$$

este de ordinul a  $10^{-8}$ . În aer, mișcarea ionilor fiind controlată prin ciocniri, accelerația tangențială la traiectorie a fost considerată nulă. S-a făcut referirea la forța centripetă pe considerentul că liniile de forță ale câmpului electrostatic al configurației conductor-plan sînt arce de cerc (vezi figura 2.11). Pe baza calculului elementar de mai sus, se constată prin

urmare că abaterea traiectoriei unui ion față de linia de forță a câmpului în care se deplasează este cu totul neînsemnată.

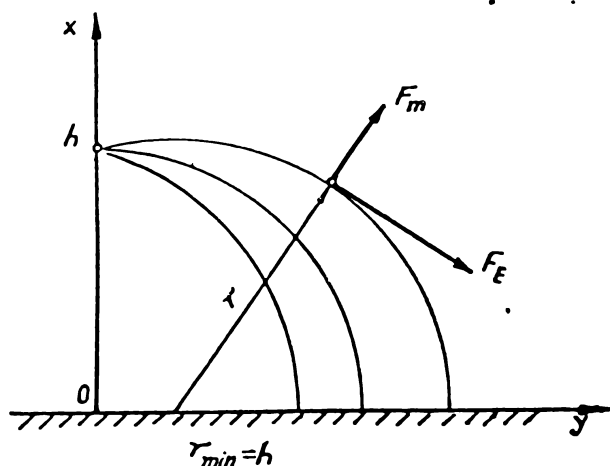


Fig. 2.11

Expresia (1.7) a intensității câmpului electrostatic în configurația conductor-plan, în lipsa descărcării, deci în lipsa oricărei sarcini spațiale, prin particularizare la nivelul plăcii, generează o distribuție a intensității câmpului de forma:

$$E_{x=0} = C \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{y}{h}\right)^2} \quad (2.3)$$

în care C este un factor de proporționalitate.

Dacă ar fi să dăm crezare unor autori [9,112], învelișul corona este simetric în jurul conductorului și deci purtătorii de sarcină părăsesc conductorul, fiind distribuiți în mod egal în toate tuburile de flux. Atunci distribuția densității de curent ar trebui să fie de forma (2.3) sau ceva apropiat. Dat fiind că funcția de distribuție măsurată (2.2) este mult diferită - pentru verificare distribuția (2.3) a fost și ea reprodusă în figura 2.1 - rezultă că ipoteza conform căreia învelișul corona este simetric în jurul conductorului este invalidată de practică.

Pe perimetrul conductorului zona de ionizare se limitează la o porțiune determinată din suprafața conductorului, orientată către placă, ceea ce nu era observabil cu ochiul liber.

Repartiția învelișului corona pe perimetrul conductoarelor este cu atât mai specială în cazul configurației două conductoare-plan. La apropierea celor două conductoare, câmpul între acestea este diminuat pînă la dispariția zonei de ionizare pe porțiunile de perimetru aflate față în față. Lucrul este confirmat de evoluția măsurată a contribuțiilor în curentul corona pe care le aduc principalele zone ale perimetrelor (vezi figura 2.10).

Cunoscut este că intensitatea câmpului electric într-o zonă este proporțională cu densitatea liniilor de flux din zona respectivă. Prin urmare, în forma (2.2) a funcției de distribuție trebuie să vedem și o indicație asupra formei distribuției intensității câmpului electric la nivelul plăcii, în prezența curentului corona. (Am ținut seama în acest raționament de constatarea deja afirmată că particulele ionilor gazoși nu se abat substanțial de la traiectoriile liniilor de flux pe care circulă. Se pot face calcule - relativ simple, de altfel - care vor demonstra că nici respingerea coulombiană dintre purtători, nici atracția de tip imagine, nici autocompresiunea curentului ionic prin câmpul magnetic propriu nu au valori care să justifice vreo asemenea abateri.) Ascutirea profilului (2.2) specific descărcării corona, comparat cu distribuția (2.3) se explică prin acțiunea sarcinii spațiale. Câmpul propriu al sarcinii spațiale a curentului (emis de o porțiune limitată din suprafața conductorului orientată spre placă) se compune cu câmpul exterior, pur electrostatic. După cum se va arăta cu și mai multă evidență în capitolele următoare, această compunere este astfel încît duce la creșterea intensității câmpului spre centrul plăcii, acolo unde această sarcină spațială este mai densă. În această zonă de câmp intensificat, viteza ionilor este mai mare, deci și densitatea locală a curentului este sporită.

./.

### CAPITOLUL 3

#### EFECTELE SARCINII SPATIALE IN FILTRUL CILINDRIC

Exprimarea analitică a proceselor în electrofiltrul cilindric pune probleme serioase, cu toată forma unidimensională a ecuației Poisson. Dificultatea primă constă în lipsa unei expresii corespunzătoare a distribuției concentrației de sarcină spațială. Cum aceasta rezultă îndeosebi grație unui proces de încărcare specific, determinarea câmpului trece prin îmbunătățirea modelului analitic al procesului de încărcare al particulelor.

Pentru aceasta, s-a procedat la două rezolvări succesive ale ecuației menționate. Prima rezolvare s-a făcut considerînd sarcina spațială uniform distribuită. Pe baza distribuției de câmp astfel obținute, s-au dedus două relații noi pentru descrierea procesului de încărcare prin bombardament de ioni. Aceste deducții furnizează valoarea sarcinii limită pe particulă în funcție de poziția sa în electrofiltru. Cu ajutorul lor s-a obținut o primă expresie pentru distribuția neconstantă a sarcinii spațiale în electrofiltrul cilindric. Introducînd distribuția neconstantă a sarcinii spațiale în ecuația Poisson s-a obținut un model perfecționat. Rezolvarea acestei forme

îmbunătățite a ecuației, a generat expresii mai complete pentru distribuțiile de potențial și câmp.

Se observă imediat amprenta iterativă a procesului de ameliorare a soluțiilor problemei, inspirată din tehnicile numerice. Cu procedee analitice însă, nu s-au putut parcurge decât primii doi pași ai procesului iterativ, în continuare întâlnindu-se dificultăți insurmontabile în limitele mijloacelor analitice.

### 3.1. Distribuția câmpului pentru concentrația uniformă a sarcinii

Ecuația Poisson corespunzătoare filtrului cilindric are forma (1.1.a). Soluția ecuației sale omogene ne indică forma soluției generale ca fiind:

$$u = C_1(r) \ln r + C_2(r) \quad (3.1)$$

Prin variația constantelor obținem sistemul:

$$\begin{cases} C_1'(r) \ln r + C_2'(r) = 0 \\ C_1'(r) \frac{1}{r} = - \frac{\rho(r)}{\epsilon_0} \end{cases} \quad (3.2)$$

sau

$$\begin{cases} C_1'(r) = - \frac{\rho(r)}{\epsilon_0} r \\ C_2'(r) = \frac{\rho(r)}{\epsilon_0} r \ln r \end{cases} \quad (3.2.a)$$

Pentru distribuția uniformă a densității de sarcină

$$\rho(r) = \rho = \text{const.}$$

Coefficienții variabili sînt de forma:

$$\begin{aligned} C_1(r) &= - \frac{\rho}{2\epsilon_0} r^2 + g_1 \\ C_2(r) &= \frac{\rho}{2\epsilon_0} r^2 \left( \ln - \frac{1}{2} \right) + g_2 \end{aligned} \quad (3.3)$$

Constantele  $g_1$  și  $g_2$  se precizează folosind

condițiile de frontieră clasice pentru filtrul cilindric:

$$\begin{aligned} r = r_0, & \quad u = U \\ r = R, & \quad u = 0 \end{aligned} \quad (3.4)$$

In acest mod, obținem distribuția potențialului

$$u = u_0 + u_d = U \frac{\ln \frac{R}{r}}{\ln \frac{R}{r_0}} + \frac{\rho}{4\epsilon_0} \left[ (R^2 - r^2) - (R^2 - r_0^2) \frac{\ln \frac{R}{r}}{\ln \frac{R}{r_0}} \right] \quad (3.5)$$

și distribuția câmpului:

$$E = E_0 + E_d = \frac{U}{r \ln \frac{R}{r_0}} - \frac{\rho}{2\epsilon_0 r} \left( \frac{R^2 - r_0^2}{2 \ln \frac{R}{r_0}} - r^2 \right) \quad (3.6)$$

Dacă potențialul propriu al unei sarcini spațiale care are același semn cu tensiunea impusă, el este:

$$u_d = \frac{\rho}{4\epsilon_0} \left[ (R^2 - r^2) - (R^2 - r_0^2) \frac{\ln \frac{R}{r}}{\ln \frac{R}{r_0}} \right]$$

Câmpul propriu al sarcinii aflate între cei doi electrozi concentrici, scris cu folosirea notațiilor din anexa IV, este:

$$E_d = - \frac{\rho}{\epsilon_0} G_2$$

El apare ca negativ spre centrul filtrului și pozitiv înspre exterior, în conformitate cu evoluția funcției  $G_2(r)$  (vezi figura 3.1). Se confirmă observația experimentală după care prezența sarcinii spațiale generată de descărcarea corona într-un dispersoid are un dublu efect: slăbește câmpul în preajma electrodului de emisie și îl amplifică pe cea mai mare parte a zonei de transport, cu deosebire înspre electrodul

./.

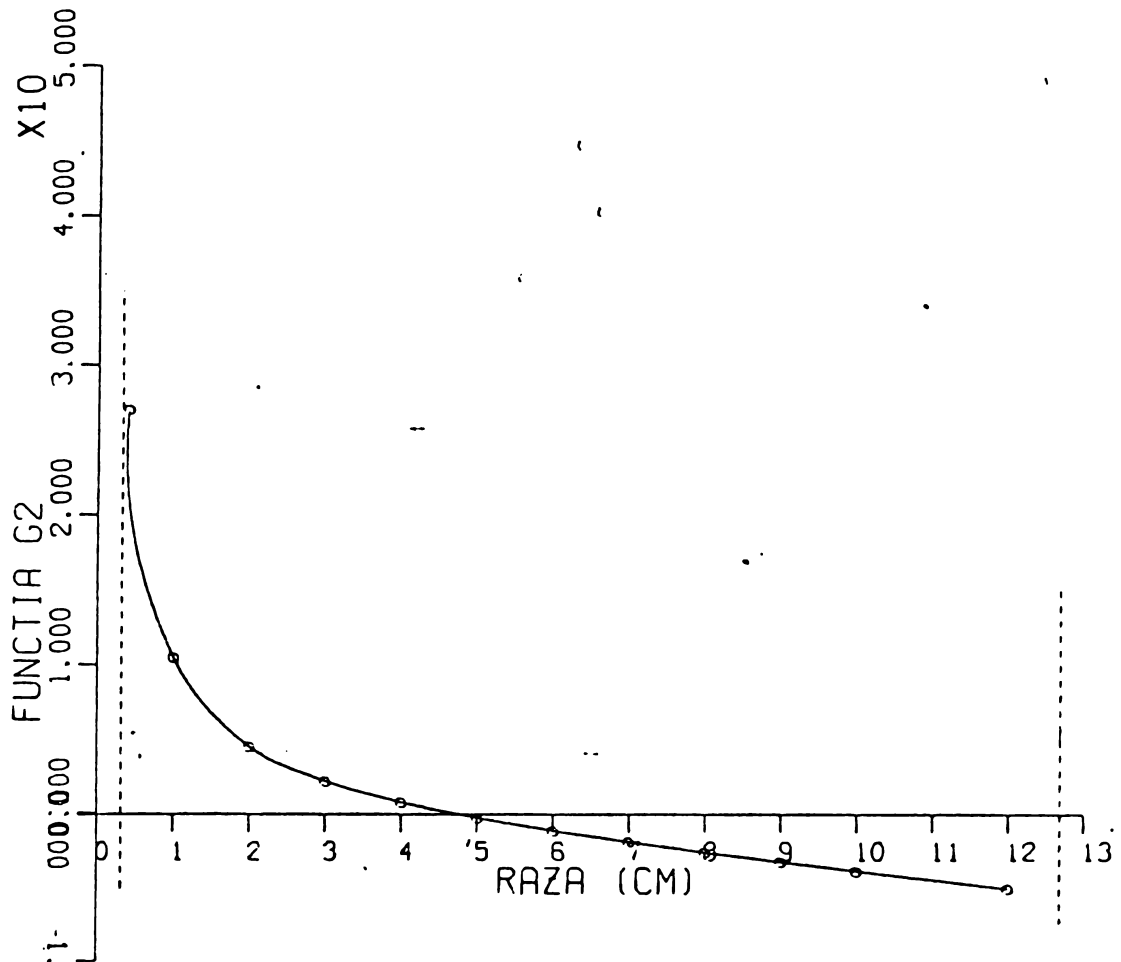


Fig. 3.1

exterior. Separația dintre aceste două zone, caracterizate prin acțiunea diferențială a câmpului dispersoidului încărcat (punctul de trecere prin zero al distribuției câmpului) are expresia:

$$r = r_0 \sqrt{\frac{\left(\frac{R}{r_0}\right)^2 - \frac{4\epsilon_0 U}{\rho} - 1}{2 \ln \frac{R}{r_0}}}$$

Cu creșterea concentrației de sarcină, acest punct se deplasează de la raze mici către un punct limită din interval. Pentru valori curente ale mărimilor implicate în expresie, acest punct se găsește la circa o treime din deschiderea filtrului, considerat de la electrodul corona.

Pentru valori mari ale concentrației de sarcină contribuția câmpului dispersoidului poate deveni preponderentă în formarea câmpului rezultat (ceea ce se poate vedea în expresia 3.6).

./.

Cîmpul dispersoidului este negativ în vecinătatea electrodului de emisie și acest fapt stă la baza explicării a două fenomene tipice pentru electrofiltre. Primul, și anume stingerea descărcării corona, se produce atunci cînd diminuarea cîmpului lîngă electrodul corona, prin acțiunea cîmpului dispersoidului duce la scăderea intensității (pantei) rezultante sub valoarea critică. Al doilea fenomen tipic, îl constituie apariția de gradienti de potențial eminamente negativi în vecinătatea electrodului de emisie la dispariția (de obicei, pentru timp scurt) a tensiunii aplicate acestuia. Această răsturnare locală și temporară a cîmpului este cauza principală a depunerii de particule pe electrodul corona. Fiind comune ambelor tipuri de electrofiltre și pentru a nu întrerupe cursivitatea dezvoltărilor analitice, aceste două efecte sînt analizate mai pe larg în capitolul 4, corespunzător filtrului plan.

### 3.2. Incărcarea prin bombardament ionic în prezența dispersoidului încărcat

Pauthenier și Moreau-Hardt au dedus relația clasică (1.14) pentru descrierea procesului de încărcare prin bombardament ionic:

$$\frac{q}{q_0} = \frac{ne}{n_s e} = \frac{t}{t + \bar{t}}$$

Ea a fost obținută afirmînd cîmpul uniform în jurul particulei neîncărcate. Această ipoteză o considerăm acceptabilă local și în cazul cîmpurilor neuniforme: ele pot fi tratate ca uniforme pe distanțe în jurul particulelor, comparabile cu dimensiunea lor, adică pe spațiile de interacțiune efectivă dintre cîmpul impus din exterior și cîmpul propriu al sarcinii momentan acumulată pe particulă. De asemenea, printr-un calcul elementar se poate verifica și faptul că, chiar pentru concentrații ridicate de particule fine, întîlnite în practică, distanțele medii între două particule vecine rămîn sensibil mai mari decît dimensiunile acestora. Pe această bază, se poate accepta relația de mai sus - pentru aplicare locală - și în cazul cîmpurilor neuniforme.

Aplicarea și la asemenea distribuții de cîmp este corectă în măsura în care mărimea  $E$  reproduce evoluția reală în timp și spațiu a intensității cîmpului. În acest scop,

ar trebui introduse și următoarele aspecte ale fenomenului:

- câmpul fiind neuniform, procesul de încărcare se desfășoară diferit de la un punct la altul al intervalului, atât ca viteză de încărcare, cât și ca sarcină limită;

- valoarea locală a câmpului este determinată atât de câmpul extern, cât și de câmpul propriu al sarcinii;

- câmpul într-un punct este variabil în timp, pe măsura încărcării norului de particule.

Folosind pentru câmp expresia (3.6) și considerând în primă instanță sarcina spațială ca fiind compusă doar din ioni atașați, adică:

$$\rho = Nq = nNe$$

expresia câmpului devine:

$$E = \frac{U}{r \ln \frac{R}{r_0}} - \frac{nNe}{\epsilon_0} G_2$$

Atunci ecuația procesului de încărcare se transformă ca:

$$\frac{ne}{4\pi\epsilon_0 p a^2 \left( E_0 - \frac{nNe}{\epsilon_0} G_2 \right)} = \frac{t}{t + \tau} \quad (3.7)$$

Notăm cu:

$$S^* = pS = 4\pi p a^2 N \quad (3.8)$$

suprafața specifică volumică echivalentă a dispersoidului. Corecția suprafeței specifice volumice ține seama de conductivitatea materialului particulei, prin cunoscuta mărime:

$$p = 1 + 2 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}$$

Suprafața specifică volumică echivalentă a unui anumit dispersoid este suprafața specifică volumică a unui dispersoid ideal, cu  $\epsilon_r = 1$ , ale cărui particule încărcate în

./.



condiții identice, ar crea o aceeași sarcină spațială cu cea a dispersoidului real. Ea va fi numită în continuare prescurtat suprafața specifică echivalentă sau suprafața echivalentă.

În acest fel, numărul limită de sarcini elementare ce poate fi acumulat de o particulă singulară ce se încarcă în câmpul fără altă sarcină spațială este:

$$n_{s_0} = \frac{\epsilon_0 S^* E_0}{Ne} \quad (3.9)$$

iar ecuația încărcării ia forma:

$$\frac{n}{n_{s_0}} = \frac{t}{(1 + S^* G_2) t + \tau} \quad (3.7.a)$$

Numărul limită de sarcini ce pot fi acumulate pe particulă ține și el seama de caracteristicile dispersoidului și este variabil cu poziția particulei în filtru. El se obține trecînd timpul la limită în relația de mai sus:

$$n_s = \frac{\epsilon_0 S^* U}{Ne (1 + S^* G_2) r \ln \frac{R}{r_0}} = \frac{n_{s_0}}{1 + S^* G_2} \quad (3.10)$$

Deci încărcarea unei particule prin bombardament ionic, ținîndu-se seama și de câmpul propriu al dispersoidului cu sarcină uniform distribuită, se calculează aplicîndu-se un factor de corecție față de valoarea calculată în lipsa sarcinii spațiale:

$$q_s = \Theta q_{s_0} \quad (3.11)$$

în care:

$$\Theta = \frac{1}{1 + S^* G_2} \quad (3.12)$$

La comparația dintre încărcarea unei particule în prezența dispersoidului electrizat și încărcarea unei particule în filtrul fără praf, comparație efectuată prin intermediul relațiilor (1.14), (3.7.a) și (3.10), distingem două zone. O primă zonă este adiacentă electrodului colector, și ea este de

. . . /.

fapt zona în care câmpul dispersoidului diminuează câmpul impus. Aici procesul de încărcare este mai lent, iar sarcinile limită posibil de atins, mai mici. În restul intervalului, procesul este mai rapid și realizează sarcini superioare. (Încărcarea se desfășoară în maniera ecuației (1.14) numai la separația dintre aceste zone.)

Confirmarea experimentală a formulei (3.10) a avut loc înainte chiar de deducerea ei. Anume, într-un experiment efectuat cu multă acuratețe de către Hignett [74], folosind un filtru cilindric de laborator, s-au obținut sarcini limită pe particulă care depășeau de 4-5 ori valorile produse de formula lui Pauthenier (1.16). Valori egale cu cele determinate experimental au fost însă produse de formula (3.10).

Filtrul de laborator și experimentul s-au caracterizat prin următoarele date:

- raza exterioară:  $R = 5 \text{ inch} = 0,1269 \text{ m}$ ;
- raza electrodului corona (fără vîrfuri)  
 $r_0 = 1/8 \text{ inch} = 3,17 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ ;
- poziția sondei captatoare de particule  
 $r = 4 \text{ inch} \approx 0,1 \text{ m}$ ;
- tensiunea între electrozi:  $U = 40 \text{ kV}$ ;
- particule de cenușă zburătoare cu
  - diametrul de  $6,5 \mu\text{m}$  ( $a = 3,75 \mu\text{m}$ )
  - conținutul redus de carbon;
- concentrație masică a dispersoidului (calculată pe baza altor indicații ale autorului)

$$C = 8,88 \text{ g/m}^3$$

Deoarece autorul nu indică permitivitatea dielectrică a materialului particulei, pe baza compoziției determinate de ICPET pentru cenușele zburătoare cu conținut redus de carbon (predominanță de silicați de Al, Fe, Cu) și prin asimilare cu materiale asemănătoare cunoscute, am adoptat

$$\epsilon_r = 5, \text{ adică?}$$

$$p = \frac{3\epsilon}{\epsilon + 2} \approx 2,1$$

În aceste condiții, sarcina particulei singulare este:

. . . / .

$$q_{s_0} = 0,357 \cdot 10^{-5} \text{ C}$$

Pentru geometria specificată mai sus:

$$G_2 = -0,04$$

De asemenea, după datele ICPET (cenusă cu 24% carbon), densitatea particulei fiind:

$$\rho = 3,3 \text{ g/cm}^3$$

rezultă o concentrație de  $N = 1,776 \cdot 10^{10}$  particule/m<sup>3</sup>, suprafață specifică volumică

$$S = 9,42 \text{ m}^2/\text{m}^3$$

și o suprafață specifică echivalentă

$$S^* = 19,73 \text{ m}^2/\text{m}^3$$

Atunci factorul de corecție fiind:

$$\Theta = 4,8$$

rezultă o sarcină limită de :

$$q_s = 1,776 \cdot 10^{-15} \text{ C}$$

foarte apropiată de valoarea

$$q_s = 1,8 \cdot 10^{-15} \text{ C}$$

indicată de Hignett.

Această coincidență cu experimentul, confirmă nu numai valabilitatea formulei (3.10), ci, indirect, și două dintre ipotezele adoptate:

- uniformitatea distribuției de sarcină spațială pe secțiunea electrofiltrului (vezi figura 3.2);

- predominanță netă a bombardamentului ionic în încărcarea particulelor (la această dimensiune, cel puțin).

Din moment ce uniformizarea sarcinii spațiale prin acțiunea câmpului propriu al dispersoidului este atât de evidentă în cazul filtrului cilindric (specific neuniform ca distribuție a câmpului), este deci suficient de justificată premiza aproximativă a uniformității sarcinii, adoptată în cazul electrofiltrului plan în capitolul următor.

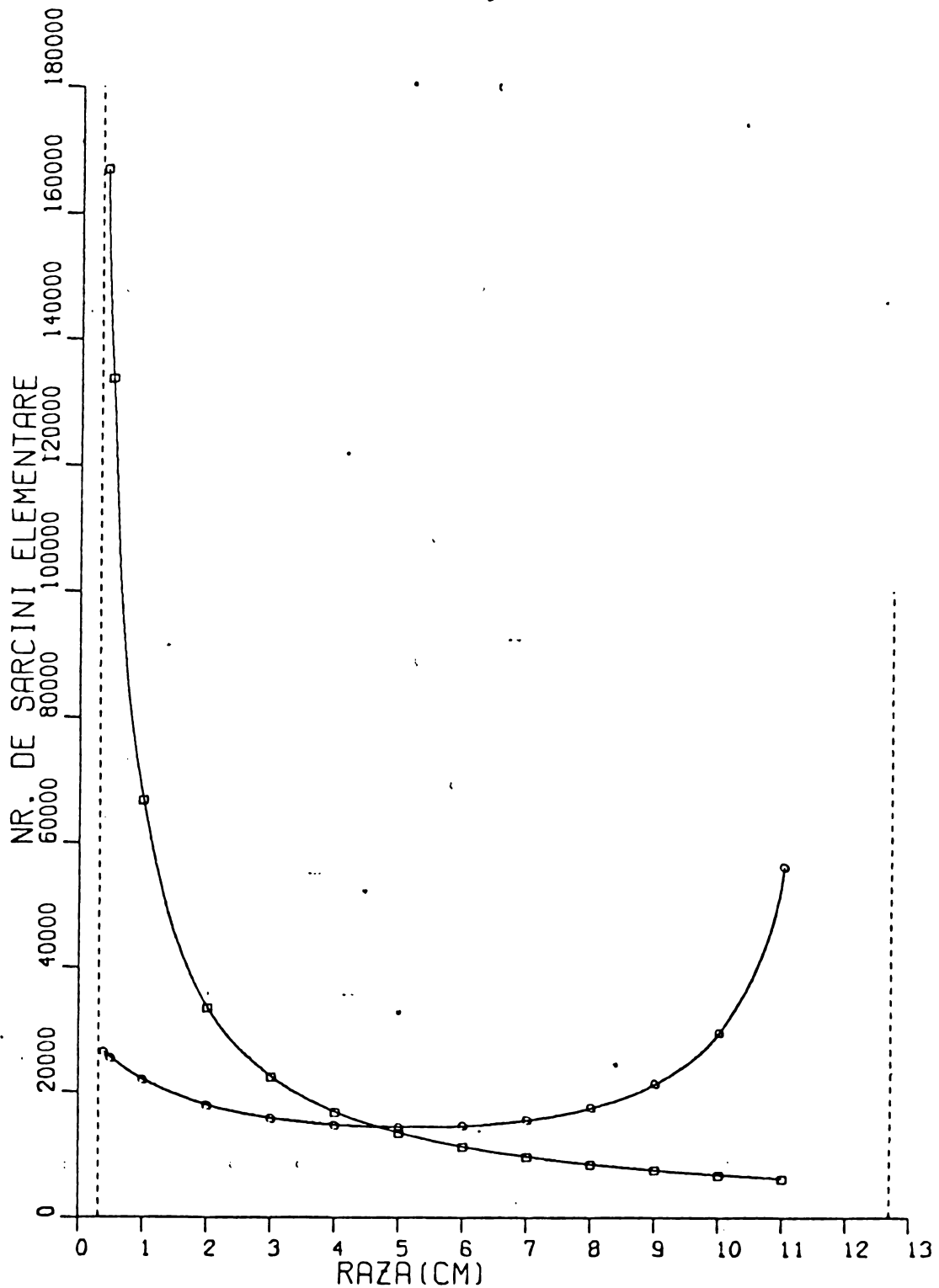


Fig. 3.2

Sarcinii limită pe particulă calculată mai sus (și verificată experimental de Hignett) îi corespunde o sarcină spațială de:

$$\rho = 0,315 \cdot 10^{-5} \text{ c/m}^3$$

Aceasta este o sarcină spațială relativ puternică, generatoare de câmpuri de depunere și încărcare intensă, ceea ce s-a reflectat și în multiplicarea de 4-5 ori a sarcinii.  
:/.

ni particulelor față de sarcina limită care s-ar fi obținut în lipsa dispersoidului încărcat. Valoarea de mai sus ne face o idee despre ordinul de mărime al sarcinilor spațiale ce se ating în filtrele bine solicitate, fără însă a reprezenta limita acestei solicitări.

### 3.3. Incărcarea prin bombardament ionic în câmpul efectuat simultan de sarcina ionică și a dispersoidului

Dat fiind că în învelișul corona sarcinile pozitive și negative se găsesc aproximativ în număr egal, putem aprecia că sarcina spațială totală ce corespunde acestei zone din interval nu joacă vreun rol notabil în stabilirea distribuției câmpului. În zona de transport, pe de altă parte, sarcina spațială nu este dată numai de sarcina acumulată pe particule, singura considerată în paragraful anterior. Într-un model analitic mai complet al realității fizice este necesar să considerăm în compunerea sarcinii spațiale și participarea - mai redusă - a ionilor liberi, chiar cu riscul evident al complicării calculelor și al acceptării unor ipoteze simplificatoare.

Mobilitățile celor două tipuri de purtători care compun sarcina spațială diferind între ele cu câteva ordine de mărime, se individualizează foarte net participarea lor în procesele specifice electrofiltrelor. Anume, purtătorii lenți - particulele - furnizează componenta majoră a sarcinii spațiale și totodată reprezintă componenta minoră a curentului prin filtru. În același timp, purtătorii rapizi - ionii - furnizează componenta majoră a curentului și au o contribuție redusă în sarcina spațială din filtru.

Pe această bază, pentru modelul analitic dezvoltat în continuare, s-a adoptat o primă ipoteză simplificatoare. Mai precis, s-a neglijat participarea purtătorilor lenți în curentul corona al filtrului. Aceasta permite însă calculul densității sarcinii ionice după cum urmează:

$$\rho(r) = \rho_i + \rho_d = \frac{1}{2\sqrt{r} k E^{(2)}} + nNe \quad (3.13)$$

Pe de altă parte, introducerea participării

./.

ionice prin relația de mai sus, obligă la precizarea intensității câmpului pe zona de transport,  $E^{(2)}$ . În acest scop, se propune exprimarea unei valori medii a acestei mărimi, determinabilă pe baza intensității medii a câmpului din învelișul corona. Aproximarea propusă, reprodusă în detaliu în anexa IV.2, consistă în liniarizarea, distinctă, pe cele două zone, a distribuției potențialului și furnizează legătura căutată:

$$E^{(2)} = \frac{U - E^{(1)} \cdot r_0}{R - (r_0 + r_0)} \quad (3.14)$$

Determinarea intensității  $E^{(1)}$  fiind de asemenea anevoioasă, modelul care urmează este util cu deosebire pentru studiul situațiilor când

$$E^{(1)} \approx E_0$$

Acesta este chiar cazul important al stingerii descărcării corona prin acțiunea dispersoidului puternic încărcat și acesta este analizat de altfel în § 4.5, atât pentru filtrul plan, cât și pentru cel cilindric.

Cu aceste aproximări și cu notațiile din anexă, distribuția câmpului (3.6) capătă forma mai completă:

$$E = \frac{U}{r \ln \frac{R}{r_0}} - \frac{1}{2\xi_0 r} \left( \frac{R^2 - r_0^2}{2 \ln \frac{R}{r_0}} - r^2 \right) \left( \frac{i}{2\pi r k E^{(2)}} + nNe \right) =$$

$$= E_0 - \left( \frac{\Pi}{r} + \frac{nNe}{\xi_0} \right) G_2 \quad (3.15)$$

Cu această distribuție a câmpului (vezi anexa IV.2), ecuația procesului de încărcare devine:

$$\frac{n}{n_{s_0}} = \frac{\left( 1 - \frac{\Pi}{r} - \frac{G_2}{E_0} \right) t}{(1 + S^* G_2) t + \tau} \quad (3.16)$$

./.

care generează pentru numărul limită de sarcini elementare pe particulă, în prezența sarcinii ionice și a dispersoidului, expresia:

$$n_s = \frac{1 - \frac{H}{r} \frac{G_2}{E_0}}{1 + S^H G_2} n_{s_0} \quad (3.17)$$

Similar deducțiilor din paragraful precedent, în funcție de schimbarea de semn a funcției  $G_2$  pe lungimea intervalului, procesul de încărcare este întărit în partea externă a intervalului ca viteză și număr maxim de sarcini, și slăbit în zona interioară, în aceleași privințe. Considerarea efectului suplimentar al sarcinii ionilor liberi nu a făcut decît să accentueze aceste efecte, dată fiind completarea numărătorului membrului drept al relației (3.7.a) cu un termen corespunzător. (El conține funcția  $G_2$  cu semn invers față de participarea ei de la numitor, în sensul numitei accentuări.)

Pe baza relației (3.17), expresia distribuției sarcinii spațiale în filtrul cilindric, ținînd seama atît de cîmpul exterior, cît și de cîmpul ambelor componente ale sarcinii spațiale a fost dedusă în anexa IV.2 sub forma:

$$\rho(r) = \frac{\epsilon_0}{r} \frac{Hr^2 + Kr - HD}{-r^2 + Br + D} = \frac{\epsilon_0}{r} \mathcal{F} \quad (3.18)$$

#### 3.4. Distribuția cîmpului modificat de sarcina ionică și sarcina dispersoidului încărcat

Noul model matematic prevede pentru membrul drept al ecuației Poisson expresia (3.18), în care densitatea de sarcina este variabilă cu poziția:

$$\Delta u = - \frac{\mathcal{F}}{r} \quad (3.19)$$

Folosim, ca și în prima rezolvare, metoda variației constantelor. Același sistem (3.3) generează coeficienții funcției potențialului (3.1), care, exprimați prin intermediul notațiilor adoptate în anexa IV.1, sînt:

.../.

$$C_1(r) = -I + \mathcal{E}_3$$

$$C_2(r) = \int \ln r \, dr + \mathcal{E}_4 = I \ln r - \int I \frac{dr}{r} + \mathcal{E}_4$$

Expresia potențialului în aceste condiții este:

$$u = - \int \frac{I}{r} + \mathcal{E}_3 \ln r + \mathcal{E}_4 \quad (3.20)$$

Pe baza deducției (IV.18):

$$u = Hr - L(r_1 I_4 - r_2 I_5) + \mathcal{E}_3 \ln r + \mathcal{E}_4 \quad (3.20.a)$$

Folosind binecunoscutele condiții la limită (3.4), se determină:

$$\mathcal{E}_3 = \frac{1}{\ln \frac{R}{r_0}} \left[ L \left( r_1 \int_{r_0}^R \frac{\ln |r-r_1|}{r} \, dr - r_2 \int_{r_0}^R \frac{\ln |r-r_2|}{r} \, dr \right) - U - H(R - r_0) \right]$$

$$\mathcal{E}_4 = L \left[ r_1 I_4(R) - r_2 I_5(R) \right] - HR - \mathcal{E}_3 \ln R$$

Cu aceste precizări, expresia intensității câmpului are forma:

$$E = E_0 - \frac{L}{r \ln \frac{R}{r_0}} \left( r_1 \int_{r_0}^R \frac{\ln r-r_1}{r} \, dr - r_2 \int_{r_0}^R \frac{\ln r-r_2}{r} \, dr \right) + HG_1 + L \left( r_1 \frac{\ln |r-r_1|}{r} - r_2 \frac{\ln |r-r_2|}{r} \right) \quad (3.21)$$

sau, scrisă și mai concis:

$$E = \frac{P - \mathcal{E}_3}{r} - H \quad (3.21.a)$$

Deoarece forma (3.21) este utilizată practic doar fiind integralele sînt calculate numeric, s-a dezvoltat în anexa IV.3 forma (3.22), în care elementele incomode au . . ./.



pot aproximare cu serii:

$$E = E_0 + HG_1 + L \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{1}{r_1^{m-1}} - \frac{1}{r_2^{m-1}} \right) G_m \quad (3.22)$$

Pentru comparație, am ales un caz concret de filtru cilindric vehiculând un dispersoid bine precizat. Fie acesta tot filtrul experimental folosit de Hignett [74]:

$$R = 5 \text{ inch} = 12,69 \text{ cm}$$

$$r_0 = 1/8 \text{ inch} = 3,17 \text{ mm (tija care suportă acele coronate)}$$

$$U = 40 \text{ kV}$$

$$i = 82 \text{ } \mu\text{A/m}$$

$$p = 1,81$$

$$S = 8,3 \text{ m}^2/\text{m}^3 \text{ (praf fin)}$$

După formulele lui Peek,  $E_0 = 33,7 \text{ kV/cm}$ , iar conform [115] pag.240,  $k = 2,6 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{V/sec}$ .

Apreciem grosimea învelișului corona ca aproximativ  $\mu = 0,7 \text{ mm}$ .

Calculând intensitatea câmpului în punctul  $r = 0,1 \text{ m}$ , formula (3.22), pentru  $m = 2$ , produce:

$$E = 5,538 \text{ kV/cm}$$

iar formula lui Pauthenier (1.11):

$$E = 5,8 \text{ kV/cm}$$

Cel puțin în domeniul suprafețelor specifice echivalente mari, cele două formule dau o concordanță acceptabilă.

### 3.5. Suprafața specifică critică

Toate deducțiile de mai înainte a avut, între altele, și utilitatea de a scoate în evidență rolul important jucat de suprafața specifică (volumică), echivalentă a dispersoidului.

Cel mai frecvent, în cercetare-proiectare-exploatare, se folosește concentrația masică ( $\text{g/m}^3$ ) pentru a caracteriza gradul de încărcare cu praf al unui anumit filtru. Aceasta vorbește prea puțin despre felul cum acest praf se va

./.

INSTITUTUL POLITEHNIC  
BUCUREȘTI  
C.A.R.A.

comporta în interacțiunile sarcină-cîmp. O caracterizare mai bună se face cu ajutorul suprafeței specifice volumice. Măsurînd - cu aparatura curentă de determinare a suprafeței pulberilor - suprafața masică  $S_m$  a prafului ( $m^2/g$ ), la o anumită concentrație de injecție a prafului, rezultă suprafața specifică volumică:

$$S = C S_m$$

Dar, cea mai fidelă caracterizare a comportării dispersoidului o dă suprafața specifică (volumică) echivalentă, pe baza cunoașterii constantei dielectrice a materialului nesfărîmat al particulelor:

$$S^* = p C S_m = pS \quad (3.23)$$

Unul dintre principalii factori care împiedică mărirea încărcării unui filtru dat o reprezintă stingerea descărcării corona. După cum am mai spus, aprecierea corectă a gradului de solicitare cu praf a filtrului trebuie făcută prin intermediul suprafeței specifice echivalente, și nu cu ajutorul vreunei alte mărimi (concentrație masică, suprafață specifică volumică etc.). În legătură cu stingerea coronei, considerăm necesară definirea unei suprafețe echivalente de înăbușire: suprafața echivalentă la atingerea căreia gradientul în învelișul corona scade sub valoarea de amorțire (critică) și descărcarea se stinge.

Pentru  $m = 2$ , expresia (3.22) produce forma aproximativă pentru distribuția cîmpului:

$$E = E_0 + HG_1 + \frac{BH+K}{-D} G_2 = \frac{U}{2 \ln \frac{R}{r_0}} + \frac{1(R-r_0-u)}{2\sqrt{\epsilon_0} k(U-E^{(1)})/u} \left( \frac{R-r_0}{r \ln \frac{R}{r}} - 1 \right)$$

$$= \frac{\frac{1(R-r_0-u)}{\sqrt{\epsilon_0} k(U-E^{(1)})/u} S^* + \frac{2}{\ln(R/r_0)}}{\frac{R^2 - r_0^2}{R^2} \ln \frac{R^2}{r_0^2}} \left( \frac{R^2 - r_0^2}{2r \ln \frac{R^2}{r_0^2}} - \frac{r_0}{2} \right) \quad (3.24)$$

Din această relație se poate explicita suprafața specifică echivalentă a dispersoidului ca funcție de geometria filtrului, intensitatea câmpului și punctul de funcționare pe caracteristica electrică. O asemenea legătură capătă sens în punctul  $r = r_0$  când pe conductor:

$$E = E_0$$

Suprafața echivalentă pentru care se atinge acest gradient este suprafața critică și se exprimă ca:

$$S_0^* = \frac{\frac{k(R-r_0/u)}{\sqrt{\epsilon_0 k(U-E_0/u)}} \left( \frac{R^2 - r_0^2}{2r_0 \ln \frac{R^2}{r_0^2}} - \frac{r_0}{2} \right)}{\left[ \frac{k(R-r_0/u)}{2\sqrt{\epsilon_0 k(U-E_0/u)}} \left( \frac{R-r_0}{r_0 \ln \frac{R}{r_0}} - 1 \right) - E_0 \right] \frac{R^2 - r_0^2}{\ln \frac{R^2}{r_0^2}} + \frac{r_0 U}{\ln \frac{R}{r_0}}} \quad (3.25)$$

Cum pentru fiecare tensiune aplicată există o altă valoare care provoacă înăbușirea descărcării, observăm că cea mai mare suprafață echivalentă critică este valoarea ce corespunde unui punct situat pe porțiunea superioară a caracteristicii electrice, deci pentru o tensiune cu ceva mai mică decât tensiunea de străpungere.

Chiar orientativă, valoarea furnizată de relația (3.25) poate fi un îndreptar util în estimarea capacității unui filtru dat de a prelucra un anumit dispersoid, asigurând o anumită alimentare electrică (evident, depășirea suprafeței critice nu înseamnă că filtrul nu poate să funcționeze, ci doar că filtrul va avea o "zonă moartă", care reduce din lungimea utilă a construcției). În scopuri de proiectare sau exploatare, rezultatele calculului cu formula de mai sus, ar putea fi dezvoltate ca nomograme.

./.

## CAPITOLUL 4

### INTERACȚIUNILE CÂMP-SARCINA ÎN FILTRUL PLAN

Trecerea în revistă a principalelor laturi fenomenologice ale filtrării electrice, efectuată în capitolul 1, a evidențiat, credem, suficient de limpede însemnătatea modului de distribuire, precum și cea a valorilor intensității câmpului în spațiul de filtrare. În același timp, s-au văzut, cu ajutorul capitolului 3, limitele căii analitice de elucidare a relației câmp-sarcină, și asta pentru cazul mai simplu al filtrului cilindric. Dacă la cazul unidimensional calea analitică comportă asemenea dificultăți și limitări, devine evidentă imposibilitatea utilizării sale eficiente în situația bidimensională, adică la filtrul plan.

Ținând seama de acestea, cunoscând dezavantajele metodei sondelor (și ca o alternativă la aceasta), am recurs la modelarea digitală pentru determinarea distribuției câmpului în electrofiltrul plan în prezența sarcinii spațiale. Cadrul principal și unele aspecte metodologice privind modelarea digitală, în concepția noastră, sînt cuprinse în anexa II.

În cadrul modelului digital realizat, s-au variat concentrația sarcinii spațiale și tensiunea aplicată electrodului corona, amîndouă pe plaje de valori suficient de largi pentru a obține informații semnificative cu privire la

tendențele în corelația câmp-sarcină spațială.

#### 4.1. Modelul fenomenologic al procesului

Procesul a fost considerat staționar și deci distribuția potențialului electric este guvernată de ecuația Poisson (1.1). S-au neglijat efectele de capăt (la marginile sistemului de electrozi), ipoteză de calcul curent acceptată, dată fiind înălțimea și lungimea lor foarte mare față de lățimea canalului. În acest fel, problema poate fi tratată plan-paralel, cu exprimarea comodă în coordonate carteziene (ecuația 1.1.b).

Densitatea sarcinii spațiale a fost considerată constantă în domeniu. Aproximația este relativ apropiată de realitate, dacă ținem seama de turbulența generalizată ce caracterizează electrofiltrele industriale. De asemenea, potențialul fazei disperse încărcate, adăugându-se potențialului aplicat din exterior, are tendința de a liniariza distribuția rezultantă.

Acest fapt deja s-a observat în capacitorul anterior și se va susține prin rezultatele din prezentul capitol pentru cazul filtrului plan. Faptul menționat se traduce printr-o uniformizare a câmpului și, deci, a încărcăturilor, adică a concentrației sarcinii spațiale (a se vedea și § 5.9).

Fiind rezultatul unei descărcări corona, sarcina spațială a fost considerată în model ca având evident, aceeași polaritate ca a tensiunii aplicate electrodului coronat. (În desene și în tabelele din anexe, potențialele și sarcina spațială apar cu semnul pozitiv, pentru eleganța prezentării. Fenomenele se produc absolut similar și în cazul semnelor negative, așa cum, de regulă, se întâlnește în filtrele industriale.)

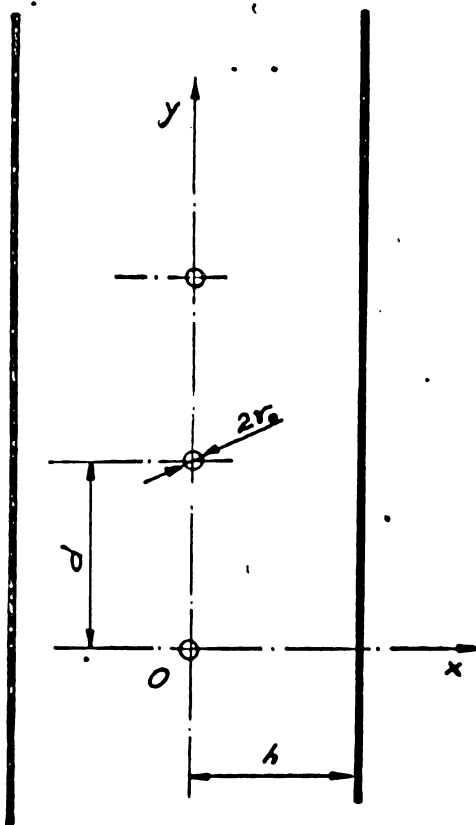


Fig. 4.1

./.

Electrodul colector a fost considerat perfect plan, iar electrodul de emisie, cilindric. Structura astfel schematizată, dimensiunile esențiale și sistemul de coordonate adoptat sînt reproduse în figura 4.1. Din această structură, pe baza simetriilor binecunoscute ale construcției electrofiltrului plan, s-a delimitat domeniul de calcul din figura 4.2. În consecință, pe baza aceluiași simetrii mai

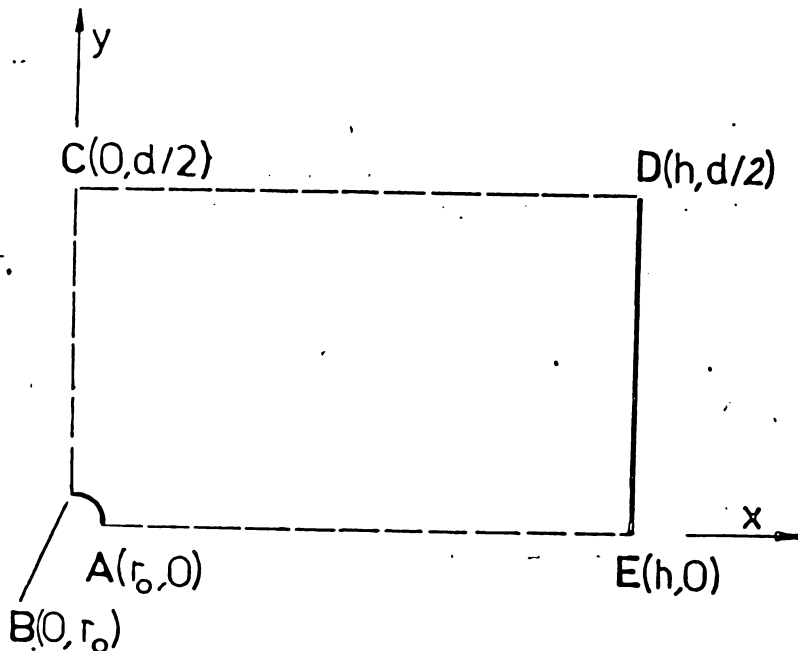


Fig. 4.2

sus amintite, în afara frontierei de tip Dirichlet care simulează prezența electrozilor (porțiunea AB și latura DE), restul frontierelor sînt de tip Neumann omogene (laturile BO, CD și AE).

#### 4.2. Algoritm

Pentru rezolvarea numerică a ecuației Poisson s-a folosit metoda cunoscută sub numele de metoda elementului finit. Mai exact, este vorba de o metodă variațională de tip Ritz-Galerkin. Fiind vorba de o ecuație Poisson, funcționala care se minimizează coincide cu energia electromagnetică din domeniu. Ca funcție de aproximare locală am folosit polinomul, iar ca subdomeniu elementar ("element finit"), triunghiul oarecare. Descrierea algoritmului, programelor și testelor de eroare este, în bună măsură, deja cunoscută [140], ca și schema de prelucrare și schema de sistem specifice acestui gen de rezolvare [141]. Detalierea algoritmului principal - de calcul al potențialelor - se reia în nota din anexa III.

Folosind metoda elementului finit s-au evitat dezavantajele diferențelor finite expuse cu ocazia menționării modelului propus de Leutert & Böhlen (§ 1.3.1.d). Simultan, s-au obținut facilități suplimentare. De pildă,

•/•.

densitatea de sarcină spațială și tensiunea aplicată electrodului colector, au putut fi variate independent.

Al doilea avantaj major al metodei, constă în maleabilitatea rețelei de elemente finite. În acest mod s-a putut reproduce absolut satisfăcător forma electrodului de emisie (figura 4.3) și s-a variat densitatea rețelei în conformitate cu

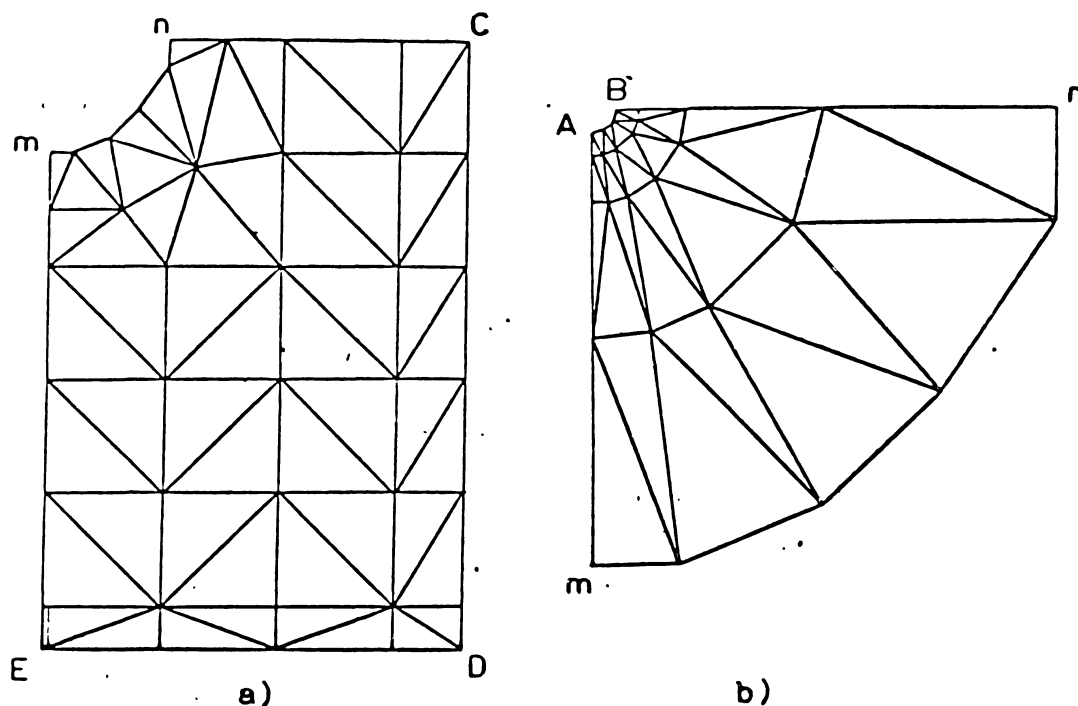


Fig. 4.3

distribuția previzibilă a potențialului și cu cerințele de calcul a intensității de câmp (pe această cale se obține și o sporire globală a preciziei la un același timp de calcul).

Al treilea avantaj al metodei este că densitatea de sarcină poate căpăta valori independente pe fiecare subdomeniu elementar.

#### 4.3. Situațiile modelate și rezultatele

Două geometrii de electrofiltru plan au fost introduse ca date în modelul digital.

Prima, reproduce filtrul considerat de Leutert și Söhlen în lucrarea [118], și va fi notată prescurtat LB. Ea

./.

are ca valori caracteristice:

$$d = 8 \text{ cm}$$

$$h = 5,6 \text{ cm}$$

$$r_0 = 1 \text{ mm}$$

iar ca mărimi variabile, numai valorile:

$$U = 35 \text{ kV}$$

$$\rho = 0$$

ce definesc situația unică propusă de Leutert și Böhlen.

Triangulația adoptată este redată în figura V.1. Valorile de potențial rezultate, corespunzătoare nodurilor acestei rețele și acestui caz se găsesc în anexa V.3. Abordarea situației LB s-a făcut cu intenția de a pune în confruntare două modele digitale care rezolvă același model matematic: metoda diferențelor finite (a "relaxării"), demult acreditată în practica științifică, și metoda elementului finit, în curs de afirmare în electromagnetism. Compararea rezultatelor relevă diferențe maxime de 4% și o abatere medie de circa 2% (în condițiile prelevării datelor, cu ochiul liber, de pe diagramele de mici dimensiuni furnizate de Leutert și Böhlen). Diferența poate fi explicată și prin tratarea idealizat filiformă a conductorului corona în modelul digital folosind diferențele finite, acestea ridicând într-o anumită măsură potențialul din colțul respectiv al domeniului.

Cea de a doua geometrie reproduce electrofiltrul pilot construit de Penney și Mattick (citați de [48] la pag.112) și va fi menționată prescurtat sub forma PM. Ea are ca date fixe:

$$d = 14,34 \text{ cm (6 in)}$$

$$h = 10,17 \text{ cm (4,5 in)}$$

$$r_0 = 0,2 \text{ mm (0,08 in dia)}$$

Situațiile calculate pentru acest filtru le grupăm după cum urmează:

A. Cazuri cu aceeași tensiune aplicată  $U = 46 \text{ kV}$ :

1.  $\rho = 0$  (în desene, marcată cu simbolul 0);
2.  $\rho = 0,743 \cdot 10^{-5} \text{ C/m}^3$  (în desene, marcată cu simbolul □);

./.



3.  $\rho = 0,743 \cdot 10^{-4} \text{C/m}^3$  (în desene, marcată cu simbolul +);

4.  $\rho = 1,486 \cdot 10^{-4} \text{C/m}^3$  (în desene, marcată cu simbolul \*).

B. Cazuri cu aceeași densitate de sarcină spațială,  $\rho = 0,743 \cdot 10^{-4} \text{C/m}^3$ :

5.  $U = 0$  (în desene, cu simbolul #);

6.  $U = 30 \text{ kV}$  (în desene, cu simbolul  $\diamond$ );

7.  $U = 46 \text{ kV}$  (identică cu situația nr.3).

C. Un caz cu concentrație de sarcină spațială foarte mare:

8.  $U = 46 \text{ kV}$ ,  $\rho = 0,743 \cdot 10^{-3} \text{C/m}^3$ .

(Marcajele specificate se referă la figurile 4.4-4.8.)

Triangulația adoptată este reprodusă în figura V.2. Ea mai este redată în figura 4.3, unde zona mABn din domeniul ABCDE, și care lipsește în figura 4.3.a, este reluată la scară majorată în poziția b, din aceeași figură, cu scopul de a evidenția finețea rețelei introduse în preajma electrodului corona.

Privitor la valorile concentrațiilor sarcinilor spațiale, ele au fost alese în așa fel să acopere întreaga plajă a interacțiunilor câmp-sarcină întâlnită în filtrele industriale. Valoarea corespunzătoare situației PM-2 încearcă să medieze concentrația sarcinii pur ionice, în lipsa oricărui dispersoid. Ea a fost calculată orientativ, pe baza curentului corona de  $210 \mu\text{A/m}$  din experimentul lui Penney și Mattick, la tensiunea de 46 kV. Concentrațiile de calcul din situațiile PM-3 și PM-4 au fost adoptate ca multipli (10, respectiv 20) ai sarcinii pur ionice corespunzând tensiunii de 46 kV, din situația PM-2. Pe această cale, în situația PM-3 ea reprezintă ordinul de mărime al concentrațiilor mari de sarcină, al concentrațiilor maxime admisibile, prin aceea că ele cauzează uneori o vizibilă stingere a descărcării corona [47,115], cel puțin pe prima parte a electrozilor de emisie. Concentrația adoptată în cazul PM-4 ar fi rar întâlnită într-un filtru real, ea fiind posibil de atins doar în cazul prafurilor foarte fine (submicronice) și foarte dense, M-am situat intenționat într-un asemenea caz li-

mită pentru a scoate mai clar în evidență efectele deosebit de însemnate pe care le poate avea sarcina spațială a dispersoizilor cu suprafață specifică echivalentă mare.

Valorile potențialelor în nodurile acestei

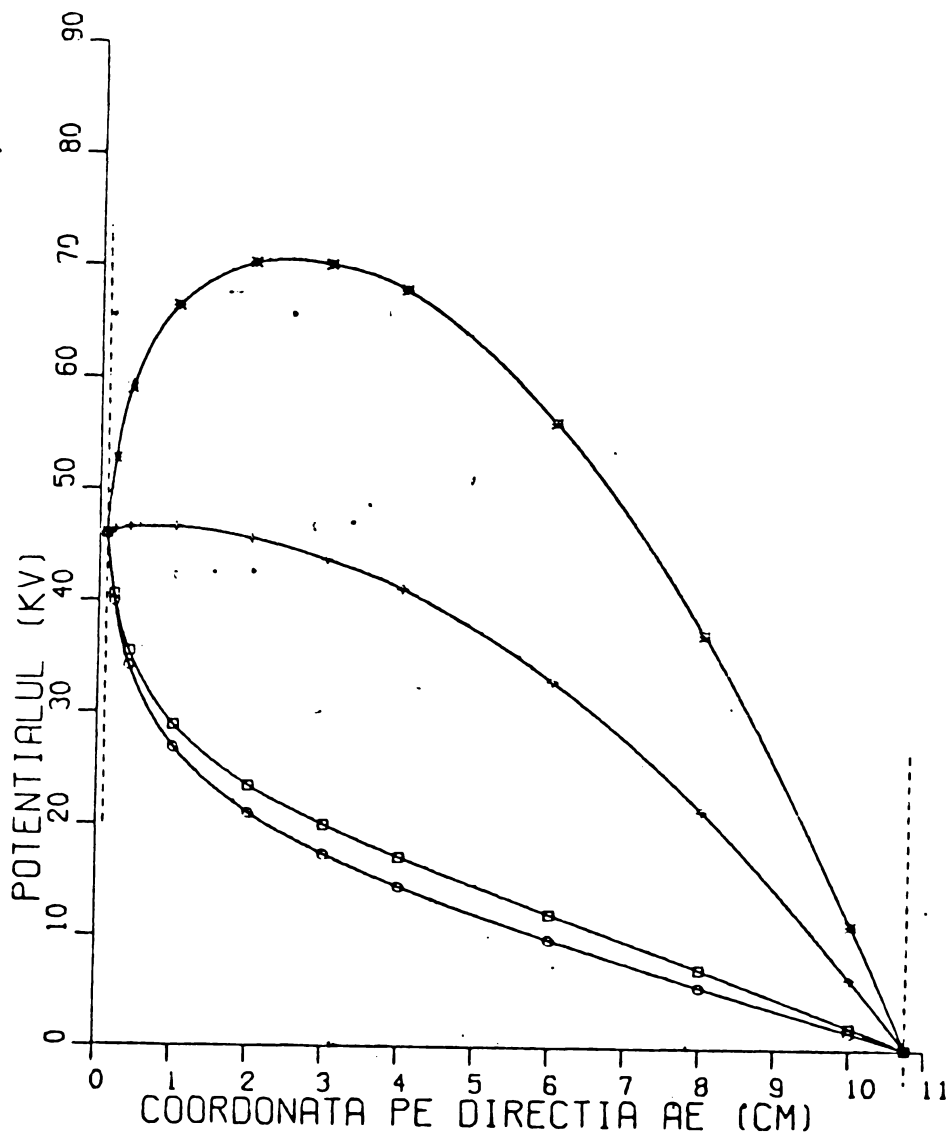


Fig. 4.4.a

rețele, pentru toate situațiile menționate mai sus, sînt reproduse în anexele V.4-V.10. Pentru a fi însă mai sugestive, aceleași rezultate sînt reluate sub formă de curbe (trasate la graph-plotter), reprezentînd variația potențialului, respectiv a intensității cîmpului, pe anumite laturi caracte-

./.

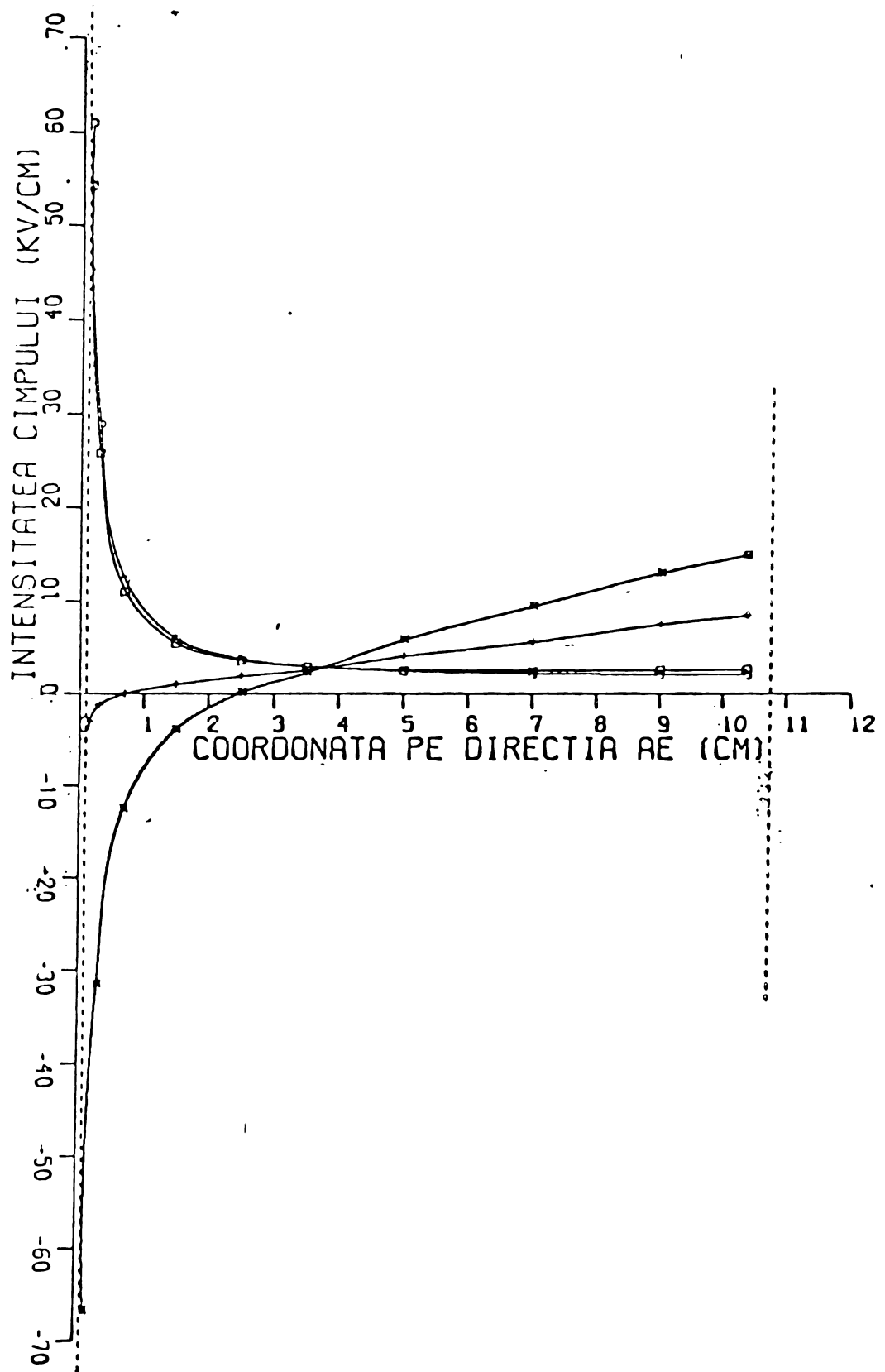


Fig. 4.4.b

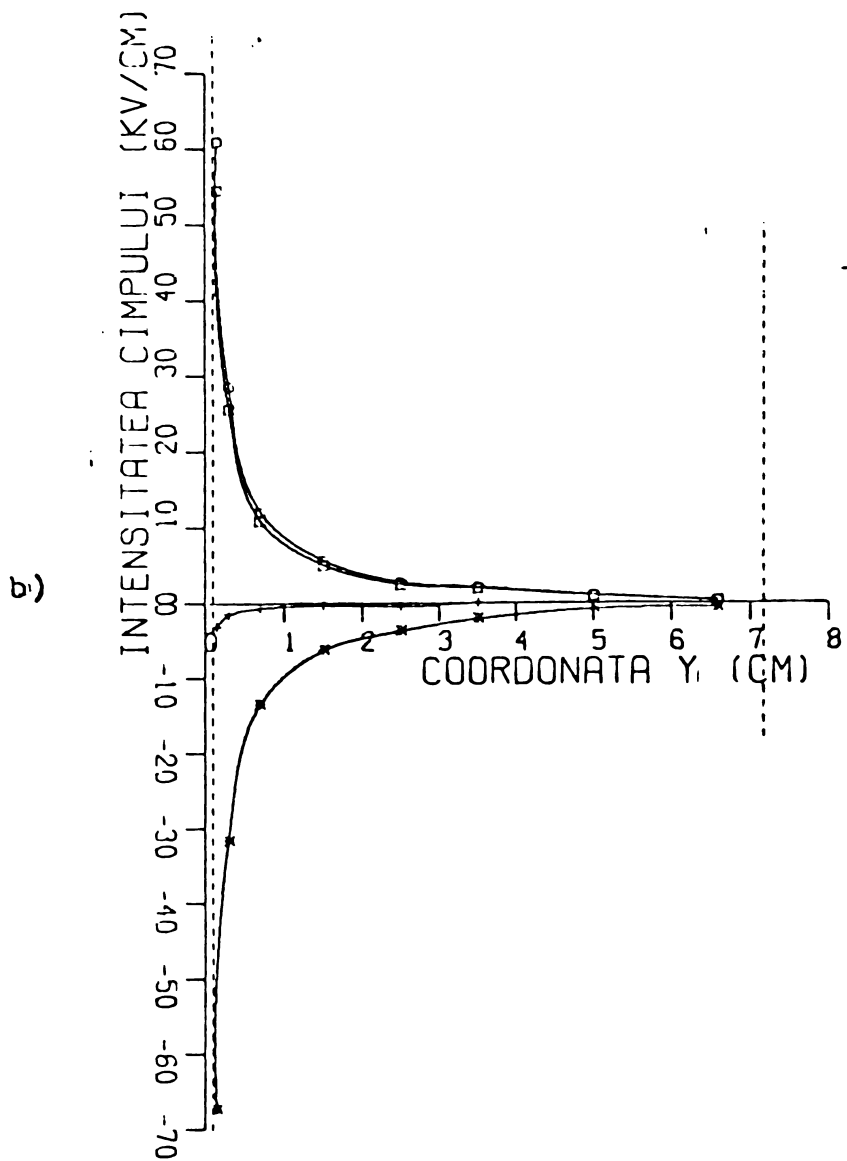
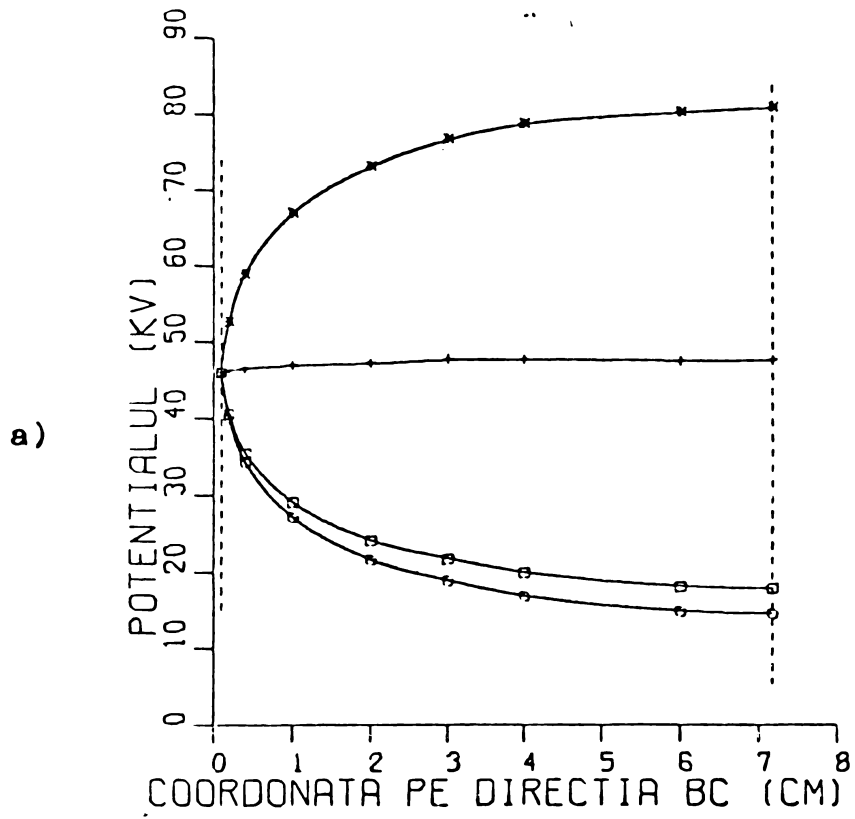


Fig. 4.5

ristice ale domeniului de calcul (laturile AE, BC și CD, respectiv în figurile 4.4, 4.5 și 4.6).

În toate aceste cazuri, intensitatea câmpului a fost calculată în lungul laturii respective. Figura 4.7 însă, grupează valorile câmpului colector, adică a intensității în preajma electrodului de depunere: latura ED. Ele au fost calculate perpendicular pe electrod, pentru toate concentrațiile de sarcină considerate.

Pentru situațiile cu aceeași concentrație de sarcină spațială (PM-5, PM-6 și PM-7) alura potențialului și a intensității câmpului se redă grafic în figura 4.8, doar pentru traseul cel mai semnificativ, latura AE.

În afara testelor generale de eroare efectuate asupra programului cu elemente finite, s-au făcut verificări și printr-o confruntare cu modelul analitic, reprezentat de formula lui Stragheviici. Pentru aceasta, geometria domeniului și tensiunea aplicată s-au introdus ca date într-un program reproducând această formulă. Potențialele obținute pe această cale pentru nodurile rețelei LB sînt conținute în anexa V.1, iar pentru nodurile rețelei PM, în anexa V.2.

Această confruntare a modelului digital cu soluția analitică a conferit primului încrederea noastră în privința preciziei (a se vedea abaterile de ordinul a 2-3,5%). Încrederea necesară din punctul de vedere al respectării sensului fizic - aceasta în prezența sarcinii spațiale - o conferă confruntarea cu experimentul: măsurătorile efectuate de Penney și Mattick prin metoda bilelor în prezența sarcinii pur ionice [48]. La această ultimă confruntare, trebuie însă ținut seama atât de erorile proprii metodei experimentale, cît și de caracterul orientativ al determinării sarcinii spațiale medii pornind de la valoarea curentului corona, în filtrul plan.

#### 4.4. Tendințele cercetate în interacțiunea câmp-sarcină

Doacă între două plăci metalice infinite, legate amîndouă la pămînt și distanțate cu  $2h$  există o sarcină cu concentrația constantă, se deduce ușor că distribuția potențialului propriu al acestei sarcini are forma unui cilindru parabolic:

./.

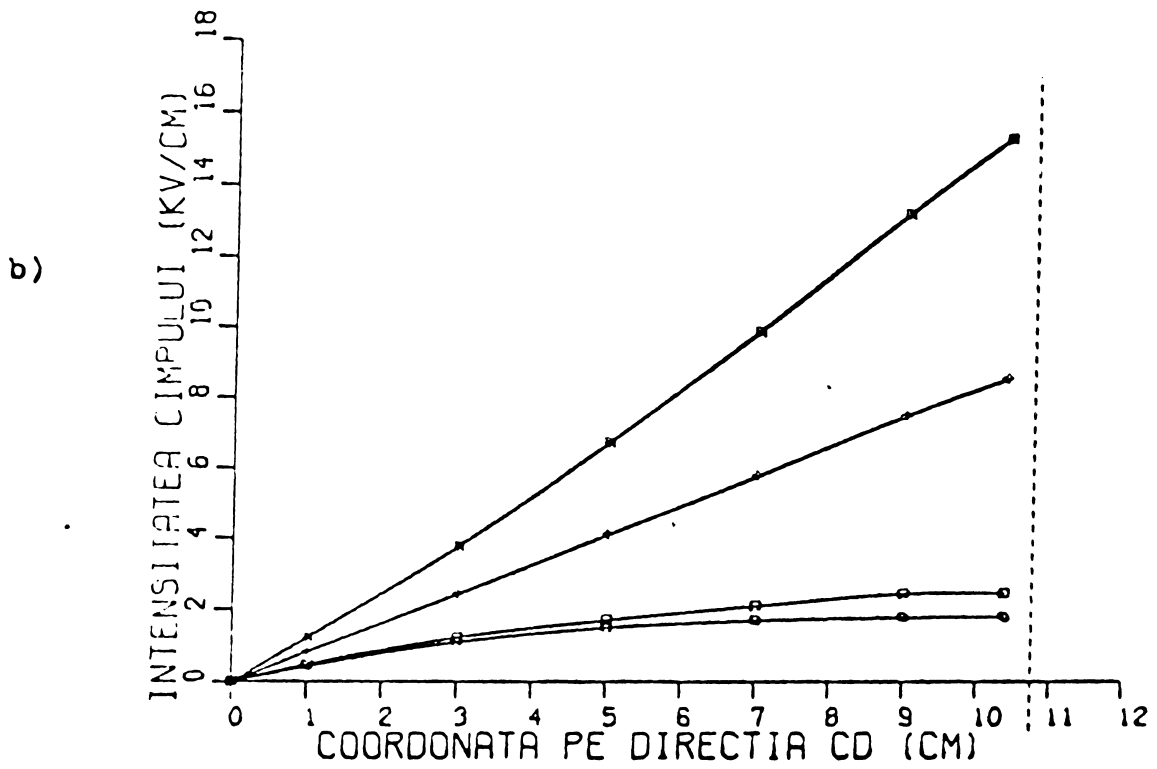
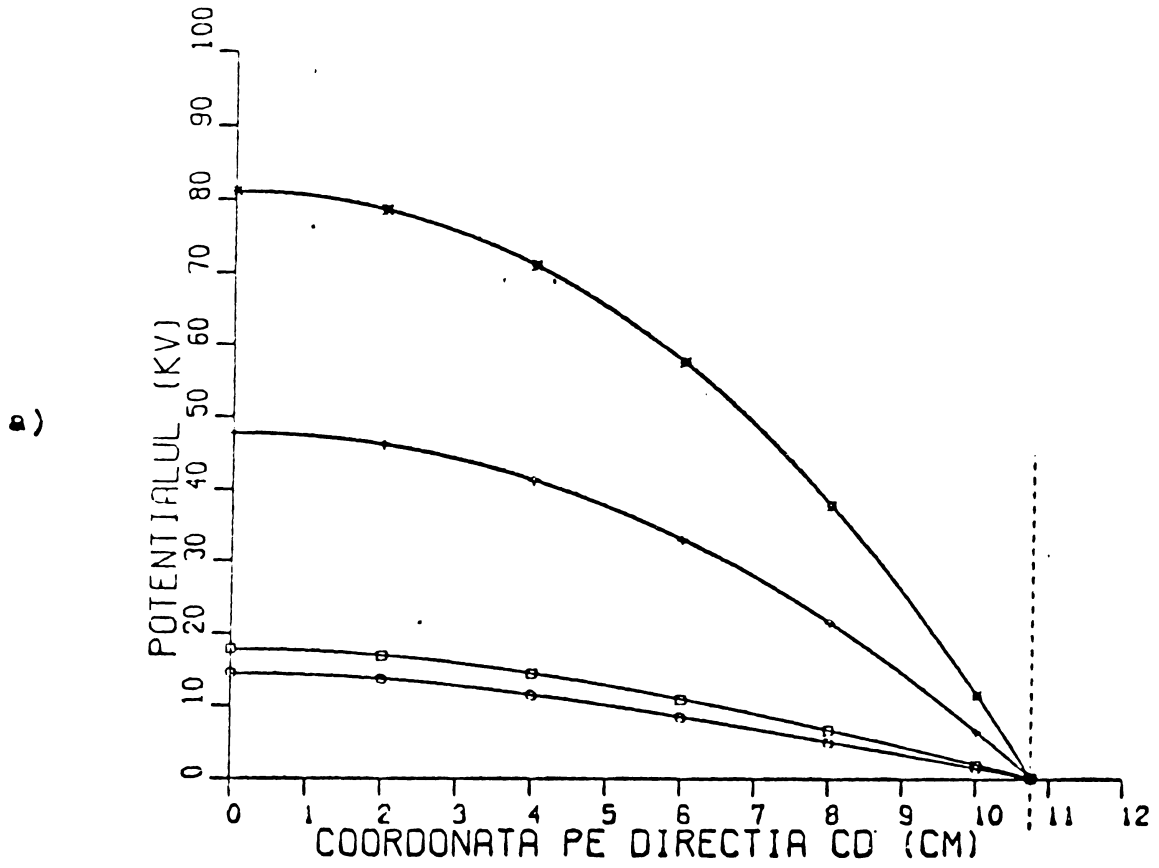


Fig. 4.6

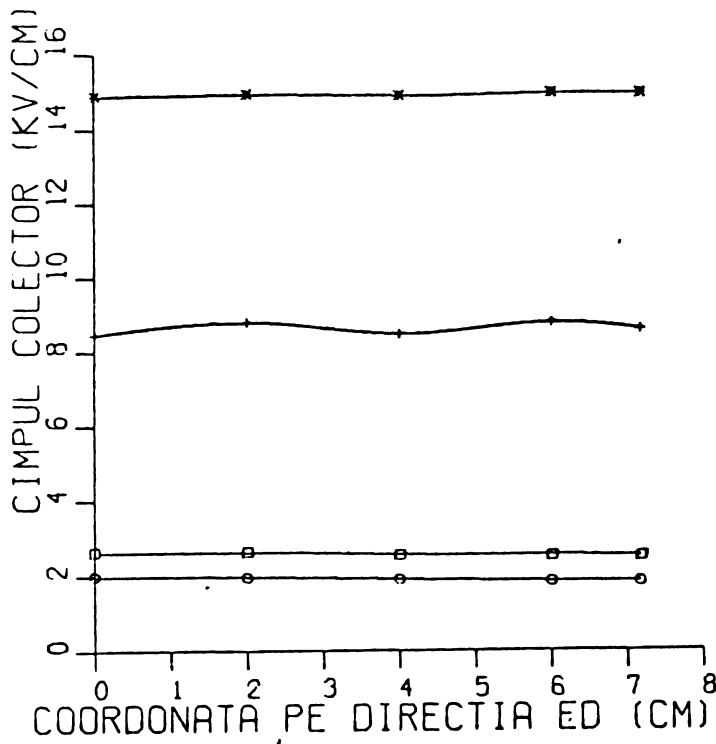


Fig. 4.7

$$u_B = \frac{\rho h^2}{2\epsilon_0} \left[ 1 - \left( \frac{x}{h} \right)^2 \right] \quad (4.1)$$

Intensitatea câmpului are distribuția, în acest caz, în două pante:

$$E = \frac{\rho}{\epsilon_0} x \quad (4.2)$$

(Pentru ilustrare calitativă, aceste distribuții sînt redată în figura 4.9.)

Dacă întreg sistemul de electrozi caracteristic filtrului plan (vezi figura 4.1) este legat la pământ, iar intervalul este umplut cu sarcină spațială, potențialul propriu al acestei sarcini are, de asemenea, alura unei pînze de cilindru parabolic, dar care prezintă coborîri aproximativ conice la potențialul zero, centrate fiecare succesiv pe electrozii de emisie. În planul  $y = 0$  o asemenea distribuție arată în genul curbei 2 din figura 4.10. În același plan, distribuția potențial-

./.

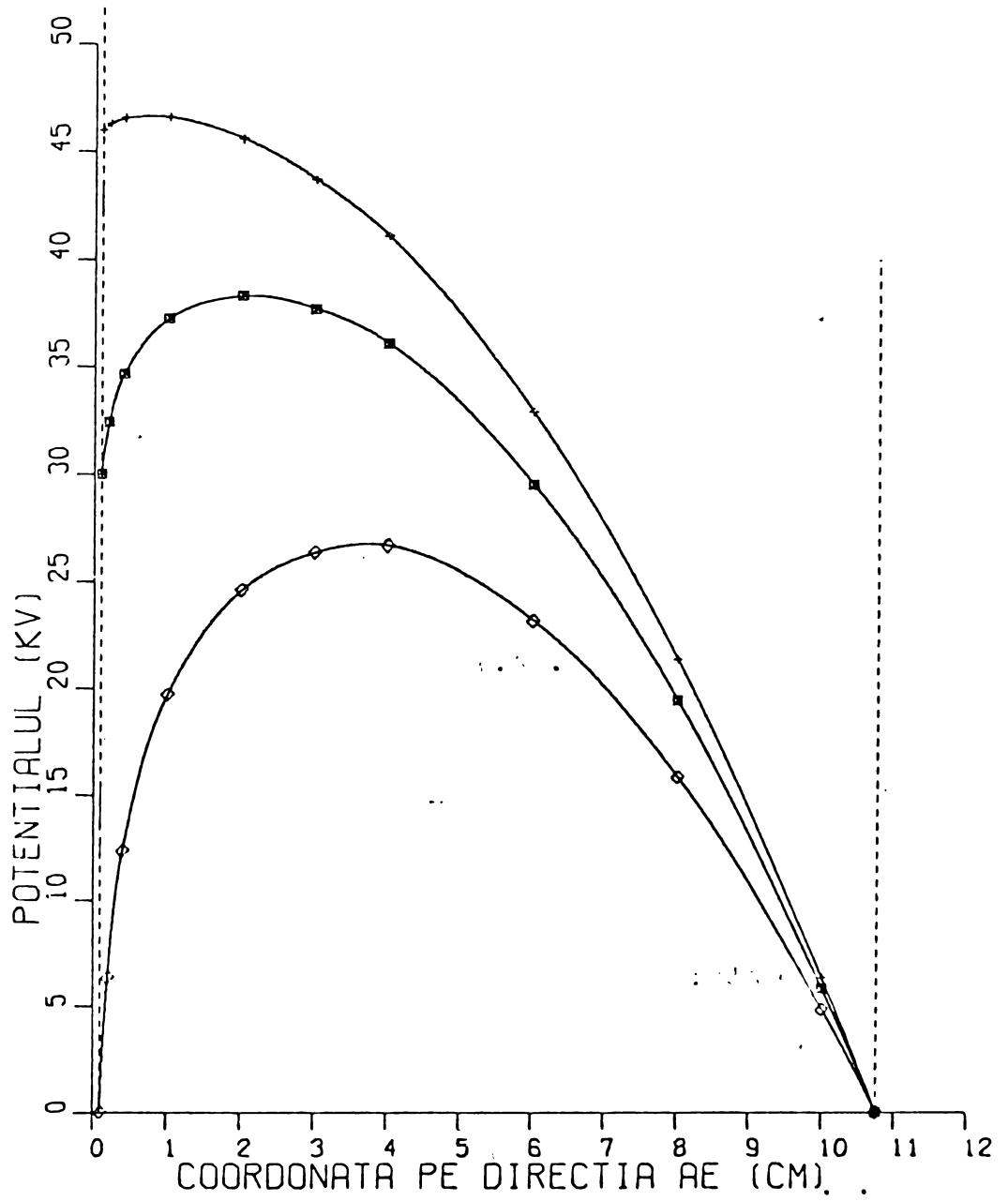
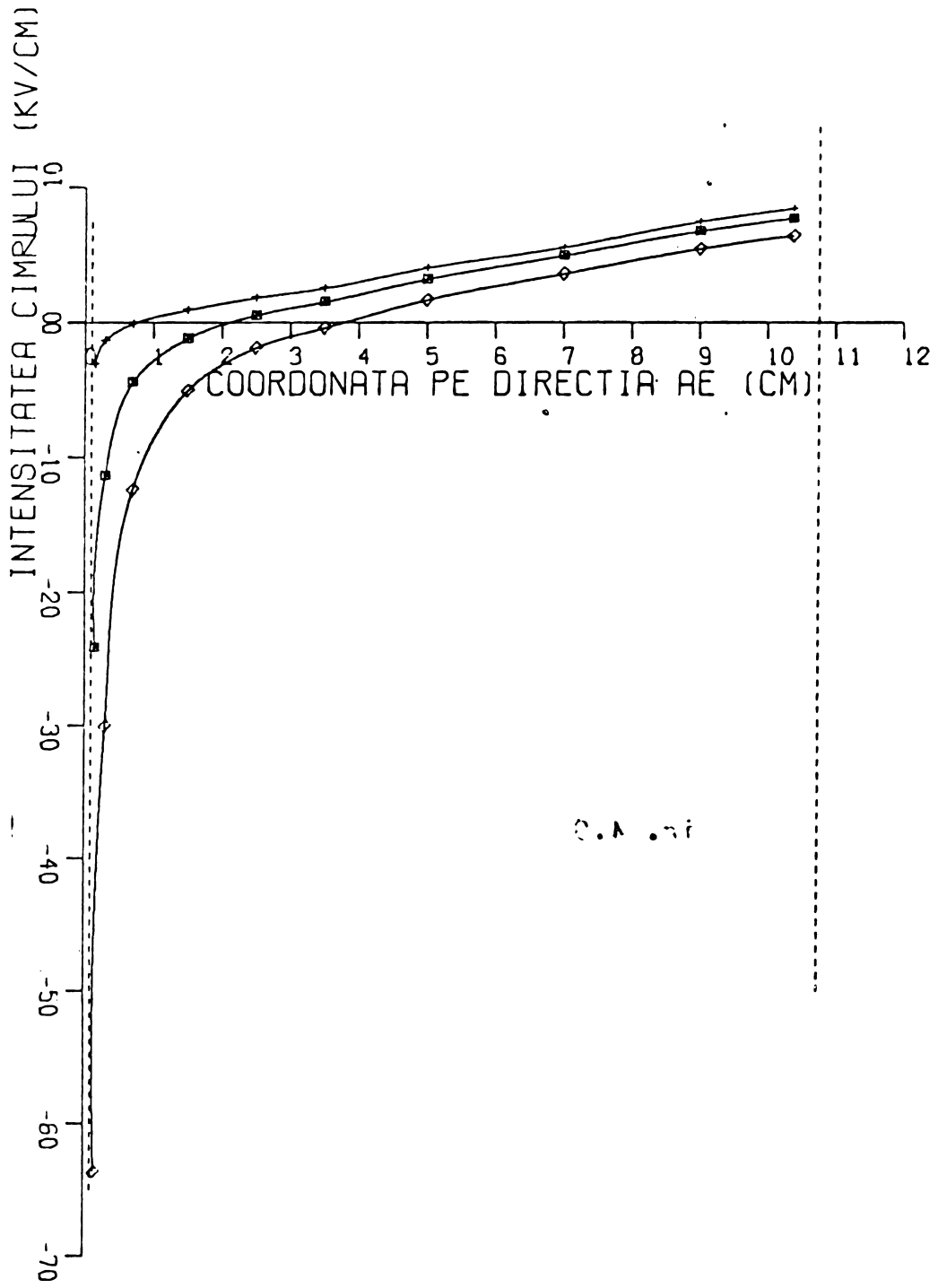


Fig. 4.8.a





C.A. nr

Fig. 4.8.b

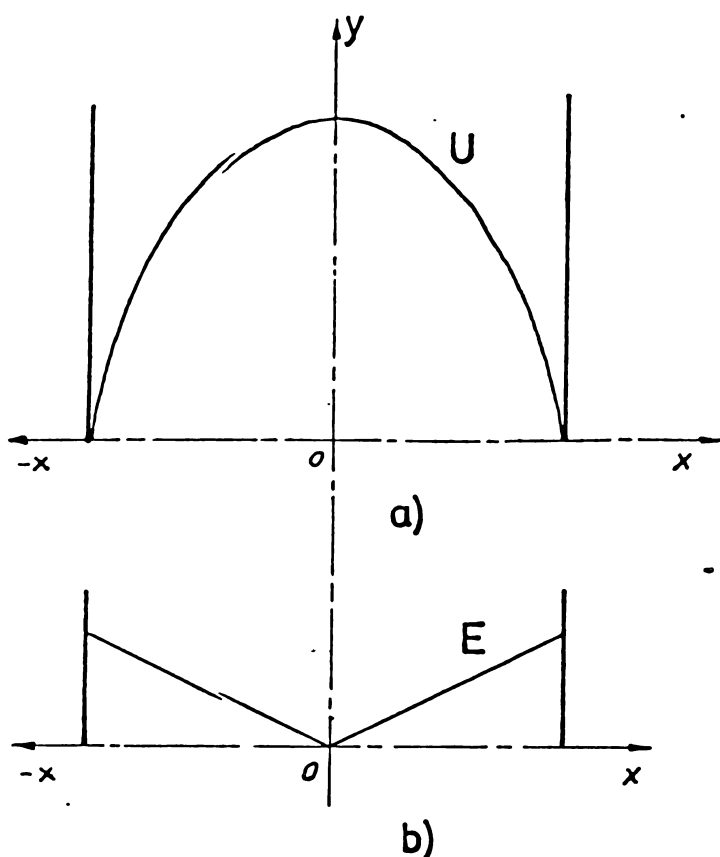


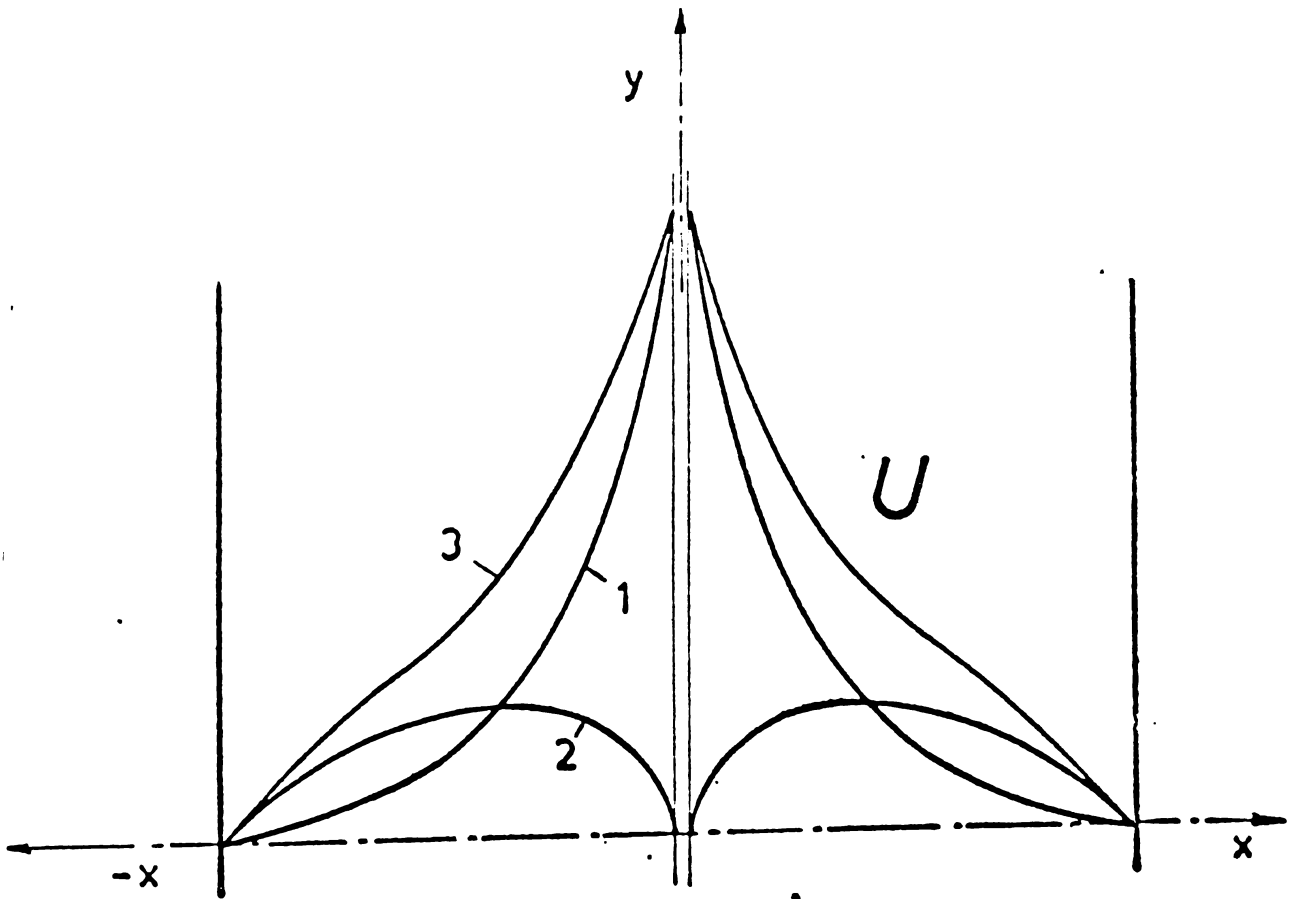
Fig. 4.9

calitativă, a acestei distribuții a fost propusă în figura 4.11.

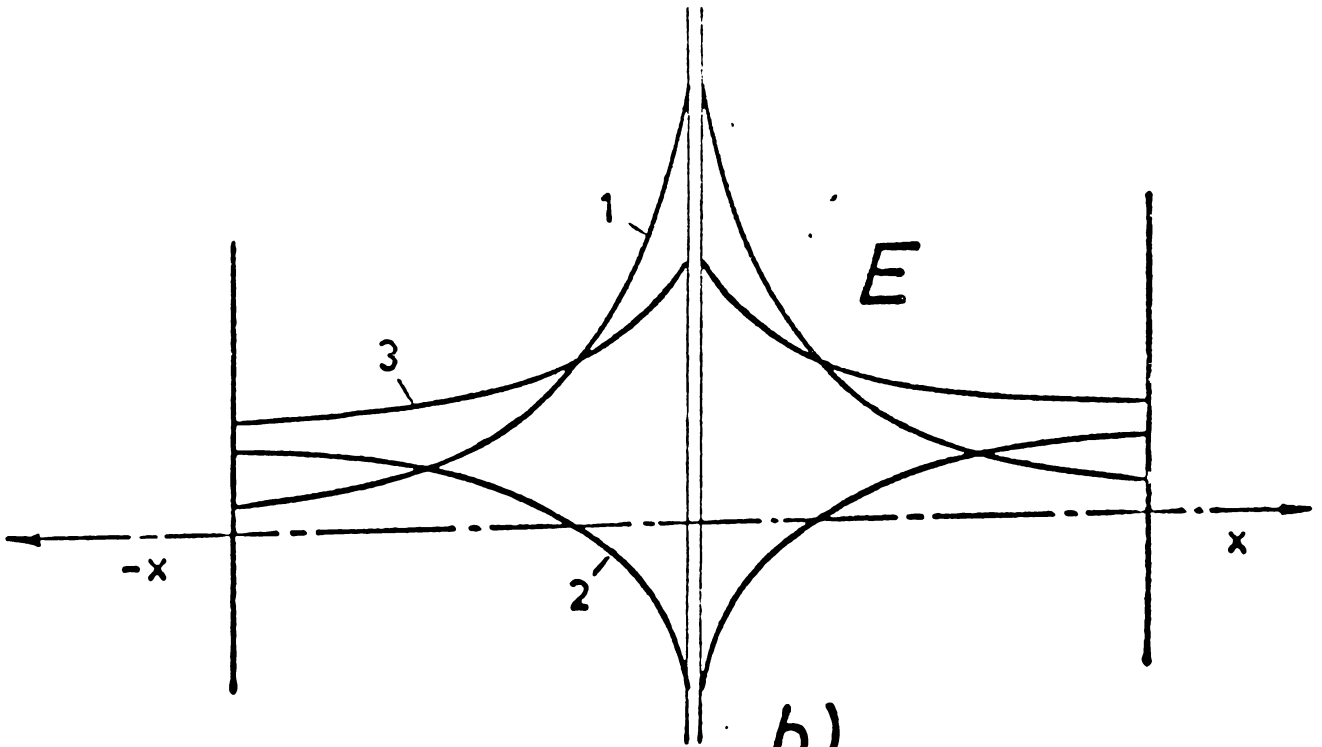
După cum se vede, similar cu situația din filtrul cilindric, distribuția intensității câmpului în lipsa sarcinii spațiale, sau în prezența unei sarcini de concentrație redusă, prezintă valori ridicate în preajma electrodului corona și valori coborâte - cuasi-constante - în cea mai mare parte a intervalului. Ea este redată de curba 1 în figura 4.10.b. Aceeași distribuție într-o imagine tridimensională este sugerată de figura 4.11.b.\*)

./.

\*) Observând cu atenție curbele distribuției de potențial în planele  $y = 0$  și  $y = d/2$  și - pe baza lor - distribuția intensității câmpului în aceleași plane, apare ca foarte firească existența unei valori ceva mai mari a câmpului colector în planul  $y = d/2$  decât în planul  $y = 0$ . Ea nu mai apare deci ca un paradox al determinărilor experimentale [23]. Acest detaliu reiese mai ușor din tabelele cu potențiale din anexa V.10, aplicația PM-3 fiind făcută cu o sarcină spațială foarte concentrată ( $0,743 \cdot 10^{-3} \text{C/m}^3$ ), special pentru a evidenția acest fapt. (El nu apare în figura 4.7 datorită dificultăților de reprezentare la scări diferite.)



a)



b)

Fig. 4.10

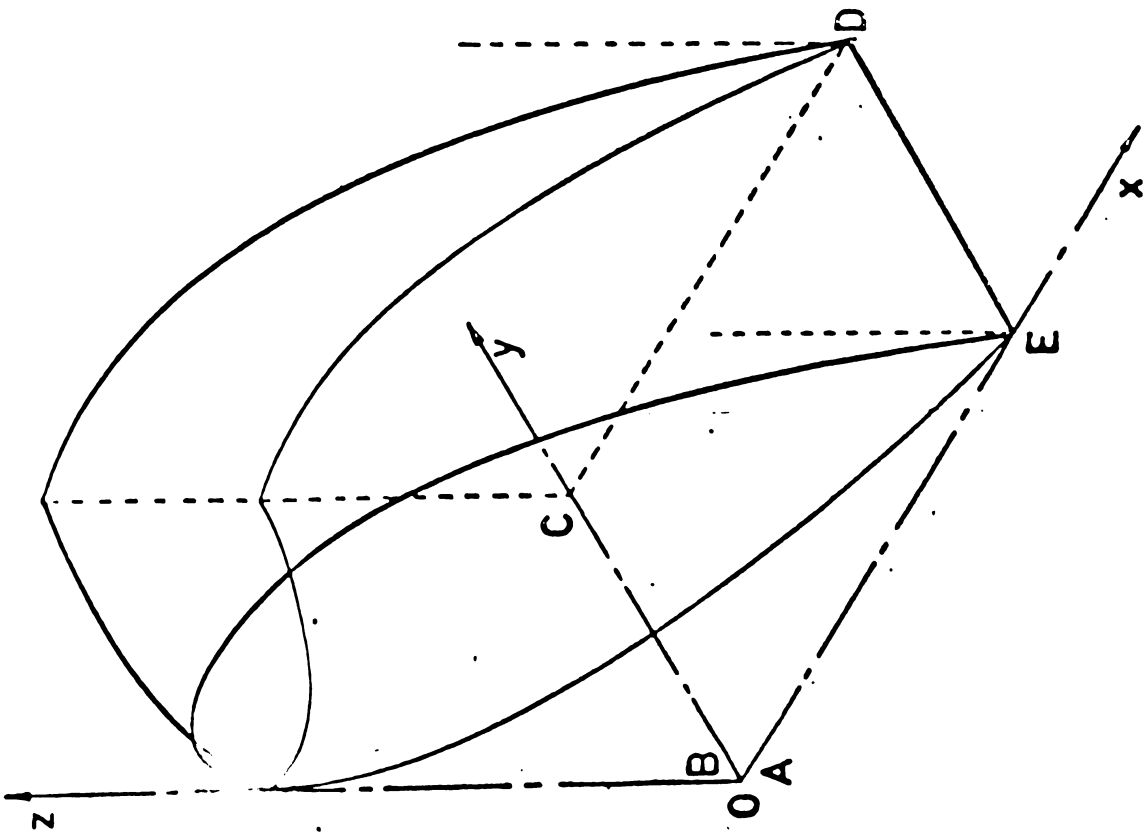
Prezența însă a unei puternice sarcini spațiale în filtru , la fel ca în cazul filtrului cilindric, va reduce sensibil valorile câmpului în zona electrozului de emisie și va crește acest câmp în zonele de transport și depunere (curba 2 în figura 4.10.b). Rezultatele experimentului digital efectuat cu concentrații foarte mari de sarcină (cazul PM-4 îndecobi), au evidențiat în această situație transformarea radicală a imaginii familiare a distribuției potențialului și câmpului. Anume, pentru un câmp spațial mai puternic decât cel aplicat, distribuția rezultantă se resimte într-o asemenea măsură de componenta spațială, încât în preajma electrozului emițător pot să apară intensități negative ale câmpului (curbele îngroșate din figura 4.11.b).

#### 4.5. Stingerea descărcării corona

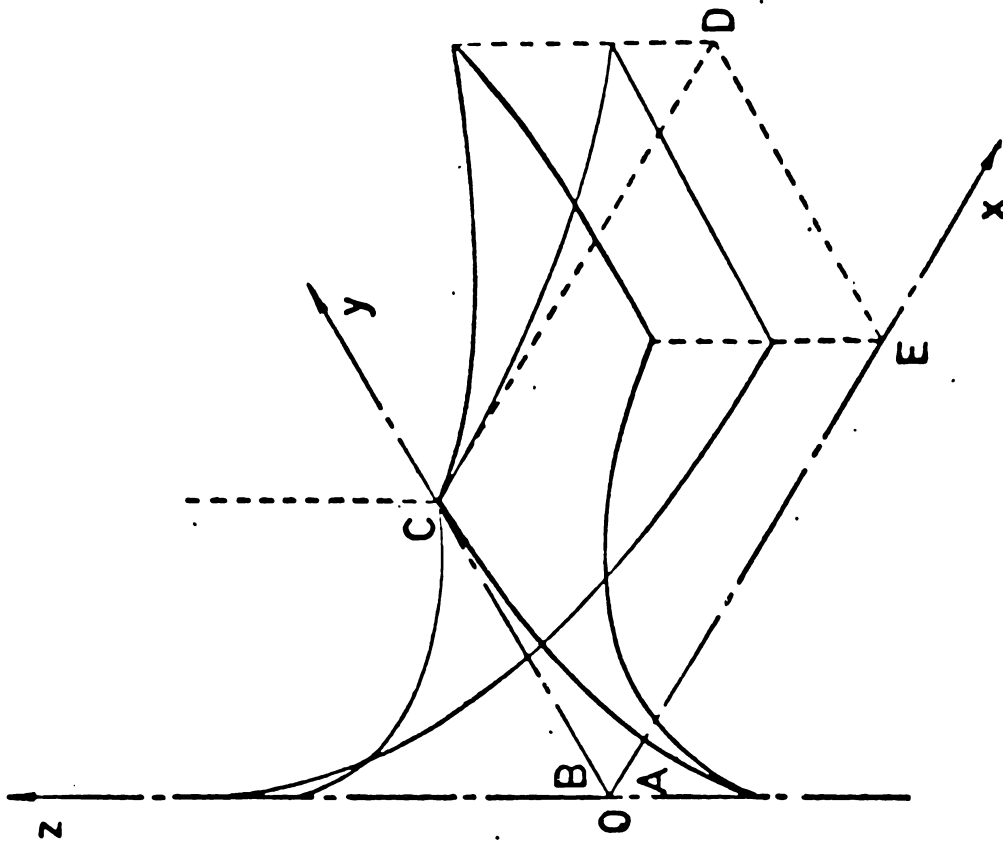
În cadrul vechilor modele ale conducției în electrofiltru (vezi capitolul 1) se accepta, de regulă, constanța intensității câmpului în învelișul corona după amorsarea descărcării. În această situație, căutându-se o justificare a fenomenului de stingere a descărcării corona, ea era pusă pe seama reducerii drastice a mobilității medii a purtătorilor de sarcină, prin capturarea cuasi-totală a purtătorilor ionici pe suprafața particulelor dispersoizilor denși.

Rezultatele expuse anterior cu la bază modelul constituit de ecuația Poisson. Nu există nici un fapt fizic care să conteste utilizarea acestui model pentru analiza fenomenelor electrice din filtrul industrial plan, sau să oblige cel puțin la o amendare a sa. Acest model admite, așa cum am arătat în paragraful precedent, că valoarea intensității câmpului în tot spațiul dintre electrozi este rezultatul compuneri dintre câmpul impus din exterior cu câmpul propriu al sarcinii spațiale, iar modelarea digitală efectuată a clarificat tabloul acestei concluzii.

În particular, în învelișul corona, tensiunea aplicată are tendința de a crește intensitatea câmpului lângă electrozul corona, iar sarcina spațială are tendința de a o micșora. La o geometrie dată, numai acești doi factori hotărăsc valoarea acestui câmp local. Cât privește zona de transport, aici determinant este efectul sarcinii spațiale care are ten-



a)



b)

dința de intensificare a câmpului. De aici rezultă un lanț de raționamente ce se expun în continuare.

a. Intensitatea câmpului nu rămâne constantă în înveliș după amorsarea descărcării. În acest fel cade prima parte din vechiul model al stingerii.

b. Stingerea coronei apare la sarcină spațială puternică, deci la valori ridicate ale câmpului în zona de transport. Acestei situații își corespund valori majorate de viteză, chiar și pentru purtătorii lenți.

c. Stingerea coronei apare în prezența dispersiilor cu suprafață specifică echivalentă mare. Capturarea purtătorilor rapizi de către purtătorii lenți scade viteza medie a transportului, prin urmare și valoarea curentului, dar totodată mărește concentrația de sarcină spațială și intensifică câmpul în zona de transport. Cuasi-dispariția ionilor liberi este cel puțin în parte compensată de accelerarea transportului de particule. În acest fel, schimbarea tipului predominant de purtător de sarcină poate să explice doar într-o măsură limitată reducerea curentului corona, dar nu anularea sa totală.

d. Principalul mecanism prin care dispersiile cu suprafața specifică mare provoacă stingerea coronei este deci următorul: acțiunea au proprietatea de a crea sarcini spațiale concentrate care, prin redistribuirea câmpului între electrozi, obligă la scăderea intensității câmpului în învelișul corona. Proporțional cu aceasta slăbesc procesele de ionizare, scade curentul. Dacă intensitatea câmpului a fost coperită sub valcarea critică, descărcarea corona a încetat. (Da reapare după ce, prin depunerea treptată de particule încărcate, sarcina spațială se reduce și câmpul pe electrod depășește din nou valoarea de amorsare)

Pe de o parte, stingerea coronei prin acest mecanism sarcină-câmp a fost confirmată de un experiment cu caracter de simulare fizică [126] în care s-a creat o sarcină spațială concentrată în aerul fără praaf, prin reținerea ionilor liberi pe ecrane poroase intercalate în interval. Autorii acestei experiențe adoptă o aceeași poziție de explicație a stingerii coronei, în principal prin efectul car-

cinii spațiale concentrate.

Pe de altă parte, rezultatele experimentului realizat de Awad și Castle [134] este perfect interpretabil ca susținând raționamentul propus de prezenta teză. Awad și Castle consideră ca unul dintre elementele cheie, densitatea curentului corona în aerul fără praf. În realitate, este vorba de valoarea potențialului aplicat, adică de valoarea câmpului în învelișul corona (componenta "externă", singura ce apare în lipsa prafului). Cu cât potențialul aplicat din exterior va fi mai mare, câmpul impus din înveliș va fi mai puternic. O anumită fază dispersă încărcată care producea stingerea descărcării la vechea valoare a potențialului aplicat, nu va mai reuși acest lucru pentru tensiunea majorată. Creșterea curentului corona este numai unul dintre efectele majorării tensiunii aplicate. Ea a fost văzută drept cauză de către autorii menționați, prizonieri ai modelului tradițional al stingerii descărcării corona.

Mai mult decât atât, măsurătoarea făcută de Awad și Castle la 38 kV prezintă o ușoară creștere a eficienței de filtrare pe măsură ce suprafața specifică a fazei disperse crește. Prin raționamentul lui Deutsch, acest fenomen ar fi fost complet inexplicabil. În concepția noastră, comportarea este însă absolut firească; deși sarcina spațială crescută a dus la reducerea curentului corona, ea a produs totodată un câmp majorat în zona de transport, adică a generat o mărire a eficienței. Curentul ionic, deși diminuat, a fost suficient pentru acumularea sarcinii de pe particule - componenta determinantă a sarcinii spațiale.

#### 4.6. Depuneri pe electrozii de emisie

Simularea din cazul PM-4 ne-a arătat cum o sarcină spațială foarte densă poate duce nu numai la reducerea câmpului în înveliș pînă la a-1 anula, ci chiar la o inversare a semnului intensității câmpului în preajma electrodului de emisie. Gradienții negativi de acest gen\*) sînt, după părerea mea, cauza depunerilor pe electrozii de emisie, importantă perturbare tehnologică în funcționarea unor electrofiltre industriale. (Nu

./.

\*) Negativi față de semnul normal al câmpului în interval, la o polaritate anumită a tensiunii aplicate.

găsesc consistentă decît în măsură restrînsă justificarea acestor depuneri prin triboelectricitate, forțe ponderomotore, turbulență sau repartiția defectuoasă a vitezei gazelor [48, ș.a.].) Aparent paradoxal, sub acțiunea unui asemenea cîmp inversat, particulele vor migra și se vor depune pe un electrod (de emisie) de aceeași polaritate cu încărcarea lor. Să clarificăm însă condițiile în care ar putea avea loc inversarea cîmpului și a derivei.

La baza producerii de gradienti negativi stă apariția în interval a unor sarcini cu cîmp atît de puternic, care prevalează asupra cîmpului impus de tensiunea aplicată. Cîtă vreme electrozii sînt alimentați cu tensiune comparabilă cu tensiunea nominală, în filtru<sup>nu</sup> se pot produce gradienti negativi. Un dispersoid cu suprafață specifică echivalentă foarte mare, se va încărcă pînă la a produce cel mult stingerea cuasi-totală a coronei, după care încărcarea particulelor mai poate spori extrem de puțin, doar pe seama ionilor liberi din interval. După o depunere oarecare de material dispers, concentrația sarcinii spațiale diminuează, cîmpul se redistribuie și descărcarea reapare. După opinia acad. R. Răduleț și acad. A. Avramescu [41] aceasta este o pulsație spațială în lungul deplasării gazelor. Prin urmare, cîtă vreme tensiunea la electrod se menține la un nivel ridicat în mod permanent, nu ne putem aștepta la apariția decît cel mult a unor gradienti negativi reduși.

Dar să nu uităm ca toate electrofiltrele industriale funcționează în regim de străpungeri prin scîntee. Acestea degenerază frecvent în arc electric. Cu ocazia fiecărui arc sau a scînteilor înlănțuite, tensiunea este în mod automat redusă brusc sau deconectată, după care se controlează o revenire lentă la o valoare de lucru. În asemenea intervale de timp dispersoidul este deja puternic încărcat, iar electrodul are tensiune nulă, ca urmare a descărcării la masă, sau redusă ca urmare a funcționării reglajului automat. Atunci, în vecinătatea sa apar gradienti negativi. Particulele din această vecinătate migrează spre electrod, iar multe au răgazul să se depună pe el. Prin efectul însumat, pe durata funcționării, al tuturor acestor deconectări, pe electrozii de emisie se acumulează depuneri importante. Cu oît dispersoidii au su-



prafață specifică mai mare, câmpul inversat va fi mai puternic (vezi figura 4.8), iar particulele vor fi mai puternic presate pe electrodul de emisie.

Tocmai asemenea cazuri de filtrare dificilă prezintă pe electrozii corona depuneri consistente, rebele la scuturare, după cum s-a mai menționat [104], cu deosebire la muchii și vîrfuri, unde atît câmpul normal, cît și câmpul inversat, au valori mai mari.

Se observă deci ușor că depunerile pe electrozii corona sînt rezultatul suprapunerii repetate a unor straturi relativ subțiri, ocazionate de fiecare scădere importantă a nivelului tensiunii de alimentare. Volumul fiecărei asemenea depuneri în parte este determinat de două elemente. Mai întîi de durata limitată ce se consumă de la anularea potențialului pe electrodul de emisie (datorită descărcării la pămînt și, al scăderii prin automatizare a tensiunii) și pînă la revenirea tensiunii aplicate, la valoarea de lucru. A doua limitare provine din faptul că sistemul de electrozi de emisie, împreună cu structura materială ce îl susține, reprezintă din punct de vedere electric o armătură metalică complet izolată. (Acest lucru este valabil permanent datorită izolatoarelor suport, iar pe durata reducerii tensiunii de alimentare, datorită rigidității elementelor de redresare pe direcția opusă conducției.) Pe această armătură se va depune o cantitate de sarcină (transportată pe particulele reorientate în zona și pe direcția câmpului inversat) pînă la încărcarea acestei armături la potențialul local al distribuției proprii sarcinii spațiale (vezi figura 4.9 și ecuația 4.1). În acel moment, câmpul inversat se anulează și depunerea parazită încetează.

Cantitatea de sarcina pentru egalizarea acestor potențiale depinde de capacitatea electrică a electrofiltrului, cu alte cuvinte de amploarea construcției metalice a electrozilor electrofiltrului și de apropierea dintre cele două sisteme de electrozi. În altă ordine de idei, amintim ca electrofiltrele, la o aceeași suprafață colectoare totală, funcționează cu atît mai bine, cu cît sînt divizate în mai multe stadii ("cîmpuri", "zone"), cu alimentarea electrică independentă. În lumina explicației mai sus avansate, această funcționare ameliorată, cel puțin sub raportul depunerilor pe electrozii corona, apare absolut

normală; într-un stadiu de dimensiune mai mică descărcările sînt mai puțin frecvente, de durată și amplitudine mai mică, iar capacitatea electrică mai mică a stadiului face ca la inversarea cîmpului, depunerea momentană pe electrozii de emisie să fie de volum considerabil mai mic.

Ca o ultimă observație în această problemă, este de amintit faptul că practic toate electrofiltrele industriale, dotate cu reglare automată a nivelului tensiunii de alimentare, funcționează în regim de descărcări. Ori, această funcționare ar trebui reconsiderată, deoarece ea creează frecvente situații de inversare a cîmpului la electrozii de emisie, deci de depuneri parazite de praf pe acești electrozi. Scuturarea sistematică a electrozilor de emisie prezintă, evident, dezavantaje pentru funcționarea tehnico-economică convenabilă a filtrelor.

#### 4.7. Propuneri pentru evitarea depunerilor pe electrozii de emisie

a. La filtrele existente (cu reglarea automată a tensiunii și frecvenței descărcărilor) este preferabilă funcționarea cu mai puține descărcări (mai ales arcuri), chiar dacă în acest fel tensiunea de regim va fi ceva mai coborîată. În acest sens se poate interveni în schema de comandă pentru reglaje adecvate (atenuarea tendinței permanente de ridicare a nivelului tensiunii de alimentare și micșorarea frecvenței de referință a descărcărilor admise).

b. Actualmente, testarea nivelului momentan al tensiunii de țineră în filtru, se face prin însăși provocarea descărcării. Acest sistem defectuos ar trebui evitat. Propun situarea următoarei idei la baza proiectării schemelor de alimentare electrică a filtrelor.

Tensiunea continuă de alimentare sa fie furnizată filtrului de către sursa de putere cu foarte scurte întreruperi succedîndu-se la intervale de timp aproximativ de ordinul minutului. În aceste întreruperi se vor genera și se vor aplica filtrului foarte scurte impulsuri de tensiune. Aceste impulsuri se produc cu tendința permanentă de creștere (foarte lentă în timp, de la un impuls la altul) și avînd în

permanență amplitudinea mai mare ca nivelul tensiunii continue de alimentare (această diferență de amplitudine este menținută mereu aceeași și astfel tensiunea continuă "urmărește" sistematic variațiile amplitudinii impulsului de testare a străpungerii). Când amplitudinea unui impuls atinge nivelul de străpungere, are loc străpungerea. Durata și energia impulsului fiind mică, iar dacă în acel moment asigurăm sursei o reactanță de scurtcircuit mare, străpungerea în scînteie nu se transformă în arc. Ea fiind însă sesizată de schema de măsură și comandă, nivelul tensiunilor continuă și de testare este cu ceva redus, după care testarea reîncepe de la acest nou nivel. Nu apar arcuri, nu se deconectează sursa, nu apare cîmp inversat, nu se produc depuneri pe electrozii corona, nu mai e necesară scuturarea continuă și energică a acestora.

Prin aplicarea ideii de mai sus, s-ar obține o formă a tensiunii de alimentare în genul celei indicate de figura 4.12. Funcționarea corectă a acestui sistem se produce numai cu condiția ca pe intervale scurte de timp  $t_2$ , creșterea tensiunii să se facă concomitent cu creșterea considerabilă a reactanței de scurtcircuit a sursei, ceea ce nu e simplu. Obținerea acestei evoluții a tensiunii și, totodată, a reactanței de scurtcircuit, la o aceeași sursă, este evident, o soluție elegantă, dar mai greu de conceput.

Mult mai simplu, dar mai puțin elegant, același efect se poate obține folosind două surse: sursa de tensiune înaltă continuă obișnuită și o sursă de impuls, cu caracter capacitiv de pildă, cu funcționarea sincronizată, cum se vede în figura 4.13. Funcționarea lor combinată ar urma să satisfacă aceleași principii expuse mai sus. Din punctul de vedere al depunerilor pe electrozi, această ultimă variantă nu este radicală (scurtele întreruperi în alimentare, necesare separării funcționării celor două surse, prin efectele lor cumulate, favorizează totuși un anumit ritm de depunere pe electrozii corona).

e. Pînă acum, pentru mai multă claritate a ideii, s-a făcut presupunerea că creșterea tensiunii pentru testarea nivelului de străpungere are caracter de impuls. Testarea acestui nivel se poate face însă și cu trenuri scurte de tensiune înaltă alternativă (fie intercalate în scurta întrerupere a tensiunii

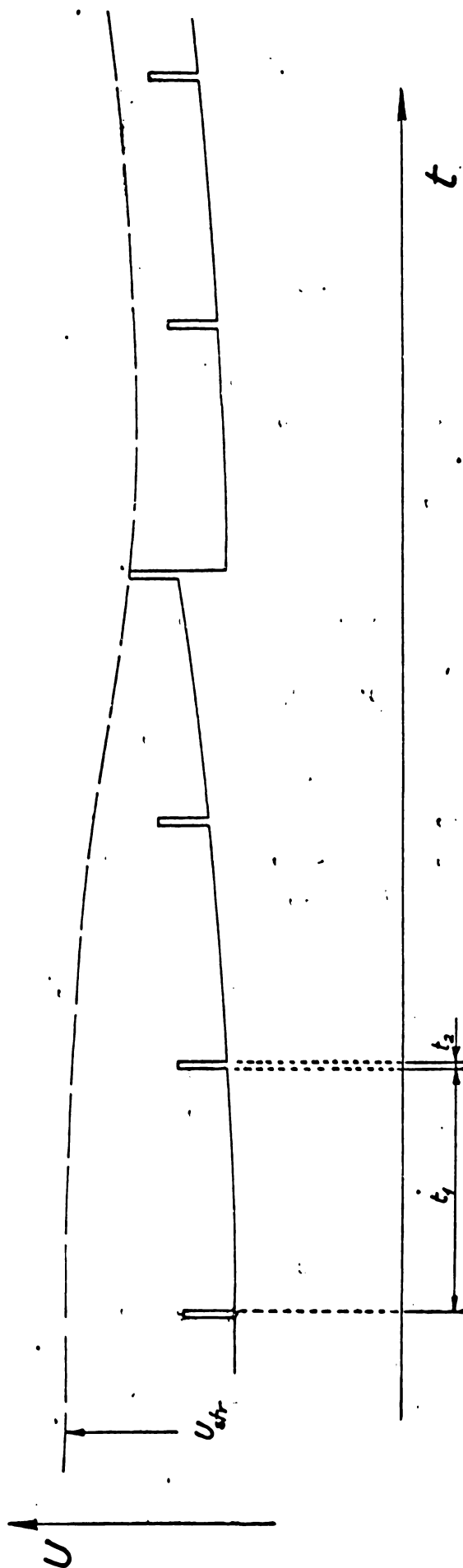


Fig. 4.12

continue, fie suprapuse peste tensiunea continuă, ca în figura 4.14). Se cunosc observațiile mai multor autori după care alimentarea cu tensiune înaltă alternativă provoacă o anumită coagulare a particulelor fine și uneori are efecte pozitive în emisia inversă. Din acest punct de vedere ar fi de așteptat ca varianta de testare a nivelului de străpungere prin șocuri de tensiune alternativă, să fie mult superioară testării cu impulsuri. Frecvența optimă a acestei tensiuni urmează a fi stabilită pe cale experimentală, dar este de așteptat ca ea să se găsească în plaja frecvențelor medii.

#### 4.8. Model corectat al emisie inverse

Conform cu modelul tradițional, aportul continuu de sarcini pe stratul format din particule de mare rezistivitate, creează o încărcare și o diferență de potențial care "străpunge" pe alocuri stratul depus. Aceste canale sînt sursele

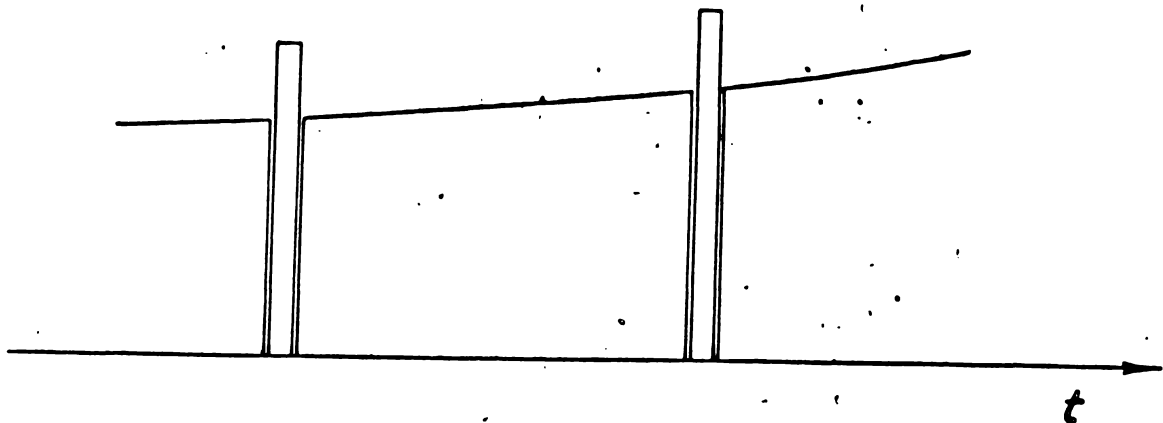


Fig. 4.13

de ioni de polaritate pozitivă care, atreptați de cîmpul principal, formează emisia inversă, atît de nedorită.

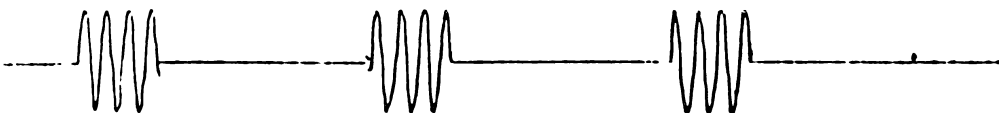


Fig. 4.14

Pe de o parte, imagina<sup>o</sup> unui strat compact, omogen, cuasi-izolant, acumulator de sarcini electrice, asemenea unui condensator plan, este acceptabilă cel mult pentru modelele de laborator, dar este departe de realitatea filtrelor industriale. Pe de altă parte, un studiu relativ recent [125] arată limpede reducerea rezistivității de volum a straturilor depuse sub efectul unui cîmp electric intens aplicat lor. Prin urmare, în filtrele industriale, sarcinile acumulate pe strat au suficiente șanse de a se scurge înainte de a putea crea pe strat

./.

diferențe de potențial mari.

Singura diferență de potențial care nu este afectată de reducerea rezistivității stratului și nici de modul său de depunere, este cea rezultată din distribuția câmpului în interval, în particular pe zona de transport. După cum s-a văzut (figura 4.6.b și figura 4.7), în prezența unor puternice sarcini disperse se produce pe secțiunea stratului depus intensități ale câmpului de 0,8-1,5 kV/mm. Asemenea valori sînt, indiscutabil, susceptibile de a provoca o ionizare în masa stratului de praf. Cu cît stratul va fi mai gros, cu atît descărcarea în volumul stratului va fi mai intensă, mai productivă în ioni pozitivi, tinzînd să scurtecircuiteze, din punct de vedere electric, grosimea stratului de praf.

Mecanismul care produce ionizarea în masa stratului depus trebuie să fie, desigur, de tipul descărcărilor parțiale din alveolele gazoase conținute în dielectrici [102]. În acest sens, s-a pronunțat și o lucrare de dată foarte recentă [147]. De altfel, de cele mai multe ori, prafurile cu rezistivitate ridicată sînt prafuri fin sfărîmate. (Suprafața lor specifică mare generează gradienti de potențial mari pe zona de depunere.)

Deci, după părerea mea, suprafața specifică a fazei disperse fin divizate, prin sarcina spațială concentrată ce o însoțește, trebuie să fie una din principalele cauze ale producerii emisiei inverse, alături de rezistivitatea de volum a materialului dispers în strat.

Pentru caracterizarea fiecărui material dispers, în strat, trebuie să introducem noțiunea de gradient critic de ionizare, la atingerea căruia ia amploare ionizarea în masa stratului depus, adică emisia inversă. Evident, ca și în cazul rezistivității de volum a stratului, gradientul critic de ionizare în masa stratului, la o aceeași fază dispersă, poate să varieze într-o anumită plajă, de la electrofiltru la electrofiltru, în funcție de condițiile particulare de realizare a depunerii în strat.

./.

## CAPITOLUL 5

### ANALIZA REZULTATELOR SI CONTRIBUTIILOR

#### C O N C L U Z I I

In etapa în care am abordat studierea particularităților descărcării corona în electrofiltre, aveam deja presentimentul că sarcina spațială a descărcării merită a atenție deosebită. Pe parcursul lucrării, ea s-a transformat dintr-o idee într-o convingere, mergînd pînă la a deveni firul conducător al acestei cercetări. După încheierea ei, principala noastră concluzie este următoarea:

In electrofiltrele industriale care prelucrează dispersoizi cu suprafață specifică mare, toate procesele electrice sau derivate din acestea se desfășoară sub influența puternică a cîmpului electric propriu al sarcinii spațiale a fazei disperse încărcate.

Considerăm că pînă acum nu s-a acordat locul cuvenit efectelor sarcinii spațiale în analiza funcționării electrofiltrelor. In rîndurile următoare ne vom opri din nou - pe scurt - asupra celor mai importante dintre efecte, în lumina rezultatelor expuse în precedentele trei capitole. Date fiind cerințele crescute față de performanțele electrofiltrelor, se acordă o atenție specială clarificării situațiilor limită care

sînt o barieră în calea ridicării eficienței echipamentelor (stingerea descărcării, emisia inversă, depunerile pe electrozii corona ș.a.).

Prezentul capitol își propune ca scopuri principale evidențierea și comentarea contribuțiilor originale, analiza critică a condițiilor de obținere a acestora, sublinierea circumstanțelor necesare pentru aplicarea lor în practică și indicarea căilor de continuare a cercetărilor care se conturează.

### 5.1. Rezultatele măsurătorilor în configurația conductor-plan

a. Sarcina spațială a descărcării corona în aer curat este cu cel puțin un ordin de mărime mai puțin concentrată decît sarcina spațială a fazei disperse din electrofiltre. Cu toate acestea, prin măsurarea distribuției curentului corona în placă, formalizată apoi în ecuația (3.2), s-a argumentat efectul său de sporire a intensității cîmpului la nivelul plăcii. (Măsurătoarea a fost indirectă, creșterea intensității cîmpului la nivelul plăcii fiind extrasă din sporirea densității de curent pe seama accelerării purtătorilor.)

b. Acest experiment introduce, ca procedee originale:

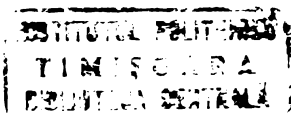
- tehnica divizării electrozului;
- utilizarea profilului Rogowski în configurația conductor-plan.

c. Cîștiguri științifice ale experimentului ar putea fi considerate:

- constatarea similitudinii descărcării corona în configurația conductor-plan pentru rapoarte  $h/r_0 = 100-400$ , prin observarea invarianței funcției de distribuție a densității curentului în placă, față de interval și tensiune și față de diametrul și temperatura conductorului, în limitele menționate în capitolul 2;

- obținerea distribuției curentului corona în placă în configurația conductor-plan și a expresiei (2.2), de aproximare a acestei distribuții pentru plaja de dimensiuni caracteristice menționate;

./.





- constatarea că lățimea efectivă a benzii de acces (primind 90% din curentul total), reprezintă o fișie de circa 2,5 h;

- evidențierea variației curentului total cu distanța dintre conductoare, în configurația două conductoare-plan, cu observația ca eficacitatea în curent nu mai sporește sensibil la o distanțare a lor de peste 2,5 h (rezultat în concordanță cu constatarea anterioară);

- invalidarea modelelor analitice care au dus la obținerea funcțiilor de distribuție exprimate de Deutsch și de Usînin, prin relațiile (1.12) și respectiv (1.13).

## 5.2. Distribuții de potențial și câmp în electrofiltrul cilindric

a. În capitolul 3, pe cale analitică, s-au studiat distribuțiile de potențial și câmp în electrofiltrul cilindric. În condiții de sarcină spațială uniform distribuită, pornind direct de la ecuația Poisson, s-au obținut o primă serie de rezultate și constatări ca:

- relația (3.5) pentru distribuția potențialului care pune în evidență modul de compunere a distribuției potențialului impus din exterior cu distribuția potențialului propriu al sarcinii spațiale, elementele care influențează fiecare din aceste distribuții în parte, ca și modul de influențare;

- relația (3.6) pentru distribuția intensității câmpului, care explicitiază modul antagonist de compunere a câmpului impus din exterior cu câmpul sarcinii spațiale în vecinătatea electrodului corona și modul cumulativ de compunere al acestora în restul zonei de transport;

- funcția  $G_2$  care permite sesizarea separației dintre zonele de compunere antagonistă și de compunere cumulativă a celor două câmpului în filtrul cilindric;

- o relație care dă poziția cercului de separație dintre cele două zone, în interacțiunea câmpului impus cu câmpul sarcinii spațiale în funcție de geometria filtrului, tensiunea aplicată și concentrația medie a sarcinii spațiale;

- evidențierea posibilității ca la reducerea sau anularea tensiunii aplicate filtrului cilindric, să se a-

jungă la reducerea, anularea sau chiar inversarea câmpului rezultat la electrodul de emisie, observația aceasta fiind punctul de pornire în explicarea corectă atât a stingerii descărcării, cât și a depunerilor pe electrozii corona;

- evidențierea uniformizării câmpului pe care o produce sarcina spațială concentrată, prin acțiunea diferențiată a câmpului său pe cele două porțiuni ale zonei de transport. Această uniformizare - observată experimental de multă vreme - validează în bună măsură ipoteza de pornire privind concentrația uniformă a sarcinii spațiale. Se pot prevedea astfel condiții relativ egale de încărcare a particulelor pe lățimea zonei de transport a filtrului cilindric,

b. Odată cu obținerea unor relații perfecționate pentru procesul de încărcare al particulelor în filtru, în § 3.2 și § 3.3, s-au mai obținut:

- forma îmbunătățită (3.19) a ecuației Poisson în care concentrația sarcinii spațiale este o funcție de poziție;

- expresia (3.20) pentru distribuția potențialului și expresia (3.21) pentru distribuția câmpului (în condiții de exprimare a concentrației de sarcină ca funcție de punct și de aproximare a valorii medii a intensității câmpului în învelișul corona și a grosimii acestuia);

- considerarea distinctă, explicită, în modelul analitic al distribuțiilor de potențial și câmp, a sarcinii spațiale libere (funcție de curent) și a sarcinii spațiale a dispersoidului;

- explicitarea în expresia distribuției câmpului a suprafeței specifice echivalente, mărime esențială pentru caracterizarea tehnologică a dispersoidului;

- expresia practică (3.22) pentru calculul intensității câmpului ca dezvoltarea în serie, ușor de programat pe calculatoare de mică capacitate;

- o concordanță acceptabilă a valorilor de câmp calculate cu formula (3.22) și a celor calculate cu formula (1.11) a lui Pauthenier, pentru dispersoizi cu suprafață specifică mare;

- expresia (3.24) a distribuției intensității câmpului ca formă particulară a expresiei (3.22) prin considerarea numai a primilor doi termeni din dezvoltare, destinată în principal calculului manual și care va servi pentru extragerea suprafeței specifice critice.

c. Dintre particularitățile modelelor analitice elaborate în capitolul 3 pentru distribuțiile de potențial și câmp și care ar putea fi considerate drept contribuții de ordin secund, enumerăm:

- utilizarea metodei variației constantelor la rezolvarea ecuației Poisson cu expresiile respective ale membrului drept;

- utilizarea unei aproximări a câmpului prin două valori medii, corespunzând învelișului corona și, respectiv, zonei de transport;

- imaginarea și aplicarea unui procedeu analitic de tip iterativ prin care, pornind de la distribuția uniformă a concentrației de sarcină, să se obțină o dependență de punct a acestei distribuții și o formă corespunzător ameliorată a ecuației Poisson;

- introducerea familiei de funcții  $G_m$ ;

- promovarea programatică a practicii ca în analiza unei probleme de câmp în electrofiltre să se separe cât mai clar comportarea celor două componente: câmpul impus și câmpul propriu al sarcinii spațiale. Abia odată precizată starea fiecărei componente, se va relua sinteza pentru analiza fenomenului în întregul său.

d. Dezvoltările analitice expuse au necesitat utilizarea simultană a unui număr relativ mare de simboluri. De aceea, menționăm aici efortul pentru:

- sistematizarea notațiilor folosite în lucrările asupra electrofiltrelor (lista de simboluri din anexa I) pe baza experienței proprii și a studierii atente a practicii din literatura de specialitate;

- clarificarea terminologiei folosite în limba română pentru noțiunile caracteristice electrofiltrelor, în fața multiplelor propuneri existente în alte limbi fiind necesare o

serie de opțiuni și adaptări [145];

- introducerea unor noțiuni noi (definire și terminologie). Acestea sînt menționate fiecare la rîndul său în paragrafele ce urmează.

### 5.3. Relații noi pentru procesul de încărcare al particulelor

a. Relația clasică (1.14) a lui Pauthenier pentru descrierea procesului de încărcare este valabilă pentru o particulă singulară și necesită cunoașterea intensității cîmpului electric din punctul în care se găsește particula. Fără a diminua însemnătatea relației, această ultimă condiție restrînge serios posibilitățile sale de utilizare practică. Resimțind această restricție, am făcut o serie de dezvoltări analitice în urma cărora cunoașterea procesului de încărcare al particulelor s-a completat cu:

- relația (3.7.a) pentru descrierea dinamicii procesului de încărcare prin bombardament ionic ținînd seama și de cîmpul propriu al sarcinii spațiale (în principal prin suprafața specifică echivalentă a dispersoidului);

- relația (3.10) pentru calcularea sarcinii limită pe particula sferică, în aceleași condiții ca mai sus;

- factorul  $\Theta$  dat prin relația (3.12), pentru calculul și comparația rapidă a caracteristicilor procesului de încărcare în prezența sarcinii spațiale a dispersoidului, cu procesul de încărcare al particulei singulare în cîmpul fără sarcină spațială;

- concordanța de foarte bună calitate a rezultatelor formulei (3.10) cu măsurătorile experimentale;

- constatarea - la comparația cu încărcarea particulei în cîmpul fără sarcină - a slăbirii procesului de încărcare, atît ca ritm, cît și ca sarcină limită, în vecinătatea electrodului corona;

- constatarea - în urma aceleiași comparații - a intensificării procesului de încărcare pe cea mai mare parte a zonei de transport.

Corolarul acestor ultime două constatări și

. . . /.

mai ales al concordanței cu experimentul, poate fi formulat prin următoarele propoziții:

- ipoteza inițială de relativă uniformitate a distribuției sarcinii spațiale a fost din nou confirmată;

- în prezența sarcinii spațiale concentrate particulele au condiții de încărcare relativ egale pe lățimea zonei de transport și pot atinge viteze de depunere sensibil mai mari decât cele imprimare doar de câmpul impus din exterior;

- suprafața specifică echivalentă a dispersoidului, fiind hotărâtoare în crearea câmpului sarcinii spațiale, este determinantă - indirect - și pentru procesul de încărcare al particulelor.

b. În toate deducțiile de mai sus s-au considerat drept creatori a sarcinii spațiale doar purtătorii lenți (particulele încărcate). În electrofiltrele industriale ponderea ionilor liberi în concentrația sarcinii spațiale este fără îndoială redusă. Cum însă deducțiile respective puteau fi discutate din punctul de vedere al rigurozității, am realizat în § 3.3 un model analitic îmbunătățit al procesului de încărcare în prezența sarcinii spațiale. Prin aceasta s-au obținut:

- reflectarea formală a participării ionilor liberi la sarcina spațială din filtru, care participare se traduce printr-o intensificare a efectelor sale deja menționate;

- expresia (3.16) pentru dinamica procesului de încărcare al particulei sferice în prezența sarcinii spațiale compuse atât din purtători lenți cât și rapizi;

- expresia (3.17) pentru sarcina limită pe particula sferică, în aceleași condiții;

- expresia (3.18) pentru distribuția concentrației sarcinii spațiale, exprimată ca funcție de punct.

Sporul de completitudine și precizie obținut în § 3.3 prin considerarea participării ionilor liberi la alcătuirea sarcinii spațiale din filtru, în afară de o oarecare complicare a expresiilor, a introdus în compensare o servitute: necesitatea precizării valorii medii a câmpului în învelișul corona, ca și a grosimii acestui înveliș (sau, în general, a unei zone apropiate de electrodul de emisie).

#### 5.4. Progrese realizate în modelarea distribuțiilor în electrofiltrul plan

a. Dintre caracteristicile căii folosite în prezenta teză pentru cercetarea distribuțiilor de potențial și câmp în electrofiltrul plan, menționăm:

- utilizarea prioritara a metodei elementului finit în modelarea distribuțiilor din electrofiltre;

- considerarea aproape exactă a formei cilindrice a electrodului de emisie, prin alegerea corespunzătoare a triangulației marginale;

- posibilitatea de a considera în model și apoi de a modifica - prin tehnica inserțiilor, specifică programelor folosite - forma oricărui dintre electrozii sistemului, cu condiția anticipării acestor modificări la crearea rețelei de calcul;

- posibilitatea de a modela foarte simplu diferite lățimi ale canalului din filtrul plan în scopuri de optimizare (vezi § 5.10.1 și figura V.3);

- utilizarea unei rețele de calcul cu densitate mărită în zonele în care se anticipează o concentrare a câmpului din electrofiltru, cu scopul obținerii unui spor global de precizie;

- utilizarea unui număr relativ mare de noduri (aplicațiile descrise nu au epuizat posibilitățile programelor realizate și ale unui calculator de mărime mijlocie), ceea ce permite obținerea unei soluții pseudo-continue;

- studierea relativ completă a interacțiunilor câmp-sarcină în filtrul plan, cu deosebire a situațiilor limită, grație posibilității de a varia ușor și independent, în scopuri de cercetare, pe de o parte concentrația sarcinii spațiale, iar pe de altă parte, tensiunea aplicată electrofiltrului;

- posibilitatea introducerii în model a concentrației de sarcină, fie cu valoare medie în întreg spațiul studiat, fie cu valoare diferită pe fiecare element finit din rețea. Acest avantaj poate fi valorificat când distribuția sarcinii se cunoaște, de pildă, din determinări experimentale. El

va mai fi folosit într-un model digital îmbunătățit al electro-  
dului plan (vezi § 5.10.2).

b. Spre deosebire de cunoașterea câmpului pe cale  
experimentală (în particular, cu ajutorul sondelor), menționăm:

- s-au putut investiga zonele critice din filtru;
- s-au putut studia distribuțiile de câmp chiar  
și pentru concentrații mari ale sarcinii spațiale;

- rezultatele nu au fost afectate de prezența  
sondei de măsură;

- se poate modifica cu ușurință geometria fil-  
trului;

- modelarea digitală este, de regulă, mai econo-  
mică și mai versatilă.

c. Față de modelarea digitală prin metode dife-  
rențelor finite (modelul lui Leutert și Böhlen) s-a obținut  
îndeosebi:

- considerarea exactă în model a formei electro-  
zilor (maleabilitate a rețelei de calcul);

- variația explicită și pe o plajă largă a con-  
centrației sarcinii spațiale, independent de tensiunea aplicată  
(fără necesitatea cunoașterii prealabile a caracteristicii ten-  
siune-curent).

#### 5.5. Explicarea procesului de stingere a descăr- cării și importanța suprafeței specifice critice

Constatarea experimentală clasică afirmă clar  
drept cauză a stingerii descărcării corona în electrofiltre su-  
prafața specifică prea mare a fazei disperse. Cu toată clarita-  
tea faptului experimental a persistat o explicație insuficient  
de fondată a fenomenului expusă în capitolul 1, bazată pe ideea  
capturării cuasi-totale a purtătorilor liberi pe suprafața par-  
ticulelor în suspensie.

a. Atît modelele analitice dezvoltate pentru fil-  
trul cilindric în capitolul 3, cît și modelarea digitală pentru  
filtrul plan, au evidențiat fără echivoc și în deplină concor-  
danță de sens, un mecanism logic al stingerii descărcării corona

în electrofiltre: dispersoidul cu suprafață specifică mare, prin acțiunea câmpului propriu, duce la scăderea intensității câmpului în învelișul corona, deci la reducerea curentului. Fără a exclude explicația lui Deutsch, reținerea purtătorilor liberi poate fi considerată o cauză secundară a reducerii curentului ce străbate electrofiltrul, capturarea tuturor purtătorilor liberi avînd loc numai în cazuri foarte rare și speciale.

b. Modelul fenomenologic propus de prezenta teză pentru fenomenul de stingere a descărcării a fost confirmat printr-o simulare experimentală a sarcinii spațiale [126], realizată de prof. Gavrilaș și colaboratorii săi. De asemenea, interpretarea corectă a observațiilor din experimentul lui Awad și Castle [134] vine clar în sprijinul modelului menționat.

c. Pentru caracterizarea și mai ales pentru eventuala predeterminare a situațiilor de stingere a descărcării, am introdus noțiunea de suprafață specifică critică, ea fiind suprafața specifică echivalentă a cărei valoare duce la scăderea intensității câmpului în înveliș pînă la valoarea de amorțire-stingere. Am dedus în acest scop o relație aproximativă valabilă pentru electrofiltrele cilindrice. Utilizarea sa este însă limitată de caracterul convențional al curentului lineic prevăzut în forma (3.25).

d. Suprafața specifică critică poate juca un rol de criteriu de comparație în optimizarea științifică a corelației dintre secțiunea și lungimea unui anumit filtru la o suprafață colectoare precizată. De aceea, se va realiza determinarea suprafeței specifice critice pentru filtrul plan, cu ajutorul algoritmului expus în § 5.10.2.

e. Pînă la realizarea algoritmului sugerat în figura 5.1, modelul digital realizat și descris în capitolul 4, permite semnalarea stingerii descărcării prin predeterminarea concentrației medii critice a sarcinii spațiale.

#### 5.6. Eliminarea cauzei depunerilor pe electrozii corona și eficiența sa economică

a. Pe baza, atît a studiilor asupra electrofiltrului cilindric, cît și a rezultatelor modelării digitale pentru filtrul plan, s-a putut vedea că efectul sarcinii spațiale



concentrate poate merge nu numai pînă la stingerea descărcării, ci pînă la anularea cîmpului la electrodul de emisie și apoi chiar la inversarea sensului său. Pe această bază, în § 4.6 s-a argumentat cum "răsturnarea" cîmpului poate genera depuneri de particule pe electrozii de emisie. Totodată, ținînd seama de inversarea "naturală" a cîmpului ce apare în momentul reducerii importante a tensiunii pe electrodul de emisie, s-a afirmat acest proces drept cauză principală a acumulărilor de particule pe electrozii de emisie.

b. Situația de inversare a cîmpului fiind ocazională frecvent de reacția reglării automate la apariția descărcărilor, a rezultat recomandarea detaliată în § 4.7 de a se lucra în regim de frecvență redusă a descărcărilor. Această recomandare care era totodată opinia - formată pe baza de experiență - a unora dintre specialiști, a căpătat acum o fundamentare logică, științifică.

c. Același mecanism considerat de prezenta lucrare drept cauză principală a depunerilor pe electrozii corona, mai permite, după cum s-a argumentat tot în § 4.6, explicarea științifică, mai completă, a calității superioare a funcționării filtrelor cu mai multe stadii alimentate electric independent.

d. Rezolvarea radicală necesită lichidarea însăși a cauzelor acestui fenomen de depuneri nedorite. Regimul de descărcări este tolerat din lipsa altui mijloc de testare a nivelului momentan al tensiunii de străpungere. De aceea, am propus realizarea unui redresor care, cu o anumită periodicitate, să intercaleze în tensiunea continuă de alimentare o supratensiune de testare, asigurînd totodată ca reactanța de scurtcircuit a sursei să fie mare pe durata acestei supratensionări.

e. Nici una din variantele soluției propuse, expuse în § 4.7, nu înseamnă renunțarea la o aliniere cît mai aproape de perfect a sistemelor de electrozi, în tot timpul serviciului. Numai în acest fel se va putea profita pe deplin de avantajele propunerii, în sensul alimentării cu o tensiune cît mai mare a filtrului. Reversul pozitiv al situației este că sistemul de alimentare propus ușurează el însuși sarcina menținerii alinierii electrozilor, prin aceea ca el poate reduce considerabil, poate chiar elimina, scuturarea electrozilor co-

rona, principala cauză în dereglarea sistemului de electrozi.

f. În cazul aplicării cu succes a alimentării cu impulsuri de testare, se poate sconta pe o certă eficiență economică. Estimarea ei, oricât de aproximativă în această etapă, poate fi utilă. Alegem pentru aceasta un interval de zece ani. Se poate estima la 100 de electrofiltre funcționând în acest interval, o economie de 30% din energia consumată de motoarele de scuturare a electrozilor corona (putere instalată medie de 4 kW/electrofiltru).

Socotind o cifră medie de 8000 de ore de funcționare continuă pe an, la 0,5 lei/kWh, rezultă 1,6 milioane lei/an, adică 16 milioane lei în zece ani. Să presupunem că, în medie la zece ani, se schimbă sistemul de electrozi corona, care costă împreună cu instalarea, circa 15.000 lei la un electrofiltru. Presupunând prelungirea la dublu a duratei de viață a acestor electrozi, rezultă o economie de 7,5 milioane lei pentru circa 20 ani, la 100 de electrofiltre, deci 3,75 milioane lei la zece ani.

Pe seama simplificării sistemului de scuturare, rezultă o economie estimată de 10.000 lei/electrofiltru, deci un milion de lei pentru toate cele 100 de instalații. În total, economiile s-au cifrat la circa 20,75 milioane lei pentru zece ani și 100 de electrofiltre.

Introducerea unui nou tip de redresor obligă, să presupunem, la circa 2,5 milioane lei cheltuieli de cercetare-dezvoltare-asimilare, după cum putem admite o creștere cu circa 10.000 mii lei a costului redresorului față de actuala construcție (3 milioane lei la circa 300 agregate de alimentare, considerând o cifră medie de 3 redresoare/electrofiltru). Sporul cheltuielilor ar fi deci de circa 5,5 milioane lei.

Compensând economiile de cheltuieli, cercetarea se amortizează în circa 1,6 ani, după care revine curat o economie anuală de circa 1,5 milioane lei, la 100 de electrofiltre în funcționare.

Toate aceste calcule sînt strict exemplificative și nu iau în considerare posibilitatea unor cîștiguri suplimentare, cum ar fi sporirea exportului, vînzarea de licențe

și know-how sau obținerea unor rezultate de tip "by-product" ale cercetării. Dintre efectele foarte importante, dar greu de prevăzut în această etapă în calcule, menționez: reducerea poluării prin îmbunătățirea funcționării electrofiltrelor, recuperarea sporită de materiale utile și reducerea dimensiunilor electrofiltrelor proiectate.

### 5.7. Asupra fenomenului de emisie inversă

Atât modelul analitic al filtrului cilindric, cât și simulările digitale pentru filtrul plan, au fost concordante în a demonstra felul cum câmpul sarcinii spațiale corectează distribuția câmpului extern, impus. Efectul de sporire a câmpului în zona de transport, deci și pe stratul depus, l-am folosit în § 4.8 în corectarea interpretării clasice acceptate pentru fenomenul emisiei inverse.

a. Principala propunere pe această linie (sugerată de prof.N.Gavrilaș și parțial presupusă recent de D.Klumpp [147]) constă într-un model fenomenologic al emisiei inverse, în care, pe lângă mecanismul bazat pe rezistivitatea de volum ridicată a stratului de praf, să fie inclus un mecanism de tipul descărcărilor în alveolele gazoase ale stratului de praf.

b. Conform celor demonstrate în prezenta teză, diferența de potențial pe strat, care produce emisia inversă este rezultatul întăririi câmpului în zona de depunere prin acțiunea sarcinii spațiale concentrate a fazei disperse cu suprafață specifică echivalentă mare.

c. Pentru un anumit dispersoid, în anumite condiții particulare de depunere, se definește și se poate determina un gradient critic de ionizare în strat.

d. Pentru o geometrie precizată de filtru plan, pentru o anumită suprafață specifică echivalentă a fazei disperse și pentru fiecare valoare a tensiunii de alimentare, se poate determina - cu ajutorul modelului digital realizat - concentrația de sarcină pentru care la nivelul plăcii se atinge gradientul critic de ionizare în masa stratului depus. (Nu s-a procedat încă la simularea acestui caz limită, deoarece nu sînt determinați asemenea gradienti critici. Am imaginat un experiment pentru asemenea determinări, măsurarea sa urînd să se facă

fără aport continuu de sarcini asupra stratului, pentru a evita efectul de condensator încărcat.)

### 5.8. Insemnătatea suprafeței specifice echivalente

a. În § 3.2 și apoi în § 3.5, am făcut o definiție a conceptului nou de suprafață specifică echivalentă a unui dispersoid. Am introdus această noțiune pentru că este singura care ne ofera o măsură a capacității unui dispersoid de a acumula sarcina electrică, adică de a influența distribuția câmpului și deci mecanismele esențiale de încărcare și transport a particulelor în electrofiltru.

Termenul de suprafață specifică se folosește în literatura de specialitate fără suficient discernământ. Anume, el este folosit atât atunci când ea este exprimată în  $m^2/m^3$ , cât și atunci când se exprimă în  $m^2/kg$ . Acest echivoc mi s-a părut relativ grav, fiind de fapt vorba de două caracterizări principial distincte ale materialului fazei disperse. Pentru a evita echivocul, am introdus în primul rând adjectivul de fază specifică volumică ( $m^2/m^3$ ), respectiv de fază specifică masică ( $m^2/kg$ ).

Spuneam că este vorba de două caracterizări principial și complet distincte, deoarece suprafața specifică masică este exclusiv o indicație asupra fineței de sfărâmare a materialului în vrac, și - mai exact - al unui material cu o anumită greutate specifică. (De reținut că greutatea specifică este complet neesențială pentru procesele electrice din filtru, la care participă particula.)

Fără să anuleze utilitatea suprafeței specifice masice și spre deosebire de aceasta, suprafața specifică volumică este o caracterizare pentru un dispersoid. Deci, ea este nu numai o indicație asupra fineței de sfărâmare (sau pulverizare), ci și asupra gradului de dispersare a materialului în agentul vehicul. Suprafața (specifică) volumică da o primă sugesție asupra felului cum se va comporta în procesul de încărcare electrică respectiva fază dispersă. Dar, pentru ca să avem la dispoziție nu doar o sugestie, ci o caracterizare cantitativă corectă, am propus introducerea suprafeței specifice volumice echivalente.

Intrunind în ea încă o caracteristică a materialului - permitivitatea dielectrică - suprafața echivalentă este, din punctul de vedere al filtrării electrice, cea mai completă caracterizare a unui anumit dispersoid realizat din acel material. Ea este valabilă nu numai pentru o anumită curbă granulometrică a materialului fărâmițat, ci și pentru un anumit grad de dispersare a materialului pulverulent, adică pentru o anumită secțiune activă de filtru. În felul acesta, ea încetează de a mai fi o caracterizare exclusiv pentru dispersoid, ci obligă la o precizare constructivă esențială asupra utilajului de filtrare. La rândul ei, ea permite introducerea noțiunii de suprafață specifică critică; asupra importanței deosebite a acesteia am insistat într-unul din paragrafele precedente.

Am menționat deja în § 1.3.2 o primă recunoaștere în literatura de specialitate a importanței suprafeței, chiar dacă se producea fără o înțelegere corectă a procesului [134]. În paralel, E. Bakke [137] observă însemnătatea constantei dielectrice a materialului particulei. El furnizează în acest sens un calcul convingător: pentru realizarea unei derive de 15 cm o particulă cu diametrul de  $1 \mu\text{m}$  necesită 6,3 secunde (5,7 m parcursi, din lungimea filtrului), dacă este constituită din material cu  $\epsilon_r = 78$  (apă); aceeași derivă este realizată în condiții identice, în abia 12 secunde (11 m în lungul filtrului), de o particulă de același diametru; dar cu  $\epsilon_r = 2$  (toluen). Astfel, suprafața echivalentă este singura mărime care permite o comparație corectă, științifică, între electrofiltre conținând prafuri de natură sau granulație diferită, dar dintr-un același punct de vedere: al solicitării cu praf.

b. Acestea toate sînt argumente cu care pledez pentru introducerea suprafeței specifice echivalente ca mărime pentru caracterizarea tehnologică a unui dispersoid. Apr ciez că ea va fi realmente utilă în activități de cercetare, proiectare, ori expertiză. Totodată însă, permitivitatea dielectrică a materialului particulei, rareori cercetată, își va cere pe viitor atenția meritată. Laboratoarele se cuvin echipate pentru măsurarea ei și se vor pune la punct procedee pentru aceasta. Fișele de caracterizare a prafurilor ca și temele de proiectare vor trebui completate și cu constanta dielectrică a unei disperse.

Sper ca toate acestea să se întruchipeze cu timpul ca o consecință organizatorică a cercetării de față. Deocamdată, suprafața echivalentă a fost larg folosită în modelele analitice dezvoltate în capitolul 3.

### 5.9. Asupra distribuției densității de sarcină

Este de la sine înțeles că în secțiunea electrofiltrelor cu un singur stadiu, sarcina spațială este distribuită neuniform. Dar, atât dezvoltările analitice din capitolul 3, cât și simularea digitală prezentată în capitolul 4, au implicat în această etapă distribuția uniformă a sarcinii spațiale, iar rezultatele obținute sînt tributare acestei ipoteze de lucru. Cu toate acestea, apreciez considerarea uniformității sarcinii spațiale ca o etapă justificată și utilă,

a. După cum am mai menționat, regimul turbulent de curgere, ce caracterizează funcționarea electrofiltrelor industriale (spre deosebire de filtrele de laborator), constituie principala sursă de uniformizare a distribuției sarcinii spațiale.

b. Al doilea factor, care acționează tot în direcția producerii unor circulații locale, de amestecare a gazelor, îl reprezintă vîntul electric. Practic, toate electrofiltrele industriale folosesc ca sursă de ionizare, descărcarea coroana negativă, care nu se desfășoară cu intensitate egal distribuită pe lungimea conductorului. Mai întîi apare o descărcare punctiformă și, chiar după generalizarea ei, punctele de descărcare intensă sînt distincte. Aceste puncte sînt principalele surse ale vîntului electric și datorită lor, circuitele provocate de vîntul electric se pot închide. (În filtrul cilindric, închiderea se produce numai în planuri axiale. Producerea de către vîntul electric a unor circulații locale de gaz conținute în secțiunea transversală ar fi posibilă în filtrul cilindric numai în cazul unor conductoare cu înveliș corona nesimetric; conductoare cu tijă, stelate etc. Frecvența de întrebuintare a electrozilor nerotunzi în electrofiltrele cilindrice este însă extrem de redusă.) Străbătînd zone cu intensități ale cîmpului electric sensibil diferite, mișcările locale ale gazului contribuie la uniformizarea repartiției sarcinii.

Geometria filtrului plan cu un singur stadiu,

. . . /.

permite ca vîntul electric să se producă foarte bine în plane horizontale. În filtrul plan, există însă mișcări ale vîntului electric și în plane verticale ce conțin conductorul coronat, datorită caracterului fragmentar al învelișului corona, cu puncte de intensitate marcantă, indiferent de tipul electrodului de emisie. Mai mult decît atît, în filtrele plane instalarea de conductoare cu vîrfuri, țepi etc., are o frecvență sensibil mai mare decît a conductoarelor cu secțiune constantă. (Acesta este și cazul electrofiltrelor construite în RSR, la care electrozii ISODYN sînt mai frecvenți decît electrozii tip STERN.) Asemenea electrozi cu țepi favorizează prin însăși construcția lor apariția netă a vîntului electric și în plane ce nu sînt horizontale. Din toate aceste motive apreciez că aportul adus de vîntul electric la uniformizarea distribuției sarcinii spațiale din filtrul plan este sensibil mai mare decît în filtrul cilindric.

c. Studiile dezvoltate în capitolele 3 și 4, au arătat cu multă pregnanță cum cîmpul propriu al sarcinii spațiale are și el o pronunțată tendință de uniformizare a cîmpului puternic neuniform impus din exterior. În acest fel, procesul de încărcare al particulelor are condiții relativ egale de desfășurare în cea mai mare parte a secțiunii electrofiltrului și deci există premisele afirmării unei sarcini spațiale relativ uniforme. Această tendință este cu atît mai puternică la sarcini spațiale concentrate, adică tocmai la prafurile fine din electrofiltrele puternic solicitate. Ori, acestea sînt, în fond, obiectivul cel mai mult atacat de știința actuală a purificării electrice a gazelor.

Dacă toate aceste trei grupe de motive au justificat - după părerea mea - acceptarea în primă instanță a sarcinii spațiale cu distribuție uniformă, rezultatele obținute în urma acestor modelări, au fost, la rîndul lor, într-atîta de clare, încît să justifice și prin ele însele ipoteza pusă aici în discuție.

## 5.10. Realizări recente și perspective

5.10.1. Studii asupra electrofiltrului cu canal  
Fig. Cu ajutorul modelului digital realizat, am inițiat o cercetare în beneficiul ICPEI (indirect, al CIGM-Bistrița), în care profilul electrozilor este conform cu fabricația actuală din țară (ISODYN B5 și CSH2). Cercetarea este orientată către asimi-

larea filtrului "cu canal larg". In prima etapă, se intenționează obținerea, prin modelarea digitală a câmpului, de recomandări privind lărgimea optimă a canalului, în condițiile folosirii în continuare a actualului agregat de redresare de 70 kV și a actualelor profile de electrozi. Pentru aceasta, datele s-au pregătit într-un fel care să permită considerarea mai multor lărgimi de canal cu același pachet de date (vezi figura V.3).

Ulterior, același tip de studiu se va relua pentru tensiunea de alimentare majorată de 106 kV, a agregatului în curs de proiectare la întreprinderea Electrotehnica-București.

Pe aceeași aplicație intenționez apoi determinarea concentrației critice a sarcinii spațiale. In această problemă, dificultatea s-a mutat de la rezolvarea câmpului, care a devenit o chestiune de rutină, la cunoașterea intensității de amorsare-stingere a descărcării. Este vorba de intensitatea de amorsare la electrozii de secțiune dreptunghiulară aplatizată (pentru ISODYN B5) sau de secțiune stelată pentru electrozii "Fe-Stern", pentru fiecare distanță dorită între electrozii CSH2 paraleli. Pentru aceasta, simularea trebuie corelată strâns cu experimentul. Pentru fiecare din lărgimile de canal dorite, se poate determina experimental momentul aproximativ al amorsării, exprimat însă prin tensiune și nu prin intensitatea câmpului, cum este nevoie. Atunci se va simula digital repartiția câmpului pentru acea tensiune de amorsare și pentru aceeași geometrie a sistemului de electrozi și se va putea astfel cunoaște ce intensitate a câmpului a existat în dreptul muchiilor electrodului în momentul amorsării. Este posibil ca distanța dintre electrozii de depunere, chiar și forma profilelor de emisie să nu prezinte o influență prea mare asupra intensității critice a câmpului, dar această cercetare corelată, experimentală și de simulare, este absolut necesară cu caracter de verificare, cel puțin.

#### 5.1c.2. Determinarea repartiției neuniforme a sarcinii spațiale și a suprafeței specifice critice pentru filtrul plan

a. După cum am mai spus, în actualul model digital, se poate introduce o repartiție neuniformă a densității



sarcinii spațiale. Pentru a determina nu numai distribuția potențialului și eventual câmpul, voi trece la realizarea unui model digital perfecționat, pentru cunoașterea distribuției sarcinii spațiale. În acest scop se va utiliza algoritmul de principiu indicat în figura 5.1. Pe scurt, ideea acestui algoritm este următoarea: pornind (pentru comoditate) cu o valoare medie, uniform distribuită, a densității de sarcină pe tot domeniul, se va calcula distribuția potențialului (până aici fiind vorba de algoritmul existent); pe această bază se va calcula distribuția intensității câmpului, în valoare absolută, pentru fiecare subdomeniu elementar (ceea ce până acum s-a făcut numai pe trasee dinainte stabilite și paralele cu axele de coordonate); folosind relația lui Pauthenier și cunoscând câmpul, se va calcula astfel densitatea medie de sarcină pe fiecare subdomeniu elementar; în felul acesta va rezulta o distribuție a sarcinii corectată, bază de plecare pentru o nouă iterație; verificarea convergenței se va face, evident, după valorile de potențial, ca fiind cele mai sensibile la modificarea distribuției de sarcină; regimul stabilizat va furniza în acest fel distribuția neuniformă a sarcinii spațiale.

b. În relația lui Pauthenier adoptată pentru calculul concentrației sarcinii pe particule, se va introduce de fapt suprafața specifică echivalentă. Cu acest algoritm se va putea face un pas important față de determinarea concentrației critice medii a sarcinii spațiale, posibilă cu actualul algoritm; determinarea suprafeței critice pentru o anumită tensiune și geometrie a filtrului plan. Această realizare deosebită ar putea transforma modelarea digitală a câmpului în electrofiltre, dintr-o preocupare limitat științifică, într-un instrument curent de lucru pentru proiectare.

c. Dat fiind că algoritmul propus are ca sarcină rezolvarea unei probleme neliniare, în sens matematic, sînt necesare în prealabil demonstrarea convergenței algoritmului și punerea la punct a unor procedee iterative rapide.

5.10.3. Spre un model matematic complet al funcționării electrofiltrelor. Algoritmul propus în rîndurile de mai sus, va fi primul mare salt calitativ către un model digital al electrofiltrului, mult mai fidel față de complexitatea fenomenelor fizice din acest echipament. Odată cu realizarea sa,

ecuația Poisson, ca bază a modelelor matematice acceptate pînă acum va putea fi apreciată ca o etapă necesară, dar care trebuie depășită.

Pentru realizarea unui model matematic care să reflecte corespunzător procesul de filtrare, este necesară scrierea sistemului de ecuații diferențiale în care variabilă sa fie nu numai potențialul, ci însăși concentrația de particule. Condițiile de frontieră vor trebui gîndite nu numai asupra potențialului, ci și asupra concentrației de particule. Modelînd în acest fel distribuția concentrației de particule, se va putea, pentru prima dată, obține pe cale digitală, concentrația de particule la ieșirea din filtru - deci eficiența - pentru o anumită concentrație de particule la intrare, o anumită tensiune și o anumită geometrie de filtru.

Pentru completitudinea modelului se va introduce, complementar, modelul vîntului electric (pentru care există deja primele realizări ca model matematic și date asupra simulărilor digitale [116], corecții care să țină seama de turbulență, precum și condiții de frontieră asupra concentrației de particule care să țină seama de reantrenare. Pentru o mai corectă reflectare a procesului de încărcare, nu se va mai recurge doar la sarcina limită, ci ecuațiile vor conține și variabila timp.

Evident, așa cum spuneam și în capitolul 1, pe un asemenea drum lung al progresului cunoașterii, simularea digitală trebuie să meargă în paralel, corelat, cu cercetarea experimentală, sprijinindu-se una pe alta.

5.10.4. Vizualizarea suprafețelor de potențial.  
Ca o ultimă propunere în perfecționarea cercetărilor prin simulare a interacțiunilor cîmp-sarcină din electrofiltre, menționez reprezentarea tridimensională, în perspectivă, cu corecție sferică, a suprafețelor de potențial electric pe domeniile de calcul, prin desenarea automată cu ajutorul graph-plotter-ului. Acest mod de reprezentare a rezultatelor este mult mai sugestiv, fără să dispară însă utilitatea tabelelor de valori. Cu ajutorul său, schimbarea unor parametri, cum ar fi de pildă tensiunea aplicată la electrozi, distanța între electrozi, dar mai ales modificarea concentrației de sarcină impuse vor fi foarte

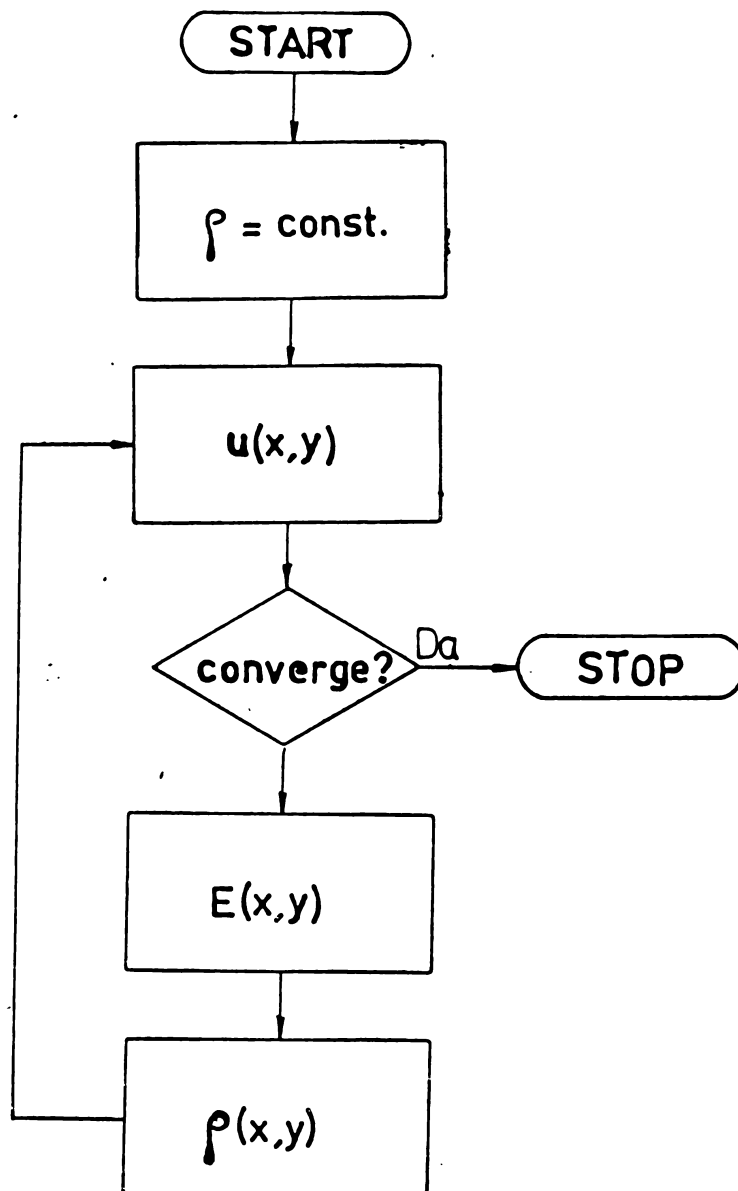


Fig. 5.1

ușor și global sesizabile cu ochiul liber. (Acest pas va fi realizat în viitorul apropiat, ca sub sarcină contractuală cu ICPET, cu ajutorul pachetului de programe GISOL, în curs de testare la ICPE.)

B I B L I O G R A F I E  
\*\*\*\*\*

1. TOWNSEND J.S.: Electricity in Gases. Oxford Univ. Press, 1915
2. ARENDT P., KALLMANN H.: Über den Mechanismus der Aufladung von Nebelteilchen. Zeitschrift für Physik, 35 (1926), p. 421.
3. LADENBURG R.: Untersuchungen über die physikalische Vorgänge bei der sogenannten elektrischen Gasreinigung. Annalen der Physik, 1930, nr. 4, p. 363.
4. PAUTHENIER M., MOREAU-HANOT M.: La charge des particules sphériques dans un champ ionisé. J. de Physique et de Radium, tome 3 (1932), p. 590.
5. DEUTSCH W.: Über die Dichteverteilung unipolarer Ionenströme. Annalen der Physik, 16 (1933), nr. 5, p. 538.
6. DEUTSCH W.: Über die Koronaströmung in den Elektrofiltern. Physikalische Zeitschrift, 34 (1933), p. 440.
7. PAUTHENIER M., MOREAU-HANOT M.: Etouffement de la décharge couronne en milieu trouble. J. de Physique et de Radium, tome 6 (1935), p. 257.
8. LOEB L.B.: Fundamental Processes of Electrical Discharges in Gases. Willey & Sons, 1939.
9. ЛАПКОВ Н.А.: Коронный разряд и его применение в электро-фильтрах. Гостехиздат, Москва, 1947.
10. ЛАПКОВ Н.А.: Физика электрических разрядов в газах и в высоком вакууме. Электричество, 1949, nr. 1, p. 17.
11. ПОПКОВ В.И.: К теориям униполярной короны постоянного тока. Ibidem, o. 33.

12. ŠNEBERSON B.L.: Električeskaja očistka gazov. Metallurgizdat, Moskva, 1950.
13. KOLLER L.R., FREMONT H.A.: Negative Wire Corona at High Temperature and Pressure. J. of Appl. Phys., 21 (1950), aug., p. 741.
14. KAPOV N.A.: Električeskie javlenija v gazah i vakuume. Gos. izd. tehn.-teor. liter., Moskva, 1950.
15. ŽEBROVSKI S.I.: Elektrofil'try. Gosenergoizdat, Moskva, 1950.
16. WHITE H.J.: A Pulse Method for Supplying High-Voltage Power for Electrostatic Precipitation. Trans. Am. Inst. Elec. Engrs., Commun. Electron., 71 (1952), part I, p. 326.
17. MEEK J.M., CRAGGS J.D.: Electrical Breakdown in Gases. Butterworths, London, 1953.
18. POPKOV V.I.: K teorij koronnogo razrjada v gaze pri postojannom naprjaženij. Izv. Akad. Nauk SSSR, 1953, nr.5, p. 664
19. KUČERUK V.V.: Očistka ot pyli ventil'jacionnyh i promyšlennyh vybrosov v atmosferu. Gostehizdat, Moskva, 1955.
20. LOEB L.B.: Basic Processes of Gaseous Electronics. Univ. of California Press, Berkeley, 1955.
21. OLOFINSKI N.F.: Metode electrice de seșarare. Trad. IDT, 1955.
22. DUPUY J.: La détermination des relations tension-courant dans les systèmes ionisants simples. C. R. Acad. Sci., 242 (1956), p. 2309.
23. COOPERMAN P.: A New Technique for the Measurement of Corona Field Strength and Current Density in Electrical Precipitation. Trans. AIEE, part I, 1956, p. 64.
24. ROSE H.E., WOOD A.J.: An introduction to electrostatic precipitation theory and practice. Constable, London, 1956.
25. DUPUY J.: La détermination du champ ionisé dans quelques systèmes simples. C. R. Acad. Sci., 242 (1956), p. 1140.
26. PENNEY G.W., MATTECA R.E.: A Probe Method for Measuring Potentials in DC Corona. Trans. AIEE, 65 (1957), citaji de White [48].
27. SYSOEV M.I.: Izmerenie naprjažjonnosti električeskogo polja metodom vspomogatel'nogo elektroda. Električestvo, 1953, nr. 7, p. 11.
28. SCHEIDEL C., EISHOLD H.: A Contribution to the Theory of the Flue Dust Removal in the Electro-Precipitation. Trad. dužã ETZ-A, 72 (1953), nr. 24, p. 11.

29. LAGARIAS J.S.: Field-Strength Measurement in Parallel-Plate Precipitators. Trans. AIEE, part I, 70 (1959), p. 427.
30. PENNEY G.V., MATTICK R.E.: Potentials in DC Corona Fields. Ibidem, 79 (1960), p. 91.
31. LAGARIAS J.S.: Discharge Electrodes and Electrostatic Precipitation. J. Air Poll. Contr. Assoc., 10 (1960), aug., p. 271.
32. SPROULL W.T.: Laboratory Wind Tunnel and Model Studies to Improve Gas Velocity Distribution in Cottrell Precipitators. Ibidem, p. 307.
33. COOPERMAN P.: A Theory for Space-Charge-Limited Currents with Application to Electrical Precipitation. Ibidem, p. 47.
34. BRANDT H.: Entwicklungsstand der Elektrofilter für Rauchgase. Technische Überwachung, 1960, nr. 5, p. 177.
35. DZOANH NGUYEN-TRINH: Etouffement de la contre-émission dans l'air comprimé. Application aux générateurs de haute tension et aux électrofiltres. C.R. Acad. Sci., tome 250 (1960), nr. 6, p. 1001 și nr. 10, p. 1011.
36. PAUTHENIER M.: Quelques difficultés de la purification électrique des gaz. Progrès récentes dans la connaissance théorique de la contre-émission. Bull. S.F.E., serie 8, tome I (1960), nr. 12, p. 214.
37. GORDON G.M., PEISANOV I.L.: Kontrol' pyleulovitel'nyh ustanovok. Metallurgizdat, Moskva, 1961.
38. LEOPOLD A.: Desprăfuirea electrostatică a gazelor emise de fabricile de ciment. Rev. constr. și mater. de constr., 1961, nr. 11.
39. HEINRICH D.O.: Study on Electro-Precipitator Performance in Relation to Particle Size Distribution, Level of Collection, Efficiency and Power. Trans. Inst. Chem. Engrs., 39 (1961), p. 145.
40. UŽOV V.N.: Očistka promyšlennyh gazov elektrofil'trami. Goshimizdat, Moskva, 1962.
41. RADULET R., AVRAMESCU A.: Zona de transport în problemele dimensionării filtrelor electrice. Studii și cerc. de energetică și electrotehnică, tom 12 (1962), A, nr. 1.
42. HEINRICH D.O.: Über die Abreinigung der Niederschlags Elektroden von Elektrofiltern. Staub-Reinhaltung der Luft, 22(1962), nr. 9-10, p. 361.

43. WINKEL A., SCHÜTZ A.: Elektrische Abscheidung feindisperser Eisenoxidstäube bei höheren Temperaturen unter besonderer Berücksichtigung des Elektrischen Staubwiderstandes. *Ibidem*, p. 343.
44. MASUDA S.: Effects of Temperature and Humidity on the Apparent Conductivity of High Resistivity Dust. *Electrotechnical Journal of Japan*, 7 (1962), nr. 3, p. 103.
45. KORALLON M., MORAWSKI Cz.: Nowa wielkość pomiarowa w automatyzacji odpylaczy elektrostatycznych. *Pomiary, automatyka, kontrola*, 8 (1962), nr. 11, p. 523.
46. SCHLIDEL C.: Elektrofilter in der Industrie. *Bull. ASE*, 54 (1963), nr. 10, p. 359.
47. SPRICOLL W.T.: Corona-quenching - Its Significance in Electrical Precipitation, *J. Air Poll. Control Assoc.*, 13 (1963), nr. 12, p. 617.
48. WHITE H.J.: *Industrial Electrostatic Precipitation*. Addison-Wesley, 1963.
49. GÜPNER O.: Richtungen und Möglichkeiten der Entwicklung der klassischen elektrischen Entstäubers. *Staub*, 23 (1963), nr. 11, p. 473.
50. FAITH W.L.: Economics of Air Pollution Effects versus Cost of Control. *J. Air Poll. Control Assoc.*, 13 (1963), nr. 3, p. 363.
51. FINTESCU D., ZARONI R. g.a.: Echipamente electrice pentru electrofiltre. *Electrotehnica*, 11 (1963), nr. 9, p. 333.
52. FINTESCU D., ZARONI R.: Echipament de automatizare pentru electrofiltre. *Probleme de automatizare*, vol. IV, Ed. Academiei RPR, 1963, p. 39.
53. KRUEGER D.: Gas Cleaning in Iron and Steel Works. *Blast Furnace and Steel Plant*, May and June, 1964.
54. KOGLIN W.: Entstaubung mit Elektrofiltern. *Aufbereitungstechnik*, 1964, nr. 11, p. 530.
55. RAETHLEN R.: *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*. Butterworths, London, 1964.
56. LOEB L.B.: *Electrical Coronas: Their Basic Physical Mechanism*. Univ. of California Press, Berkeley, 1965.
57. POPKOV V.I.: Osobennosti koronnogo razrjada pri vysokom naprjazhjonnosti polja. *Izv. ANSSSR - Energetika i transport*, 1966, nr. 3, p. 91.
58. LEVITOV V.I., TRACILIKOV V.N.: Elektricheskie charakteristiki nekotoryh koronirujuščih elektrodov elektrofil'trov.

- Ibidem, p. 91.
59. WATSON A.S., FLANAGAN B.P., BLECHER A.J.: Pilot Plant Testing as an Aid to Evaluating Precipitator Performance. Inst. Elect. Engrs. London Colloquium, febr. 1965.
  60. DRENNING J.W., THOMAS J.B.: Precipitator Voltage Control. U.S. Patent nr. 3443353, 1965.
  61. LUTINSKY J.: Despráfuirea electrică a gazelor. Trad. după Elektrostatische Odpylenie Gazow. WNT, Vargovia, 1965.
  62. x x x Improving the Efficiency of Electrostatic Precipitators. Electrical Review, 26 febr. 1965.
  63. SPROULL W.: Fundamentals of Electrode Rapping in Industrial Electrical Precipitators. J. Air Poll. Control Assoc., 15 (1965), nr. 2, p. 50.
  64. KATZ J.: The Effective Collection of Fly Ash at Pulverised Coal-Fired Plants. J. Air Poll. Control Assoc., 15 (1965), nr. 11, p. 525.
  65. MAKSIMOV V.K.: Vysokovol'tnyj generator prjamougol'nyh periodičeskich impul'sov dlja izučenijsa koronnogo razrjada. Trudy Mosk. Energ. Inst., Tehn. Vys. Naprjaz., vypusk 64 (1965), p. 245.
  66. PAŠIN M.M.: Zarjad provodjaščego ellipsoida, nahodjaščegosja v električeskom pole s objomnym zarjadom. Ibidem, p. 233.
  67. LEVITOV V.I., TRAVČENKO V.N.: K voprosu o predel'nyh električeskich parametroh elektrofil'trov. Izv. ANSSSR - Energetika i transport, 1966, nr. 1, p. 25.
  68. TRAVČENKO V.N., LEVITOV V.I.: O vlijanij struktury čehla otricatel'noj kotony na proboj. Ibidem, nr. 3, p. 18.
  69. USYNIN G.F.: Rasčiot polja i harakteristik unipoljarnogo koronnogo razrjada postojannogo toka. Ibidem, nr. 4, p. 56.
  70. LEVITOV V.I., TRAVČENKO V.N.: O vlijanij formy koronnogo elektroda na skorost' drejfa aerazol'nyh čiastic v elektrofil'trah. Ibidem, nr. 4, p. 76.
  71. STRAŠKVIČI A.M.: Elektronnaja optika elektrostatičeskich sistem. Energia, Moskva, 1966.
  72. EISHOLD H.: A Measuring Device for Determining the Specific Electrical Resistance of Dust. Dupá Staub, 26 (1966), nr. 1, p. 14.
  73. PROKOPOVIČI L.I.: Raspredelenie plotnosti toka pri koronnom razrjade meždu ostriem i ploskost'. Jurnal tehničeskoj



74. NIGHTT E.T.: Particle-charge magnitudes in electrostatic precipitation. Proc. IEE, 114 (1967), p. 1325.
75. LÜTHI J.S.: Grundlagen zur elektrostatischen Abscheidung von hochohmigen Stäube. Dissertation, E.T.H. Zürich, 1967.
76. MATVEEV K.K., OSTROUMOV G.A.: K voprosu o termodinamike električeskogo vetra ot koronirujuščego ostrija. Elektronnaja obrabotka materjalov, 1967, nr. 3, p. 41.
77. SIMLE C.C.: Progress in high-temperature electrostatic precipitation. J. Air Poll. Control Assoc., 17 (1967), nr. 3.
78. ČINJAN I.G., BANTALV S.A.: Metodika izmerenija raspredelenija potenciala v zone koronnogo razrjada. Akad. Kazak. SSR, Trudy respubl. konf. jadern. fiz., 1967, p. 205.
79. ČINJAN I.G., BANTALV S.A.: Eksperimental'noe issledovanie koronnogo razrjada na tonkih provolokah. Izv. AN Kazak. SSR, 1967, nr. 6, p. 72.
80. ROBINSON M.: Electric Wind Turbulence in Electrostatic Precipitation. J. Air Poll. Control Assoc., 17 (1967), nr. 9.
81. PERNEY G.: Electrostatic Precipitation Studies at Carnegie Institute of Technology. J. Air Poll. Control Assoc., 17 (1967), nr. 9.
82. APONTINA M.G.: Püti intensivacij koronnogo razrjada v elektrofil'trah pri povyššionnom davlenii. Promyšlennaja energetika, 1967, nr. 12, p. 32.
83. SCHÜLLER H., STEINBAUER W.: Spannungsumsetzanlagen zur Speisung von Elektrofiltern. Siemens-Zeitschrift, 41 (1967), nr. 2, p. 146.
84. SCHÜLLER H., MÜST W.: Der Einfluss von Kohleart, Messelfahrweise und Filterbetrieb auf die Wirkungsweise von Rauchgaselktrofiltern. Energietechnik, 1967, nr. 3, p. 51.
85. GUSHO Y.: Characteristics of the Electrostatic Probe. Electr. Engn. in Japan (JIEE), 37 (1967), nr. 6, p. 51.
86. GUSHO Y.: Measurement of Potential Distribution in Discharge Gaps by the Electrostatic Probes. Ibidem, p. 62.
87. GUSHO Y.: Effect of Electric Field on the Natural Vibration Frequency of Electrostatic Probes. Ibidem, nr. 3, p. 29.
88. VLAŠČIAGIN I.P.: Soprotivlenie sredy dviženiju častic. Doklady naučino-tehničeskoj konferencii po itogam naučino-issledovatel'skih rabot za 1966-1967 gg; Sekcia elektroenergetičeskaja, podsekcija Tehnika vysokin naprjaženij, p. 152.
89. VLAŠČIAGIN I.P., PAŠIN M.M.: Issledovanie dviženija sferičes-

90. PAŠIN M.M.: Issledovanie dviženija čišćic aerazolej v pole koronnogo razrjada metodom registracii traektorij. Ibidem, p. 175.
91. MAKSIMOV B.K.: Zarjadka čiastic v električeskom pole periodičeskogo impul'snogo koronnogo razrjada. Ibidem, p. 195.
92. VOROBJOV P.V.: Metodika issledovanija effektivnosti raboty ustrojstv dlja zarjadki aerazolej. Ibidem, p. 212.
93. GÜPNER O.: Problematik der Abgasentstaubung von Wärme-tauscheröfen aus der Sicht des Elektrofiltersbaues. Zement, Kalk, Gips, 1968, nr. 5.
94. BLAIR D.T.A., TEDFORD D.J.: A demountable apparatus for electrical discharge studies at pressures from  $10^{-3}$  torr to 4 atm, at up to 300 kV. Vacuum, 1963, nr. 5.
95. CATURJAN A.N.: Vlijanie temperatury koronirujuščego elektroda na harakteristiki korony. Izv. VUZ, Fizika, 1963, nr. 6.
96. BAKTAEV S.A.: O temperaturnoj zavisimosti harakteristiki koronnogo razrjada na tonkih provolokah. Izv. AN Kaz. SSR, 1963, nr. 6, p. 5.
97. PALKIN L.N.: Rol' sil trenija i inercii pri dviženii čišćic v pole unipoljarnoj korony. Izv. VUZ, Energetika, 1963, nr. 3, p. 33.
98. LIVŠIC M.N., SADOVSAIJ F.T.: Elektronno-ionnaja očistka vozduha ot pyli v promyšlennosti stroitel'nyh materialov. GIS, Moskva, 1963.
99. VEREŠČIAGIN I.P.: Soprotivlenie sredy dviženiju čišćic. Trudy Moskovskogo Energetičeskogo Instituta, Tehnika Vysokih Naprjazenii, vypusk 70, 1963, p. 5.
100. MIRZABEKJAN G.Z.: K voprosu o zarjadke ellipsoidal'nyh čišćic v električeskom pole s prostrannstvennym zarjadom. Ibidem, p. 51.
101. MAKSIMOV B.K.: Issledovanie otricatel'noj impul'snoj korony v cilindričeskom kondensatore. Ibidem, p. 73.
102. TANASESCU FL.: Contribuții la studiul măsurării unor fenomene caracteristice în tehnica descărcărilor parțiale. Teză de doctorat, Inst. Politehnic Iași, 1960.
103. MARODE E.G., SULKONENI J.: Comparaison des phénomènes de décharge couronne positive en tension continue et en tension impulsionnelle. Comptes Rendues Acad. Sci.,

104. GAVRILAS N., SLANINA M.: Analiza funcționării elect. filtrelor la Fabrica de ciment Bicsz. Inst. Politehnic Iagi, Cat. Electroenergetică, lucrare contractuală, 1961.
105. VUHUU Q., COMSA R.: Influence of gap length on wire-plane corona. IEEE Trans., PAS-88 (1969), nr. 10, p. 1462.
106. SARMA M.P., JANISCHEWSKYJ V.: D.C. corona on smooth conductors in air. Proc. IEE, 116 (1969), nr. 1, p. 161.
107. SHALE C.C., HILDEN J.H.: The Role of Wire Size in Negative Electrical Discharge at High Temperature. IEEE Trans., Ind. & Gen. Appl., 1969, nr. 1, p. 34.
108. DRAGAN G.: Contribution à l'étude de l'effet de couronne bipolaire de courant continu. Rev. Roum. Sci. Techn., Electrotech. et Energ., 14 (1969), nr. 3, p. 345.
109. RUSANOV A.A., URBAN I.I., ANASTASJADI A.P.: Očistka dymovyh gazov v energetike. Energia, Moskva, 1969.
110. VEREŠČIAGIN I.P., BABAŠKIN V.A.: Izmerenie naprjažionnosti polja koronnogo razrjada metodom probnogo tela. Doklady naučno-tekničeskoj konferencii Moskovskogo Energetičeskogo Instituta, 1969, p. 136.
111. MIRZABENJAN G.Z., MAKALSKI N.M.: Eksperimental'noe issledovanie zakona zarjadki čistič submikronnyh v pole s prostanstvennym zarjadom. Ibidem, p. 119.
112. SARMA M.P., JANISCHEWSKYJ V.: Analysis of Corona Losses on DC Transmission Lines. Part I: Unipolar Lines. IEEE Trans., PAS-88 (1969), nr. 5, p. 713.
113. MASUDA S., FUJIBAYASHI K.: Elektrodynamisches Verhalten aufgeladener Aerosolteilchen in inhomogenen Wechselfeldern und seine Anwendungsmöglichkeiten in der Staubtechnik. Internationale Staubtagung, Bonn, 1970.
114. DRAGAN G.: Sur l'effet couronne de courant continu dans le cas de deux conducteurs parallèles. Rev. Roum. Sci. Techn. Electrotech. et Energ., 15 (1970), nr. 2, p. 203.
115. ROBINSON M.: Electrostatic Precipitation. In volumul "Air Pollution Control", Strauss W. editor, Wiley-Interscience, 1971.
116. SOO S.L.: Dynamics of charged suspensions. In: International Reviews in Aerosol Physics and Chemistry, vol 2, (Topics in current aerosol research, editat de G. . Hidy), 1971.
117. NASSEK E.: Fundamentals of Gaseous Ionisation and Plasma

- Electronics. Wiley-Interscience, 1971.
113. LEUTERT G., LÖHLEN B.: Der räumliche Verlauf von elektrischer Feldstärke und Raumladungsdichte im Platten-Elektrofilters. Staub, 32 (1972), p. 297.
  119. DRAGAN G., SLANINA M.: Distribuția curentului corona în configurația conductor-plan. Lucrările celei de a III-a Conferințe a electricienilor din România, secția V, 1972.
  120. KOENIG H.E., COOPER W.E, FALVEY J.M.: Engineering for ecological, sociological and economic compatibility. 1972 Trans. on man systems and cybernetics, SMC-2 (1972), nr. 3, p. 319.
  121. KOENIG H.E., TUMMALA R.L.: Principles of ecosystem design and management. Ibidem, nr. 4, p. 449.
  122. DRAGAN G., UNGUREANU M.: The electric field of the transmission line conductors under the influence of space charge. Rev. Roum. Sci. Tehn., Electroteh. et Energ., 18 (1973), nr. 3, p. 427.
  123. GUTMANIS I.: Environmental Implications of Economic Growth in the United States, 1970 to 2000: An Input-Output Analysis. IEEE Trans., SMC-3 (1973), nr. 6, p. 563.
  124. YANAGISAWA S.: Air Quality Standards, National and International. J. Air Poll. Control Assoc., 23 (1973), nr. 11, p. 945.
  125. Mc LEAN R.J., RUEY R.M.: Influence of electric field on the resistivity of a particulate layer. Proc. IEE, 121 (1974), p. 76.
  126. CAVAILAS N., OLAN R., CUSA M., DUDICI-RUSCIOR M.: Influența ecranelor poroase asupra descărcării corona în sistemul de electrozi conductor-plan. Bul. Inst. Politehnic Iași, 20 (1974), fasc. 3-4, p. 37.
  127. TASSICHER O.J.: Boundary probe for measurements of current density and electric-field strength - with special reference to ionised gases. Proc. IEE, 121 (1974), nr. 3, p. 213.
  128. DRAGANESCU M.: Muncă și economie. Ed. Politică, București, 1974.
  129. WHITE H.J.: Role of Electrostatic Precipitators in Particulate Control: A Retrospective and Prospective View. J. Air Poll. Control Assoc., 25 (1975), nr. 2, p. 102.

130. GOOCH J.P., FRANCIS N.L.: A Theoretically Based Mathematical Model for Calculation of Electrostatic Precipitator Performance. *Ibidem*, p. 103.
131. MASUDA S.: Recent progress in electrostatic precipitation. In: *Static Electrification (Papers from the Fourth Conference on Static Electrification)*, London, 1975, p. 154.
132. x x x Information Required for the Selection and Application of Electrostatic Precipitators for the Collection of Dry Particulate Material. *J. Air Poll. Control Assoc.*, 25 (1975), nr. 4, p. 362.
133. x x x CEQ Sets Total Control Spending at 325 Billion through 1982. Council on Environmental Quality Report, (Dec. 1974). *Ibidem*, nr. 2, p. 190.
134. AWAD M.B., CASTLE G.S.P.: The Efficiency of Electrostatic Precipitators under Conditions of Corona Quenching. *Ibidem*, p. 172.
135. BURCHARD J.K.: Significance of Particulate Emissions. *Ibidem*, p. 99.
136. BURTON C.L., SMITH D.A.: Precipitator Gas Flow Distribution. *Ibidem*, p. 139.
137. BASSAL E.: Wet Electrostatic Precipitators for Control of Submicron Particles. *Ibidem*, p. 163.
138. REINSONN R.J., LEVINE S.M., FJELD R.J., MALAMUD G.W.: Radiation Charging: A Novel Way to Charge Fine Particles Electrically. *Ibidem*, p. 179.
139. DRAGANESCU M.: *Sistem și civilizație*, Ed. Politică, București, 1976.
140. COSTACHE Gh., SLANINA M., BELLA-GIACOMO Er., OLARU M.: Metoda elementului finit aplicată la operatori de tip eliptic. A XII-a sesiune de comunicări ICPE, nov. 1976.
141. BĂRCA C.F., GIURGIU V., SLANINA M., BELLA-GIACOMO Er., OLARU M.: Aspecte privind realizarea unui izolator pentru sisteme coaxiale de înaltă tensiune. *Electrotehnica, electronica, automatica*, 1976, nr. 6, p. 195.
142. CONSTANTINESCU R.N.: *Economia protecției mediului natural*. Ed. Politică, București, 1976.
143. TARABESCU FL., CRĂMĂNIOU R.: *Electrostatica în tehnică*. Ed. Tehnică, București, 1977.
144. SLANINA M.: Asupra conceptului de model digital. *Forum*, 1977, nr. 10, p. 76.

145. SLANINA M.: Scurtă privire asupra descărcării corona în aplicațiile industriale. (Referat susținut în Cat. Rețele electrice și tehnica tensiunilor înalte, a Inst. Politehnic București) Lucrările ICPE nr. 31, 1977.
146. KLUMPP D.: Die Aufladung von Teilchen im Wechselfeld. Universität Fridericiana, Hochspannungsinstitut, Jahresbericht 1977, p. 24.
147. KLUMPP D.: Rückspruhimpulse bei der Abscheidung hochohmigen Stäube in Elektrofiltern. Ibidem, p. 23.
148. SLANINA M.: Elemente de teoria descărcării corona în electrofiltre. (Referat susținut în Catedra Rețele electrice și tehnica tensiunilor înalte, a Inst. Politehnic București), Lucrările ICPE, nr.32, 1978.

A N E X E

LISTA DE SIMBOLURI

- a - raza particulei
- A - suprafața colectoare
- c - densitatea materialului particulei
- C - concentrația (masică) a fazei disperse
- $C_D$  - coeficient în calculul rezistenței vîscoase la depunerea particulei
- d - distanța între axele a doi electrozi corona succesivi
- e - sarcina electronului
- E - intensitatea cîmpului electric
- $E_0$  - intensitatea cîmpului fără sarcină spațială
- $E_c$  - intensitatea critică (de amorsare, de stingere) a descărcării corona
- $E_d$  - intensitatea cîmpului propriu al dispersoidului încărcat
- $E_s$  - intensitatea cîmpului sarcinii spațiale (ionică și pe particule)
- $E^{(1)}$  - valoarea medie a intensității cîmpului în învelișul corona
- $E^{(2)}$  - valoarea medie a intensității cîmpului în zona de transport
- F - forța asupra unei particule
- h - înălțimea axului electrodului corona față de planul plăcii
- i - curentul emis de unitatea de lungime a electrodului corona
- j - densitatea de curent
- $j^*$  - funcția de distribuție a densității de curent
- k - mobilitatea ionilor
- M - concentrația ionilor liberi
- m - indice de sumare
- n - numărul de sarcini elementare pe o particulă
- $n_s$  - numărul de sarcini limită (de saturație) pe o particulă
- $n_{s0}$  - numărul de sarcini limită al unei particule aflate în câmp, fără altă sarcină spațială
- N - concentrația de particule
- p - parametru care ține seama de conductivitatea particulei
- r - raza unui punct în filtrul cilindric

./.



- $r_0$  - raza electrodului de emisie  
 $R$  - raza electrodului de depunere în electrofiltrul cilindric  
 $q$  - sarcina acumulată pe o particulă  
 $q_s$  - sarcina limită (de saturație) acumulată pe o particulă  
 $Q$  - debitul de gaze  
 $S$  - suprafața specifică volumică  
 $S^{\#}$  - suprafața specifică volumică echivalentă  
 $S_c^{\#}$  - suprafața specifică volumică echivalentă critică  
 $S_m$  - suprafața specifică masică  
 $t$  - timpul  
 $u$  - potențialul electric  
 $u_0$  - potențialul electric în lipsa sarcinii spațiale  
 $u_d$  - potențialul propriu al sarcinii spațiale (ionică și pe particule)  
 $U$  - diferența de potențial între electrozi  
 $x, y, z$  - coordonate carteziene  
 $w$  - viteza de derivă  
 $\mu$  - grosimea învelișului corona (în cap.1, vîscozitatea gazului  
 $\epsilon$  - permitivitatea dielectrică a materialului particulei  
 $\epsilon_0$  - permitivitatea dielectrică a vidului (aerului)  
 $\eta$  - eficiența filtrului  
 $\rho$  - densitatea sarcinii spațiale  
 $\rho_i$  - densitatea sarcinii spațiale ionice  
 $\rho_d$  - densitatea sarcinii spațiale a dispersoidului  
 $\theta$  - factor de corecție a încărcării particulei  
 $\tau$  - constantă de timp a încărcării particulei  
 $B, C_1, C_2, D, F, G_n, G_m, H, I, I_n, K, L, P, r_1, r_2, R$  - sînt notații de calcul.

### Observații

1. Toate unitățile de măsură folosite de autor în lucrare, sînt compatibile cu sistemul internațional. Unități de măsură ce nu sînt prevăzute de SI au fost folosite numai în cazul citării datelor publicate de alți autori,

2. Simbolurile folosite în anexa III au utilizare limitată la această anexă și nu sînt cuprinse în lista de mai sus.

N O T Ă

asupra modelării digitale a proceselor fizice din tehnică

Prezenta notă are ca scop argumentarea, sub raport principal, metodologic și ca terminologie, a unor fenomene descrise în capitolele anterioare și care sînt, simultan, activități de tipul modelării digitale a proceselor fizice din electrofiltre. Dezvoltarea unei concepții proprii asupra modelului digital, ca și asupra modelării digitale ca instrument al cercetării științifice, a fost stimulată și parțial fundamentată de prezentele cercetări de electrofiltre, iar această concepție originală a fost deja expusă în detaliu [144].

Desemnăm sub numele de arie de cunoaștere a unui fenomen, proces sau sistem, totalitatea cunoștințelor științifice pe care colectivitatea umană le deține la un moment anumit cu privire la respectivul fenomen, proces sau sistem. Elementele componente ale ariei de cunoaștere, sînt fie de natură observatorie-experimentală, fie cunoștințe în limbaj formal. Gruparea primelor formează o submulțime a ariei de cunoaștere pe care o vom denumi fenomenologia cunoscută (pe scurt fenomenologia) a celui fenomen, proces sau sistem. Pentru cuprinderea cunoștințelor de natură formală, definim descrierea matematică a unui fenomen, proces sau sistem drept totalitatea cunoștințelor care sînt reprezentări în limbaj matematic ale unor laturi/aspecte fenomenologice ale celui fenomen, proces sau sistem.

Dintre aceste două submulțimi, fenomenologia este determinantă și, în întregul ei, singura ce individualizează de fapt un fenomen din masa tuturor celorlalte componente de realități obiective. Nu există corespondență univocă între aspectele fenomenologice și descrierea lor matematică, una și aceeași constatare experimentală putînd beneficia de mai multe exprimări matematice, utilizabile după necesități (precizie, comoditate de calcul etc.).

Etapa fundamentală în constituirea unui model digital al fenomenului, procesului sau sistemului, o reprezintă delimitarea a ceea ce vom numi în continuare un model teoretic

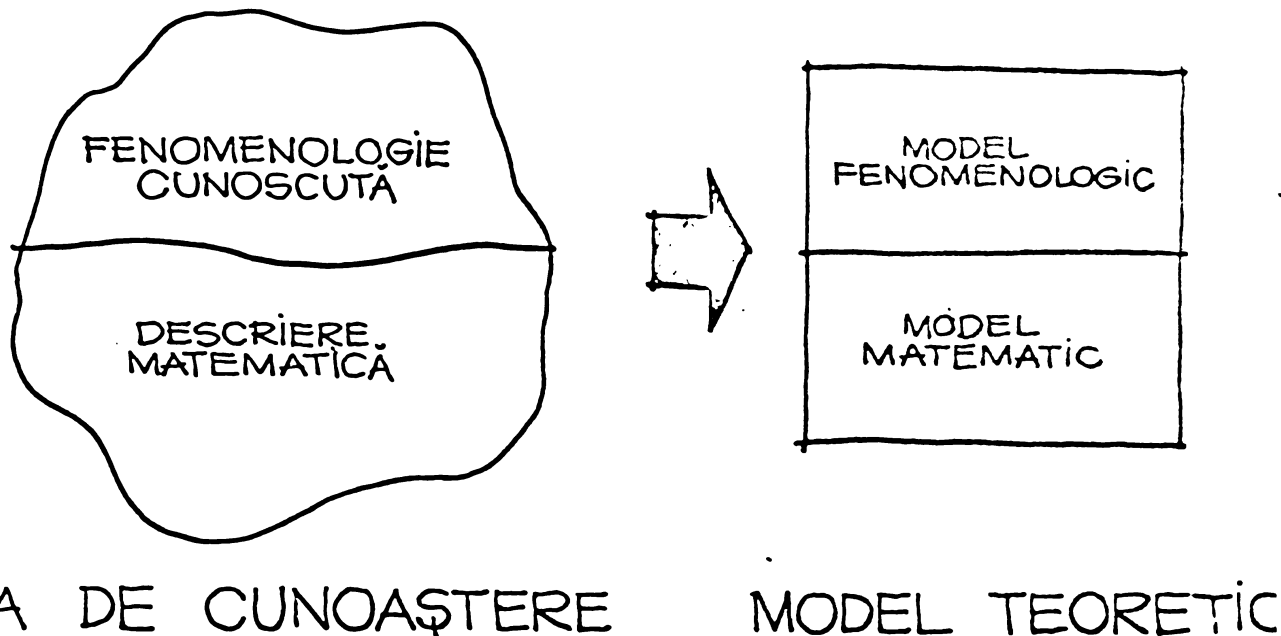


Fig. II.1

al aceluși fenomen, proces sau sistem. El se compune din modelul fenomenologic și modelul matematic (figura II.1). Selectarea modelului fenomenologic este primul și cel mai important pas în munca de realizare a unei modelări-simulări digitale. El se alcătuiește cu elemente alese din fenomenologia cunoscută, prin cuprinderea laturilor esențiale, caracteristice, prin apropierea laturilor fenomenologice secundare și prin neglijarea celorlalte. Fidelitatea în considerarea în modelul teoretic a unei laturi a fenomenului se reflectă în modelul matematic, care se compune din cunoștințele ce reprezintă reflectarea în plan formal a cunoștințelor de natură observatorie-experimentală din compunerea modelului fenomenologic ales.

In cazul modelării digitale a proceselor fizice din tehnică, modelele matematice se compun, de regulă, din:

- ecuațiile care generează procesele;
- domeniul de desfășurare a procesului (spațiul și timpul);
- condițiile la limită (inițiale, finale, pe frontieră) și locale.

După cum se observă, opțiunile în fenomenologie, deși prioritare, au ca restricție generală rezolvabilitatea modelului matematic ce se constituie corespunzător aceluși model fenomenologic. (Avem în vedere disponibilitatea unor metode numerice pentru rezolvarea modelului matematic respectiv.) Dintr-un număr mare de motive, ce nu este cazul a fi aici de-

țaliate, stabilirea modelului teoretic reprezintă în fond un compromis între științific și economic.

După clarificarea modelului matematic, folosind una sau mai multe metode numerice precizate, se elaborează algoritmul programabil de rezolvare, care, transpus într-un limbaj de programare, generează programul.

Considerăm că reuniunea dintre un model matematic al unui fenomen, proces sau sistem, algoritmul său de rezolvare și programul obținut pe această bază, formează un model digital al respectivului fenomen, proces sau sistem (figura II.2).

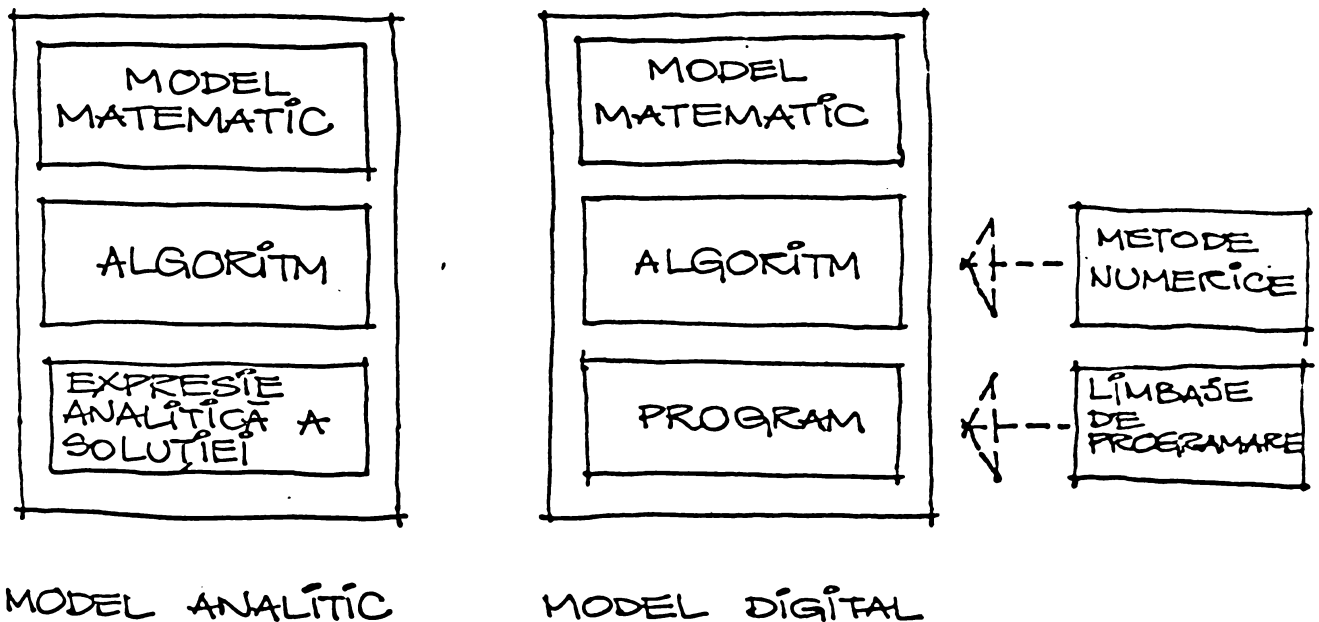


Fig. II.2

Includerea modelului matematic în două concepte distincte, acela de model teoretic și acela de model digital se justifică prin puternicele legături pe care modelul matematic le are, pe de o parte, cu modelul fenomenologic, iar pe de altă parte, cu algoritmul său de rezolvare.

Testarea unui model digital este o operațiune complexă. Testarea preciziei de calcul se face prin compararea rezultatelor sale cu cele ale unor modele analitice exacte. Cum acestea sînt, de regulă, modele ale unor situații simple, testarea de respectare a sensului fizic se face prin comparare cu măsurătorile experimentale, cu modelele de tip similar sau cu modelele de tip analog. (Evident, amîndouă aceste genuri de testare se vor raporta la măsurătorile experimentale, cînd există

./.

certitudine asupra preciziei lor. In asemenea cazuri însă, nu mai este nevoie, de obicei, de simularea digitală a fenomenului.)

Dat fiind că ecuațiile și condițiile la limită ce descriu procesul sînt urmarea unor cercetări care au inclus verificarea lor experimentală, și deci un model digital corect testat este un produs combinat al cunoașterii teoretice și experimentale asupra fenomenului, procesului sau sistemului, modelarea digitală ca activitate științifică se încadrează în categoria cercetărilor aplicative, fiind în nu puține cazuri, un substitut ieftin, maleabil și plurivalent al cercetării experimentale tradiționale.

N O T A

asupra metodei elementului finit aplicată la rezolvarea  
ecuațiilor de tip Poisson

Scriem ecuația Poisson sub forma:

$$\Delta u = -\beta \quad (\text{III.1})$$

în care  $u$  este funcția necunoscută, iar  $\beta$  este o distribuție cu-  
noscută (în cazul electrofiltrelor, potențialul electric și res-  
pectiv sarcina spațială amplificată de  $1/\epsilon_0$ ). Notăm cu  $\Omega$  (în sis-  
temul de coordonate  $x$  și  $y$ ) domeniul de valabilitate al expresiei  
(III.1), domeniu pe care se studiază problema.

Corespunzător acestei ecuații se scrie o funcțio-  
nală, a cărei expresie coincide cu energia electromagnetică con-  
ținută în domeniul

$$\mathcal{F}_\Omega = \iint_\Omega \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - 2\beta u \right] dx dy \quad (\text{III.2})$$

Calculul variațional arată că soluția operatoru-  
lui diferențial pe domeniul respectiv este identică cu funcția  
care extremizează funcționala corespunzătoare, pe același dome-  
niu. În consecință, se preferă căutarea soluției pentru:

$$\frac{\partial \mathcal{F}_\Omega}{\partial u} = 0 \quad (\text{III.3})$$

În tehnica elementului finit soluția  $u(x,y)$  pe  $\Omega$   
se înlocuiește cu aproximațiile  $\psi_t(x,y)$  pe subdomeniile  $\omega_t$ , care

$$\bigcup_{t=1}^T \omega_t = \Omega$$

De regulă, în toate cele  $T$  subdomenii elementare  
se adoptă același tip de funcție  $\psi$ . Aproximarea constă în faptul  
că se substituie funcționala  $\mathcal{F}_\Omega$  pe întreg domeniul cu suma func-  
ționalelor  $\mathcal{F}_t$  pe subdomenii, înlocuind  $u(x,y)|_{\omega_t}$  cu  $\psi_t(x,y)$ .  
În consecință, (III.3) devine:

./.

$$\frac{\partial \mathcal{F}_\Omega}{\partial u} = \frac{\partial}{\partial u} \sum_{t=1}^T \mathcal{F}_t = \sum_{t=1}^T \frac{\partial \mathcal{F}_t}{\partial u} = 0 \quad (\text{III.4})$$

În calculele inginerești este satisfăcătoare cunoașterea soluției în  $M$  puncte din domeniul  $\Omega$ . Determinarea acestor  $M$  valori se face rezolvînd sistemul de  $M$  ecuații de tipul (III.4):

$$\sum_{t=1}^T \frac{\partial \mathcal{F}_t}{\partial u_m} = 0, \quad m = 1, \dots, M \quad (\text{III.5})$$

în care  $u_m$  este valoarea funcției  $u$  în punctul  $m$ . Deoarece o parte din cele  $M$  puncte pot avea funcția cunoscută (potențialele impuse) atunci se revine la determinarea potențialului în cele  $K$  puncte cu valori necunoscute, dintre cele  $M$ , pe baza sistemului:

$$\sum_{t=1}^T \frac{\partial \mathcal{F}_t}{\partial u_m} = 0, \quad m = 1, \dots, K \quad (\text{III.5.a})$$

Programele utilizate în prezenta lucrare folosesc pentru aproximarea locală polinoame de gradul întâi, pe domenii elementare de formă triunghiulară:

$$\mathcal{Y}_t(x, y) = a_t + b_t x + c_t y \quad (\text{III.6})$$

Triunghiurile se formează într-o rețea care leagă, fără intersecții, cele  $M$  noduri alese.

Impunînd ca valorile soluției în vîrfurile triunghiului  $t$  să satisfacă exact aproximarea  $\mathcal{Y}_t$ , se determină coeficienții  $a_t$ ,  $b_t$ ,  $c_t$  și în felul acesta în funcția de aproximare se explicitiază valorile  $u_{t1}$ ,  $u_{t2}$ ,  $u_{t3}$  ale funcției în cele trei vîrfuri:

$$\begin{aligned} \mathcal{Y}_t(x, y) = & f_{11}u_{t1} + f_{12}u_{t2} + f_{13}u_{t3} + (f_{21}u_{t1} + f_{22}u_{t2} + \\ & + f_{23}u_{t3})x + (f_{31}u_{t1} + f_{32}u_{t2} + f_{33}u_{t3})y \end{aligned} \quad (\text{III.7})$$

Elementele matricii  $[f]$ - nunită adesea matricoa de rigiditate a elementului finit, după tradiția impusă de calculul structurilor - se calculează folosind exclusiv coordo-

natoale vîrfurilor, ținînd seama de modul lor de legare.

Pe această bază se calculează pentru primii doi termeni din funcțională,

$$\frac{\partial \gamma_t}{\partial x} = f_{21}u_{t1} + f_{22}u_{t2} + f_{23}u_{t3}$$

$$\frac{\partial \gamma_t}{\partial y} = f_{31}u_{t1} + f_{32}u_{t2} + f_{33}u_{t3}$$

Avînd aceeași structură cu (III.2), funcționala pentru triunghiul  $t$  este:

$$\begin{aligned} F_t = \iint_{\omega_t} & \left\{ (f_{21}u_{t1} + f_{22}u_{t2} + f_{23}u_{t3})^2 + (f_{31}u_{t1} + f_{32}u_{t2} + \right. \\ & \left. + f_{33}u_{t3})^2 - 2\beta [(f_{11}u_{t1} + f_{12}u_{t2} + f_{13}u_{t3}) + \right. \\ & \left. + (f_{21}u_{t1} + f_{22}u_{t2} + f_{23}u_{t3})x + (f_{31}u_{t1} + \right. \\ & \left. + f_{32}u_{t2} + f_{33}u_{t3})y \right\} dx dy \quad (III.10) \end{aligned}$$

Derivatele acestei funcționale în raport cu valorile funcției în cele trei vîrfuri ale triunghiului  $t$  sînt, în consecință:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_t}{\partial u_{t1}} &= 2f_{21}(f_{21}u_{t1} + f_{22}u_{t2} + f_{23}u_{t3}) \iint_{\omega_t} dx dy + \\ &+ 2f_{31}(f_{31}u_{t1} + f_{32}u_{t2} + f_{33}u_{t3}) \iint_{\omega_t} dx dy - \\ &- 2\beta [f_{11} \iint_{\omega_t} dx dy + f_{21} \iint_{\omega_t} x dx dy + f_{31} \iint_{\omega_t} y dx dy] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_t}{\partial u_{t2}} &= 2f_{22}(f_{21}u_{t1} + f_{22}u_{t2} + f_{23}u_{t3}) \iint_{\omega_t} dx dy + 2f_{32}(f_{31}u_{t1} + \\ &+ f_{32}u_{t2} + f_{33}u_{t3}) \iint_{\omega_t} dx dy - 2\beta [f_{12} \iint_{\omega_t} dx dy + \\ &+ f_{22} \iint_{\omega_t} x dx dy + f_{32} \iint_{\omega_t} y dx dy] \end{aligned}$$

./.



$$\frac{\partial F_t}{\partial u_{t3}} = 2f_{23}(f_{21}u_{t1} + f_{22}u_{t2} + f_{23}u_{t3}) \iint_{\omega_t} dx dy + 2f_{33}(f_{31}u_{t1} + f_{32}u_{t2} + f_{33}u_{t3}) \iint_{\omega_t} dx dy - 2\rho \left[ f_{13} \iint_{\omega_t} dx dy + f_{23} \iint_{\omega_t} x dx dy + f_{33} \iint_{\omega_t} y dx dy \right]$$

Notăm cu  $A = \iint_{\omega_t} dx dy$  aria triunghiului  $t$  și

$$A_x = \iint_{\omega_t} x dx dy, \quad A_y = \iint_{\omega_t} y dx dy$$

care se calculează în conformitate cu simetria sistemului de coordonate.

Atunci expresia generală a derivatei funcționalei corespunzând triunghiului  $t$  în raport cu unul din virfurile acestuia, este:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_t}{\partial u_{ti}} &= 2A(f_{2i}f_{21} + f_{3i}f_{31})u_{t1} + 2A(f_{2i}f_{22} + f_{3i}f_{32})u_{t2} + \\ &+ 2A(f_{2i}f_{23} + f_{3i}f_{33})u_{t3} - 2\rho(Af_{1i} + A_x f_{2i} + A_y f_{3i}) = \\ &= c_{t1} u_{t1} + c_{t2} u_{t2} + c_{t3} u_{t3} - s_t \end{aligned} \quad (\text{III.11})$$

Se observă ușor că fiecare extremizare de tipul (III.5.a) a generat o relație liniară între valorile necunoscutele  $u_1 + u_k$ , formînd împreună sistemul algebric liniar:

$$[C] \times [U] = [G] \quad (\text{III.12})$$

în care:  $[U]$  este vectorul necunoscutelor;  
 $[G]$  este vectorul termenilor liberi, nul pentru sarcină spațială nulă (ecuație Laplace).

Efortul principal al programului de calcul se concentrează pe completarea matricei pătrate  $[C]$  de dimensiune  $K$ . Ea este o matrice simetrică și spartă. În cazul în care numerotarea nodurilor rețelei de calcul se face cu un algoritm special, ea are un pronunțat caracter de matrice-bandă.

Date fiind cele de mai sus, etapele principale de calcul sînt:

I) Calculul matricelor de rigiditate pentru toate triunghiurile;

II. Calculul contribuțiilor  $c_{ti}$  și  $G_t$  din expresia (III.11) pentru fiecare triunghi;

III. Asamblarea matricii  $[C]$ , care se face cu un algoritm special. Se ține seama de faptul că un nod participă în mai multe triunghiuri vecine. Ca urmare, coeficientul necunoscutei sale rezultă din însumarea contribuțiilor de tip  $c_{ti}$  rezultate din participarea sa la mai multe triunghiuri. (Nu se derivează funcționala unui triunghi în raport cu noduri care nu-i sînt proprii, ea fiind nulă)

Ordinea acestei operații este: se calculează (III.11) pentru fiecare vîrf, pe rînd, pe fiecare triunghi și de fiecare dată, coeficientul  $c_{ti}$  se însumează la elementul aflat pe linia nodului în raport cu care se face derivarea funcționalei și pe coloana proprie. În calculul lui  $G_{tm}$  se ține seama de forma distribuției.

IV. Rezolvarea sistemului algebric liniar (III.12). Se poate face cu oricare dintre numeroasele metode numerice elaborate în acest scop (inversare, metode de pivotare, metode iterative, Newton-Raphson, cu variantele lor etc.), fiind de preferat metodele rapide și autocorective cu privire la erorile de rotunjire ale calculatorului.

În cazul rețelelor fin divizate, pentru economie de memorie, etapele calculului se realizează cu programe distincte, rezultatele intermediare fiind stocate în memoria externă. Se folosesc în același scop algoritmi speciali pentru lucrul cu matrici sparte mari.

NOTATIILE SI DEZVOLTARI PENTRU CAPITOLUL 3

IV.1. Notatii

$$B = \frac{2}{S^*} \quad (IV.1)$$

$$D = \frac{R^2 - r_0^2}{R^2 \ln \frac{R^2}{r_0^2}} \quad (IV.2)$$

$$E = \frac{i}{2\pi \epsilon_0 k E^{(2)}} \quad (IV.3)$$

(Mărimea  $E^{(2)}$  se definește în paragraful 2 al prezentei anexe.)

$$K = \frac{2U}{R \ln \frac{R}{r_0}} \quad (IV.4)$$

$$F = \frac{Hr^2 + Kr - HD}{-r^2 + Br + D} \quad (IV.5)$$

$$\Delta = \sqrt{B^2 + 4D} \quad (IV.6)$$

$$L = \frac{B + K}{\Delta} \quad (IV.7)$$

$$Z = -r^2 + Br + D \quad (IV.8)$$

Rădăcinile ecuației  $Z = 0$  sînt:

$$r_{1,2} = \frac{B \mp \Delta}{2} \quad (IV.9)$$

cu relațiile ajutătoare:

$$r_1 r_2 = -D \quad (IV.10)$$

$$r_2 - r_1 = \Delta \quad (IV.11)$$

S-au notat integralele:

./.

$$I = \int \mathcal{F} dr \quad (\text{IV.12})$$

$$I_1 = \int \frac{dr}{z} = \frac{1}{\Delta} \ln \frac{|r-r_1|}{|r-r_2|} \quad (\text{IV.13})$$

$$I_2 = \int \frac{rdr}{z} = \frac{1}{2} (B I_1 - \ln|z|) \quad (\text{IV.14})$$

$$I_3 = \int \frac{r^2 dr}{z} = L I_1 + B I_2 - r \quad (\text{IV.15})$$

$$I_4 = \int \frac{\ln|r-r_1|}{r} dr \quad (\text{IV.16})$$

$$I_5 = \int \frac{\ln|r-r_2|}{r} dr \quad (\text{IV.17})$$

Se obține prin calcule legătura:

$$I = H I_3 + K I_2 - H L I_1 = -Hr + P \quad (\text{IV.18})$$

în care:

$$P = L(r_1 \ln|r-r_1| - r_2 \ln|r-r_2|) \quad (\text{IV.19})$$

Pentru compactarea expresiilor s-a mai introdus funcția:

$$G_m = \frac{1}{mr} \left( \frac{R^m - r_0^m}{m \ln \frac{R}{r_0}} - r^m \right) \quad (\text{IV.20})$$

Făcînd  $m = 1$  obținem:

$$G_1 = \frac{R - r_0}{r \ln \frac{R}{r_0}} - 1 \quad (\text{IV.20.a})$$

iar pentru  $m = 2$ ,

$$G_2 = \frac{r}{2} \left( \frac{R^2 - r_0^2}{r^2 \ln \frac{R^2}{r_0^2}} - 1 \right) \quad (\text{IV.20.b})$$

./.

care sînt cele două forme ale funcției  $G_m$  folosite în calculule din capitolul 3 și prezenta anexă.

II.2. Calculule în extenso pentru § 3.1.3.

a. Expresia intensității medii a cîmpului pe zona de transport

Liniazarea prin două segmente a distribuției de potențial (vezi figura IV.1), furnizează variația tensiunii pe învelișul corona, ca

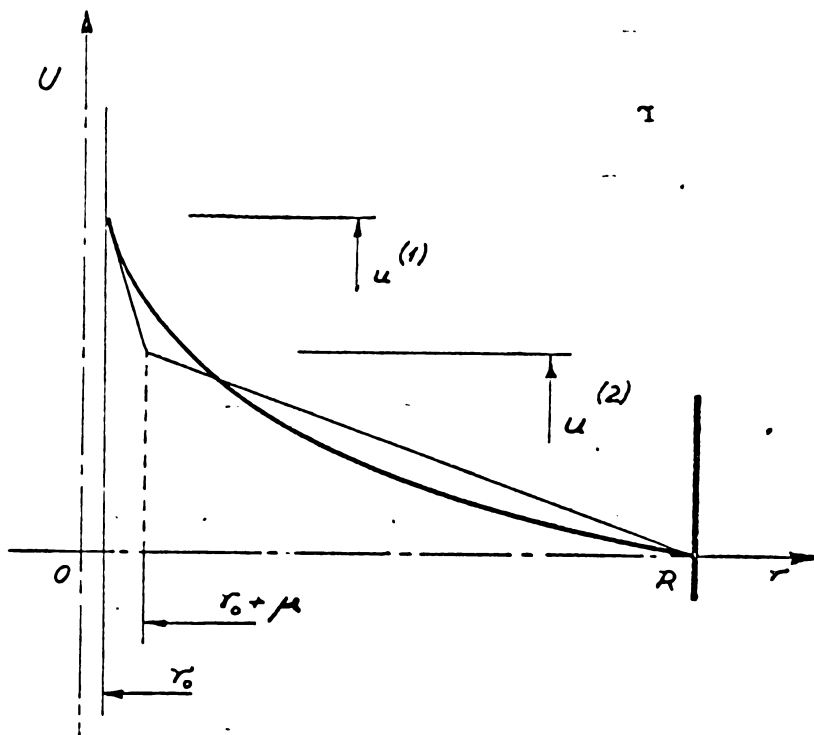


Fig. IV.1

$$u^{(1)} = U - E^{(1)} (r - r_0) \quad (IV.21)$$

și pe zona de transport:

$$u^{(2)} = \frac{U - E^{(1)} \mu}{R - (r_0 + \mu)} (R - r) \quad (IV.22)$$

Cum în punctul  $r = r_0 + \mu$  avem  $u^{(1)} = u^{(2)}$ , în care s-a obținut legătura:

$$E^{(2)} = \frac{U - E^{(1)}}{R - (r_0 + \mu)} \quad (3.14)$$

b. Distribuția sarcinii spațiale

Distribuția sarcinii fiind, după relația (3.13):

$$\rho = \frac{i}{2\pi r k E^{(2)}} + nNe$$

intensitatea câmpului (după expresia 3.15) este:

$$E = \frac{U}{r \ln \frac{R}{r_0}} - \frac{r}{2\epsilon_0} \left( \frac{i}{2\pi r k E^{(2)}} + nNe \right) \left( \frac{R^2 - r_0^2}{r^2 \ln \frac{R^2}{r_0^2}} - 1 \right) =$$

$$= E_0 - \left( \frac{H}{r} + \frac{N}{\epsilon_0} ne \right) G_2$$

Inlocuind-o în relația (1.14):

$$\frac{q}{q_s} = \frac{t}{t + \tau}$$

obținem:

$$\frac{ne}{4\pi\epsilon_0 p a^2 \left[ E_0 - \left( \frac{H}{r} + \frac{N}{\epsilon_0} ne \right) G_2 \right]} = \frac{t}{t + \tau}$$

apoi

$$\frac{n}{n_{s_0}} = \frac{\left[ 1 + \frac{i}{2\pi\epsilon_0 k E^{(2)}} \cdot \frac{\ln \frac{R}{r_0}}{U} \cdot \frac{r}{2} \left( 1 - \frac{R^2 - r_0^2}{r^2 \ln \frac{R^2}{r_0^2}} \right) \right] t}{\left[ 1 - S^* \frac{r}{2} \left( 1 - \frac{R^2 - r_0^2}{r^2 \ln \frac{R^2}{r_0^2}} \right) \right] t + \tau} \quad (\text{IV.23})$$

În forma compactă (3.15) deja reprodusă:

$$\frac{n}{n_{s_0}} = \frac{\left( 1 - \frac{H}{r} \frac{G_2}{E_0} \right) t}{(1 + S^* G_2) \tau + \tau}$$

./.

s-a obținut desfășurarea procesului de încărcare. Sarcina limită se obține, ca de obicei, pentru  $t \rightarrow \infty$  în relația (IV.23)

$$n_s = \frac{1 - \frac{i r \ln \frac{R}{r_0}}{4\pi \epsilon_0 k U E^{(2)}} \left( \frac{R^2 - r_0^2}{r^2 \ln \frac{R^2}{r_0^2}} - 1 \right)}{1 + 2\pi a^2 Npr \left( \frac{R^2 - r_0^2}{r^2 \ln \frac{R^2}{r_0^2}} - 1 \right)} \cdot \frac{4\pi a^2 \epsilon_0 U}{r \ln \frac{R}{r_0}} \quad (IV.24)$$

sau, în forma restrînsă (3.17):

$$n_s = \frac{1 - \frac{H}{r} \cdot \frac{G_2}{E_0}}{1 + S^* G_2} n_{s_0}$$

Sarcina spațială, în condițiile considerării tuturor contribuțiilor la câmp, devine:

$$\rho = Nen_s \frac{\epsilon_0}{r} \frac{\frac{i}{2\pi \epsilon_0 k E^{(2)}} r^2 + \frac{4U}{\ln \frac{R^2}{r_0^2}} r - \frac{i}{2\pi \epsilon_0 k E^{(2)}} \frac{R^2 - r_0^2}{\ln \frac{R^2}{r_0^2}}}{-r^2 + \frac{2}{S^*} r + \frac{R^2 - r_0^2}{\ln \frac{R^2}{r_0^2}}} \quad (IV.25)$$

sau, în forma rezumată (3.18):

$$\rho = \frac{\epsilon_0}{r} \frac{Hr^2 + Kr - HD}{-r^2 + Br + D} = \frac{\epsilon_0}{r} \quad \text{cu}$$

IV.3. Deducerea expresiei intensității și a potențialului pentru § 3.1.4.

Intensitatea câmpului se obține prin derivarea expresiei (3.20.a) a distribuției potențialului și având deja dedusă expresia lui  $g_3$  în § 3.1.4:

$$\begin{aligned}
 E &= - \frac{\partial u}{\partial r} = - \frac{\partial}{\partial r} \left[ Hr - L \left( r_1 \int \frac{\ln|r-r_1|}{r} dr - r_2 \int \frac{\ln|r-r_2|}{r} dr \right) \right. \\
 &\quad \left. + g_3 \ln r + g_4 \right] = -H + L \left( r_1 \frac{\ln|r-r_1|}{r} - r_2 \frac{\ln|r-r_2|}{r} \right) - \\
 - \frac{g_3}{r} &= -H + L \left( r_1 \frac{\ln|r-r_1|}{r} - r_2 \frac{\ln|r-r_2|}{r} \right) + \frac{U}{r \ln \frac{R}{r_0}} + \\
 &+ H \frac{R-r_0}{r \ln \frac{R}{r_0}} - \frac{L}{r \ln \frac{R}{r_0}} \left[ r_1 I_4 \left. \begin{matrix} R \\ r_0 \end{matrix} \right] - r_2 I_5 \left. \begin{matrix} R \\ r_0 \end{matrix} \right] = \\
 &= E_0 + HG_1 - \frac{L}{r \ln \frac{R}{r_0}} \left\{ r_1 \left[ I_4(R) - I_4(r_0) \right] - r_2 \left[ I_5(R) - \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - I_5(r_0) \right] \right\} + \frac{L}{r} (r_1 \ln r - r_1 - r_2 \ln r + r_2) \quad (3.21)
 \end{aligned}$$

Facem dezvoltările în jurul punctului  $r = 0$  pentru:

$$\ln|r-r_1| = \ln(-r_1) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m-1} r^m}{m (-r_1)^m} \quad (IV.26)$$

care este posibilă deoarece  $r > 0$ , iar pentru dimensiunile construcțiilor uzuale de filtru cilindric se obține  $r_1 < 0$  și pentru:

$$\ln|r-r_2| = \ln r_2 + \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \frac{r^m}{m (-r_2)^m} \quad (IV.27)$$

./.



care dezvoltare, la rîndul ei, este valabilă în condițiile în care, pentru geometriile uzuale de filtru cilindric  $r_2 > r$ .

Cu aceste dezvoltări:

$$r_1 \ln|r-r_1| - r_2 \ln|r-r_2| = r_1 \ln(-r_1) + r_1 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \frac{r^m}{m(-r_1)^m} - r_2 \ln r_2 - r_2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \frac{r^m}{m(-r_2)^m} \quad (\text{IV.28})$$

Acum recurgem la exprimarea prin serii și a următoarelor integrale:

$$I_4 = \int \frac{\ln|r-r_1|}{r} dr = \int \frac{\ln(r-r_1)}{r} dr = \ln(-r_1) \ln r + \frac{r}{(-r_1)} - \frac{r^2}{2^2(-r_1)^2} + \frac{r^3}{3^2(-r_1)^3} - \dots = \ln(-r_1) \ln r + \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \frac{r^m}{m^2(-r_1)^m} \quad (\text{IV.29})$$

în care s-a ținut seama de asemenea de raportul:  $r_1 < 0$ .

Apoi,

$$I_5 = \int \frac{\ln|r-r_2|}{r} dr = \int \frac{\ln(r_2-r)}{r} dr = \ln r_2 \ln r + \frac{-r}{r_2} - \frac{r^2}{2^2 r_2^2} + \frac{-r^3}{3^2 r_2^3} - \frac{r^4}{4^2 r_2^4} + \dots = \ln r_2 \ln r + \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \frac{r^m}{m^2(-r_2)^m} \quad (\text{IV.30})$$

căci  $r_2 > r$ .

Atunci,

./.

$$\begin{aligned}
 r_1 I_4(R) - r_1 I_4(r_0) &= r_1 \ln(-r_1) \ln R + r_1 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \cdot \\
 &\cdot \frac{R^m}{m^2(-r_1)^m} - r_1 \ln(-r_1) \ln r_0 - r_1 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \frac{r_0^m}{m^2(-r_1)^m} = \\
 &= r_1 \ln(-r_1) \ln \frac{R}{r_0} - \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \frac{R^m - r_0^m}{m^2(-r_1)^{m-1}} = \\
 &= r_1 \left[ \ln(-r_1) \ln \frac{R}{r_0} + \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \frac{R^m - r_0^m}{m^2(-r_1)^m} \right] \quad (\text{IV.31})
 \end{aligned}$$

și, de asemenea,

$$\begin{aligned}
 r_2 \left[ I_5(R) - I_5(r_0) \right] &= r_2 \left[ \ln r_2 \ln R + \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \frac{R^m}{m^2(-r_2)^m} - \right. \\
 &- \ln r_2 \ln r_0 - \left. \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \frac{r_0^m}{m^2(-r_2)^m} \right] = r_2 \left[ \ln r_2 \ln \frac{R}{r_0} + \right. \\
 &\left. + \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \frac{R^m - r_0^m}{m^2(-r_2)^m} \right] \quad (\text{IV.32})
 \end{aligned}$$

Folosind (IV.31) și (IV.32), se obține o aproximație pentru termenul din expresia (3.21) conținând integrale nedefinite:

$$\begin{aligned}
 &\frac{1}{\ln \frac{R}{r_0}} \left\{ r_1 \left[ I_4(R) - I_4(r_0) \right] - r_2 \left[ I_5(R) - I_5(r_0) \right] \right\} = \\
 &= r_1 \ln(-r_1) - r_2 \ln r_2 + r_1 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \frac{R^m - r_0^m}{m^2 \ln \frac{R}{r_0} (-r_1)^m} - \\
 &- r_2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^{m-1} \frac{R^m - r_0^m}{m^2 \ln \frac{R}{r_0} (-r_2)^m} \quad (\text{IV.33})
 \end{aligned}$$

./.

Cu ajutorul tuturor dezvoltărilor de mai sus, (3.21) devine, în urma reducerilor:

$$\begin{aligned}
 E = E_0 + HG_1 + \frac{L}{r} & \left[ -r_1 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m-1}}{m(-r_1)^m} \left( \frac{R^m - r_0^m}{m \ln \frac{R}{r_0}} - r^m \right) + \right. \\
 & + r_2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m(-r_2)^m} \left( \frac{R^m - r_0^m}{m \ln \frac{R}{r_0}} - r^m \right) \left. \right] = E_0 + HG_1 + \\
 & + L \left[ \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m-1}}{(-r_1)^{m-1}} G_m - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m-1}}{(-r_2)^{m-1}} G_m \right] = E_0 + HG_1 + \\
 & + L \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{1}{r_1^{m-1}} - \frac{1}{r_2^{m-1}} \right) G_m \quad (3.22)
 \end{aligned}$$

A n e x a V

Elemente de calcul numeric pentru capitolul 4

	5.60	R.no	0.05	35000.00	68	10	
	X	Y					V
1	0.000	0.050	10.872	10.872	35000.000		
2	0.017	0.050	10.767	10.872	34660.780		
3	0.050	0.017	10.767	10.872	34660.051		
4	0.050	0.000	10.872	10.872	34999.170		
5	5.600	0.000	0.000	10.872	0.000		
6	5.600	0.833	0.000	10.872	0.000		
7	5.600	1.667	0.000	10.872	0.000		
8	5.600	2.500	0.000	10.872	0.000		
9	5.600	3.333	0.000	10.872	0.000		
10	5.600	4.000	0.000	10.872	0.000		
11	5.000	4.000	0.448	10.872	1440.636		
12	4.167	4.000	1.059	10.872	5490.641		
13	3.333	4.000	1.644	10.872	5209.266		
14	2.500	4.000	2.174	10.872	6999.231		
15	1.667	4.000	2.612	10.872	8499.316		
16	0.833	4.000	2.907	10.872	9359.565		
17	0.000	4.000	3.013	10.872	9697.808		
18	0.000	3.333	3.002	10.872	9920.343		
19	0.000	2.500	3.381	10.872	10834.961		
20	0.000	1.667	4.004	10.872	12400.986		
21	0.000	0.833	5.281	10.872	17001.508		
22	0.000	0.500	5.976	10.872	19238.864		
23	0.000	0.333	7.034	10.872	22803.732		
24	0.000	0.167	8.466	10.872	27252.508		
25	0.167	0.000	8.463	10.872	27243.371		
26	0.333	0.000	7.077	10.872	22766.815		
27	0.500	0.000	5.941	10.872	19135.836		
28	0.833	0.000	5.210	10.872	16730.915		
29	1.667	0.000	3.718	10.872	11967.935		
30	2.500	0.000	2.735	10.872	8804.359		
31	3.333	0.000	1.928	10.872	6205.144		
32	4.167	0.000	1.195	10.872	3847.010		
33	5.000	0.000	0.496	10.872	1595.489		
34	0.067	0.133	8.608	10.872	27961.537		
35	0.117	0.033	8.765	10.872	28216.107		
36	0.333	0.167	6.851	10.872	22053.076		
37	0.167	0.333	6.859	10.872	22090.756		
38	0.333	0.500	5.608	10.872	18310.600		
39	0.500	0.333	5.664	10.872	18334.432		
40	0.833	0.333	5.067	10.872	16311.215		
41	0.833	0.833	4.552	10.872	14652.912		
42	0.333	0.833	5.127	10.872	16504.969		
43	0.417	1.250	4.401	10.872	14167.406		
44	1.333	0.333	4.159	10.872	13329.469		
45	0.833	1.667	3.742	10.872	12047.662		
46	0.833	2.500	3.232	10.872	10605.911		
47	0.833	3.333	2.970	10.872	9599.449		
48	1.667	3.333	2.658	10.872	8556.562		
49	2.500	3.333	2.203	10.872	7092.763		
50	3.333	3.333	1.660	10.872	5344.305		
51	4.167	3.333	1.068	10.872	3432.121		
52	5.000	3.333	0.451	10.872	1650.490		
53	5.000	2.500	0.462	10.872	1496.651		
54	4.167	2.500	1.009	10.872	3537.253		
55	3.333	2.500	1.722	10.872	5544.956		
56	2.500	2.500	2.316	10.872	7455.200		
57	1.667	2.500	2.843	10.872	9152.415		
58	1.667	1.667	3.158	10.872	10166.352		
59	2.500	1.667	2.409	10.872	8011.177		
60	3.333	1.667	1.812	10.872	5833.502		
61	4.167	1.667	1.142	10.872	3676.421		
62	5.000	1.667	0.477	10.872	1576.108		
63	5.000	0.833	0.490	10.872	1574.604		
64	4.167	0.833	1.100	10.872	3798.326		
65	3.333	0.833	1.394	10.872	6096.931		
66	2.500	0.833	2.660	10.872	8542.732		
67	1.667	0.833	3.523	10.872	11356.365		
68	0.667	0.667	4.994	10.872	16090.322		

Anexa V.2

	10.75	14.34	0.10	46000.00	62	10
	X		Y			V
1	0.000		0.100	10.966	10.966	46000.000
2	0.050		0.078	11.118	10.966	46620.076
3	0.078		0.050	11.118	10.966	46679.503
4	0.100		0.000	10.965	10.966	45998.655
5	10.750		0.000	0.000	10.966	0.000
6	10.750		2.000	0.000	10.966	0.000
7	10.750		4.000	0.000	10.966	0.000
8	10.750		6.000	0.000	10.966	0.000
9	10.750		7.170	0.000	10.966	0.000
10	0.000		0.200	9.580	10.966	40186.577
11	0.050		0.190	9.615	10.966	40335.601
12	0.100		0.175	9.564	10.966	40170.235
13	0.175		0.100	9.563	10.966	40117.461
14	0.190		0.050	9.614	10.966	40331.032
15	0.200		0.000	9.578	10.966	40131.103
16	0.000		0.400	8.195	10.966	34379.202
17	0.150		0.375	8.175	10.966	34295.247
18	0.300		0.275	8.158	10.966	34222.531
19	0.375		0.150	8.172	10.966	34279.361
20	0.400		0.075	8.156	10.966	34213.122
21	0.400		0.000	8.190	10.966	34357.690
22	0.000		1.000	6.376	10.966	26748.201
23	0.500		0.875	6.353	10.966	26650.432
24	0.875		0.500	6.336	10.966	26581.038
25	0.975		0.250	6.333	10.966	26566.489
26	1.000		0.000	6.344	10.966	26613.713
27	0.000		2.000	5.038	10.966	21136.023
28	0.500		2.000	4.974	10.966	20864.319
29	1.250		1.500	5.033	10.966	21111.597
30	1.750		1.000	4.925	10.966	20660.863
31	2.000		0.375	4.878	10.966	20462.768
32	2.000		0.000	4.910	10.966	20598.100
33	0.000		3.000	4.309	10.966	18077.573
34	2.250		2.500	3.950	10.966	16570.819
35	3.000		1.250	3.884	10.966	16292.026
36	3.000		0.000	4.021	10.966	16866.690
37	0.000		4.000	3.851	10.966	16154.296
38	2.000		4.000	3.553	10.966	14906.323
39	4.000		4.000	2.869	10.966	12035.609
40	4.000		2.000	3.170	10.966	13297.578
41	4.000		0.000	3.337	10.966	13999.608
42	0.000		6.000	3.391	10.966	14223.493
43	2.000		6.000	3.193	10.966	13394.487
44	4.000		6.000	2.672	10.966	11207.402
45	6.000		6.000	1.960	10.966	8222.727
46	6.000		4.000	2.051	10.966	8693.168
47	6.000		2.000	2.171	10.966	9107.196
48	6.000		0.000	2.229	10.966	9349.500
49	0.000		7.170	3.324	10.966	13944.983
50	2.000		7.170	3.138	10.966	13164.704
51	4.000		7.170	2.639	10.966	11069.804
52	6.000		7.170	1.944	10.966	8155.692
53	8.000		7.170	1.151	10.966	4828.959
54	8.000		6.000	1.158	10.966	4856.708
55	8.000		4.000	1.194	10.966	5009.608
56	8.000		2.000	1.240	10.966	5200.609
57	8.000		0.000	1.261	10.966	5297.842
58	10.000		7.170	0.317	10.966	1328.476
59	10.000		6.000	0.318	10.966	1334.747
60	10.000		4.000	0.326	10.966	1368.954
61	10.000		2.000	0.336	10.966	1410.791
62	10.000		0.000	0.341	10.966	1424.500

CALCULUL CIMPULILOR PRIN METODA ELEMENTELOR FINITE

TIPUL: PLA  
 GROTEZIME: H= 5/4 CM; G/2= 4 CM; DIME= 1 MM  
 DIMENSIONI IN CM: REE: LEUTERT 4 BALLE, STAUB, L972  
 TRANSIURA PH. 1= 35000.100 V, DENSITATEA NR. 1= 0.00000E 00 C/MC

NUMAR TOTAL DE NODURI: 68  
 NR. NODURI DIRICHLET: 10  
 NUMAR DE TRIUNGHIURI: 101  
 GRAD POLINOM APROXIMARE: 0

NOD	ABSCISA	ORDONATA	POTENTIAL
1	0.0000	0.0500	25000.000
2	0.0167	0.0500	25000.000
3	0.0500	0.0167	25000.000
4	0.0500	0.0000	25000.000
5	5.6000	0.0000	0.000
6	5.6000	0.8333	0.000
7	5.6000	1.6667	0.000
8	5.6000	2.5000	0.000
9	5.6000	3.3333	0.000
10	5.6000	4.0000	0.000
11	5.0000	4.0000	1521.100
12	4.1667	4.0000	3694.641
13	3.3333	4.0000	5597.643
14	2.5000	4.0000	7415.690
15	1.6667	4.0000	8930.380
16	0.8333	4.0000	9965.134
17	0.0000	4.0000	10335.404
18	0.0000	3.3333	10572.508
19	0.0000	2.5000	11570.365
20	0.0000	1.6667	13500.701
21	0.0000	0.8333	17715.637
22	0.0000	0.5000	20100.154
23	0.0000	0.3333	23713.922
24	0.0000	0.1667	28726.700
25	0.1667	0.0000	24917.120
26	0.3333	0.0000	23064.643
27	0.5000	0.0000	19776.870
28	0.8333	0.0000	17446.437
29	1.6667	0.0000	17000.873
30	2.5000	0.0000	1350.506
31	3.3333	0.0000	6061.171
32	4.1667	0.0000	6064.100
33	5.0000	0.0000	1000.460
34	6.0000	0.1333	2400.800
35	0.1167	0.0833	28887.073
36	0.3333	0.1667	22906.934
37	0.1667	0.3333	22950.344
38	0.3333	0.5000	19157.911
39	0.5000	0.3333	19061.807
40	0.8333	0.3333	17015.908
41	0.8333	0.8333	15340.995
42	0.3333	0.8333	17264.898
43	0.4167	1.2500	14995.815
44	1.3333	0.3333	14162.414
45	0.8333	1.6667	12827.809
46	0.8333	2.5000	11072.625
47	0.8333	3.3333	10177.743
48	1.6667	3.3333	9083.957
49	2.5000	3.3333	7512.777
50	3.3333	3.3333	5653.626
51	4.1667	3.3333	3633.611
52	5.0000	3.3333	1531.943
53	5.0000	2.5000	1572.726
54	4.1667	2.5000	3743.312
55	3.3333	2.5000	5868.383
56	2.5000	2.5000	7893.299
57	1.6667	2.5000	9705.582
58	1.6667	1.6667	10772.448
59	2.5000	1.6667	8486.455
60	3.3333	1.6667	6183.294
61	4.1667	1.6667	3898.520
62	5.0000	1.6667	1629.504
63	5.0000	0.8333	1679.509
64	4.1667	0.8333	4038.002
65	3.3333	0.8333	6479.811
66	2.5000	0.8333	9000.770
67	1.6667	0.8333	12069.047
68	0.6667	0.6667	16911.112

CALCULUL CIMPURILOR PRIH METODA ELEMENTELOR FINITE

TIPUL: PLAM;  
 GEOMETRIA: 3X4.5 IV. STIAH. 0.08 IH. ADICA 7.17X10.75 CM; DIAM. CCA. 0.2 CM.  
 DIMENSIUNI I/M: REF.: 4M. P.113  
 TENSIUNEA NR. 1= 46000.000 V, DENSITATEA NR. 1= 0.00000E 00 C/MC

NUMAR TOTAL DE MODURI: 62  
 NR. MODURI DIRICHLET: 9  
 NUMAR DE TRIUNGHIURI: 91  
 GRAD POLINOM APROXIMARE: 1

NOD	ARCSISA	ORDONATA	POTENTIAL	NOD	ABSC SA	ORDONATA	POTENTIAL
1	0.0700	0.1000	46000.000	32	2.0000	0.0000	20962.896
2	0.0500	0.0780	46000.000	33	0.0000	3.0000	18778.793
3	0.0780	0.0500	46000.000	34	2.2500	2.5000	17088.478
4	0.1000	0.0600	46000.000	35	3.0000	1.2500	16737.123
5	0.07500	0.0600	0.000	36	3.0000	0.0000	17317.816
6	0.07500	2.0000	0.000	37	0.0000	4.0000	16751.635
7	0.07500	6.0000	0.000	38	2.0000	4.0000	15356.058
8	0.07500	6.0000	0.000	39	4.0000	4.0000	12452.909
9	0.07500	7.1700	0.000	40	6.0000	2.0000	13750.659
10	0.0300	0.2000	39911.355	41	4.0000	0.0000	14403.733
11	0.0500	0.1900	40024.510	42	0.0000	6.0000	14790.685
12	0.1000	0.1750	39815.935	43	2.0000	6.0000	13870.129
13	0.1750	0.1000	39835.144	44	4.0000	6.0000	11572.706
14	0.1000	0.0500	40049.924	45	6.0000	6.0000	8468.789
15	0.2000	0.0300	39933.561	46	6.0000	4.0000	8878.594
16	0.0300	0.4000	34199.730	47	6.0000	2.0000	9424.823
17	0.1500	0.3750	34120.897	48	6.0000	0.0000	9684.776
18	0.3000	0.2750	34039.614	49	0.0000	7.1700	14497.091
19	0.3750	0.1500	34103.595	50	2.0000	7.1700	13639.194
20	0.4000	0.0750	34054.789	51	4.0000	7.1700	11431.688
21	0.4000	0.0000	34171.402	52	6.0000	7.1700	8400.057
22	0.0300	1.0000	27015.272	53	8.0000	7.1700	4966.751
23	0.5000	0.8750	26901.097	54	8.0000	6.0000	4996.018
24	0.8750	0.5000	26819.889	55	8.0000	4.0000	5167.856
25	0.9750	0.2500	26792.452	56	8.0000	2.0000	5385.463
26	1.0000	0.0000	26835.903	57	8.0000	0.0000	5485.725
27	0.0300	2.0000	21466.433	58	10.0000	7.1700	1362.401
28	0.5000	2.0000	21100.783	59	10.0000	6.0000	1369.549
29	1.2500	1.5000	21430.698	60	10.0000	4.0000	1411.347
30	1.7500	1.0000	20993.974	61	10.0000	2.0000	1463.647
31	2.0000	0.3750	20806.245	62	10.0000	0.0000	1487.200



CALCULUL CIMPURILOR PRIN METODA ELEMENTELOR FINITE

TIPUL: PLAN:

GEOMETRIA: 3X4,5 IM. DIAM. 0,08 IM. AGICA 7,17X10,75 CM; DIAM. CCA. 0,2 CM.  
 IMENSIUNII INCI: REF.: LH. P.113  
 TENSIUNEA NR. 1= 46000.000 V, DENSITATEA NR. 2= 0.74300E-05 C/MC  
 NUMAR TOTAL DE NODURI: 62  
 NR. NODURI DIRICHLET: 9  
 NUMAR DE TRIUNGHIURI: 91  
 GRAD POLINOM APROXIMARE: 1

NOD	ARCSISA	ORDONATA	POTENTIAL
1	0.0000	0.1000	46000.000
2	0.0500	0.0780	46000.000
3	0.0780	0.0500	46000.000
4	0.1000	0.0000	46000.000
5	0.7500	0.0000	0.0000
6	0.7500	2.0000	0.0000
7	0.7500	4.0000	0.0000
8	0.7500	6.0000	0.0000
9	0.7500	7.1700	0.0000
10	0.0000	0.2000	40551.904
11	0.0500	0.1900	40653.089
12	0.1000	0.1750	40466.101
13	0.1750	0.1000	40482.294
14	0.1900	0.0500	40674.242
15	0.2000	0.0000	40569.922
16	0.0000	0.4000	35441.199
17	0.1500	0.3750	35369.203
18	0.3000	0.2750	35293.853
19	0.3750	0.1500	35343.569
20	0.4000	0.0750	35303.894
21	0.4000	0.0000	35403.180
22	0.0000	1.0000	29014.570
23	0.5000	0.8750	28499.380
24	0.8750	0.5000	28304.071
25	0.9750	0.2500	28771.980
26	1.0000	0.0000	28607.145
27	0.0000	2.0000	24051.191
28	0.5000	2.0000	23720.460
29	1.2500	1.5000	23945.900
30	1.7500	1.0000	23490.096
31	2.0000	0.3750	23286.430

MOD	ABSC SA	ORDONATA	POTENTIAL
32	2.0000	0.0000	23425.359
33	0.0000	3.0000	21677.710
34	2.2500	2.5000	19936.985
35	3.0000	1.2500	19438.433
36	3.0000	0.0000	19955.690
37	0.0000	4.0000	19853.813
38	2.0000	4.0000	18426.902
39	4.0000	4.0000	15330.304
40	4.0000	2.0000	16465.880
41	4.0000	0.0000	17072.115
42	0.0000	6.0000	18066.664
43	2.0000	6.0000	17090.656
44	4.0000	6.0000	14536.559
45	6.0000	6.0000	10918.884
46	6.0000	4.0000	11284.771
47	6.0000	2.0000	11768.284
48	6.0000	0.0000	12003.405
49	0.0000	7.1700	17822.423
50	2.0000	7.1700	16884.955
51	4.0000	7.1700	14409.690
52	6.0000	7.1700	10857.325
53	8.0000	7.1700	6609.539
54	8.0000	6.0000	6636.643
55	8.0000	4.0000	6785.950
56	8.0000	2.0000	6943.420
57	8.0000	0.0000	7069.273
58	10.0000	7.1700	1867.692
59	10.0000	6.0000	1488.202
60	10.0000	4.0000	1903.304
61	10.0000	2.0000	1974.510
62	10.0000	0.0000	1971.147

CALCULUL CIMPIRILOR PIRI: METODA ELEMENTELOR FINITE

TIPUL PLAN: NUMAR TOTAL DE MODURI: 62  
 GEOMETRIA: 3X4,5 IN.:DIAM. 0,08 IN. ADICA 7,17X10,75 CM:DIAM. CCA. 0,2 CM. NR. MODURI DIRICHLET: 9  
 DIMENSIUNII IN CM REF.: ZH. P.113 NUMAR DE TRIUNGHIURI: 91  
 TENSIUNEA NR. 1= 46000.000 V, DENSITATEA NR. 1= 0.74300E-04 C/MC GRAD POLINOM APROXIMARE:1

TIPUL PLAN: NUMAR TOTAL DE MODURI: 62  
 GEOMETRIA: 3X4,5 IN.:DIAM. 0,08 IN. ADICA 7,17X10,75 CM:DIAM. CCA. 0,2 CM. NR. MODURI DIRICHLET: 9  
 DIMENSIUNII IN CM REF.: ZH. P.113 NUMAR DE TRIUNGHIURI: 91  
 TENSIUNEA NR. 1= 46000.000 V, DENSITATEA NR. 1= 0.74300E-04 C/MC GRAD POLINOM APROXIMARE:1

MOD	ABSCISA	ORDONATA	POTENTIAL	MOD	ABSCISA	ORDONATA	POTENTIAL
1	0.0000	0.1000	46000.000	32	2.0000	0.0000	45587.524
2	0.0500	0.0780	46000.000	33	0.0000	3.0000	47767.956
3	0.0780	0.0500	46000.000	34	2.2500	2.5000	45573.547
4	0.1000	0.0000	46000.000	35	3.0000	1.2500	43750.219
5	0.7500	0.0000	0.0000	36	3.0000	0.0000	43696.555
6	10.7500	2.0000	0.0000	37	0.0000	4.0000	47773.408
7	10.7500	4.0000	0.0000	38	2.0000	4.0000	46064.494
8	10.7500	6.0000	0.0000	39	4.0000	4.0000	41226.854
9	10.7500	7.1700	0.0000	40	4.0000	2.0000	40904.667
10	0.0000	0.2000	46316.846	41	4.0000	0.0000	41087.550
11	0.0500	0.1900	46310.237	42	0.0000	6.0000	47550.499
12	0.1000	0.1750	46317.596	43	2.0000	6.0000	46075.392
13	0.1750	0.1000	46306.646	44	4.0000	6.0000	41211.237
14	0.1900	0.0500	46293.103	45	6.0000	6.0000	32969.746
15	0.2000	0.0000	46297.174	46	6.0000	4.0000	32940.363
16	0.0000	0.4000	46614.349	47	6.0000	2.0000	32859.435
17	0.1500	0.3750	46610.000	48	6.0000	0.0000	32871.061
18	0.3000	0.2750	46582.005	49	0.0000	7.1700	47750.407
19	0.3750	0.1500	46553.301	50	2.0000	7.1700	46096.803
20	0.4000	0.0750	46545.836	51	4.0000	7.1700	41211.707
21	0.4000	0.0000	46539.240	52	6.0000	7.1700	32972.737
22	0.0000	1.0000	47008.304	53	8.0000	7.1700	21394.630
23	0.5000	0.8750	46883.980	54	8.0000	6.0000	21402.261
24	0.8750	0.5000	46661.710	55	8.0000	4.0000	21348.797
25	0.9750	0.2500	46587.731	56	8.0000	2.0000	21365.033
26	1.0000	0.0000	46568.322	57	8.0000	0.0000	21321.205
27	0.0000	2.0000	47314.011	58	10.0000	7.1700	6415.307
28	0.5000	2.0000	47225.552	59	10.0000	6.0000	6562.082
29	1.2500	1.5000	46582.724	60	10.0000	4.0000	6330.914
30	1.7500	1.0000	45990.189	61	10.0000	2.0000	6574.076
31	2.0000	0.3750	45612.185	62	10.0000	0.0000	6327.076

CALCULUL CIMPURILOR PRIN METODA ELEMENTELOR FINITE

TIPUL PLAN:

GEOMETRIA: 3X4,5 IN. DIAM. 0,03 IN. ADICA 7,17X10,75 CM; DIAM. CCA. 0,2 CM  
 DIMENSIUNII IN CM REF.: JH. P.113  
 TENSIUNEA MP. 1= 4500(00) V, DENSITATEA NR. 1= 0.14860E-03 C/MC

NUMAR TOTAL DE NODURI: 62  
 NR. NODURI DIRICHLET: 9  
 NUMAR DE TRIUNGHIURI: 91  
 GRAD POLINOM APROXIMARE: 1

NOD	ABSCISA	ORDONATA	POTENTIAL
1	0.0000	0.1000	-5000.000
2	0.0500	0.0780	-6000.000
3	0.0740	0.0500	-6000.000
4	0.1000	0.0000	-6000.000
5	0.07500	0.0000	0.000
6	0.07500	2.0000	0.000
7	0.07500	4.0000	0.000
8	0.07500	6.0000	0.000
9	0.07500	7.1700	0.000
10	0.0000	0.2000	5272.333
11	0.0500	0.1500	52595.956
12	0.1000	0.1750	52819.257
13	0.1750	0.1000	52773.142
14	0.1000	0.0500	52536.282
15	0.2000	0.0000	52660.782
16	0.0000	0.4000	59028.960
17	0.1000	0.3750	59092.103
18	0.3000	0.2750	59124.396
19	0.3750	0.1500	59003.003
20	0.4000	0.0750	59036.883
21	0.4000	0.0000	58907.073
22	0.0000	1.0000	57001.330
23	0.5000	0.8750	56866.875
24	0.8750	0.5000	56503.531
25	0.9750	0.2500	56383.007
26	1.0000	0.0000	56300.741
27	0.0000	2.0000	73161.590
28	0.5000	2.0000	73342.321
29	1.2500	1.5000	71734.751
30	1.7500	1.0000	70781.405
31	2.0000	0.3750	70418.126

NOD	ABSCISA	ORDONATA	POTENTIAL
32	2.0000	0.0000	70212.152
33	0.0000	3.0000	76757.119
34	2.2500	2.5000	74058.615
35	3.0000	1.2500	70763.315
36	3.0000	0.0000	70075.293
37	0.0000	4.0000	78795.180
38	2.0000	4.0000	76772.930
39	4.0000	4.0000	70000.798
40	4.0000	2.0000	68058.875
41	4.0000	0.0000	67771.367
42	0.0000	6.0000	80310.314
43	2.0000	6.0000	78280.655
44	4.0000	6.0000	70849.768
45	6.0000	6.0000	57470.703
46	6.0000	4.0000	57002.131
47	6.0000	2.0000	56294.048
48	6.0000	0.0000	56057.366
49	0.0000	7.1700	81003.723
50	2.0000	7.1700	78554.412
51	4.0000	7.1700	70991.726
52	6.0000	7.1700	57545.417
53	8.0000	7.1700	37822.510
54	8.0000	6.0000	37808.504
55	8.0000	4.0000	37529.739
56	8.0000	2.0000	37344.603
57	8.0000	0.0000	37156.635
58	10.0000	7.1700	11468.214
59	10.0000	6.0000	11754.615
60	10.0000	4.0000	11250.430
61	10.0000	2.0000	11684.705
62	10.0000	0.0000	11165.953

TIPUL: PLAN:

GEOMETRIA: 3X4.5 IN.:DIAM. 0.08 IN. ABSCISA 7.17X10.75 CM:DIAM. CCA. 0.2 CM.

BIMENSIUNI IN CM REF.: UN: 6.113

TENSIUNEA NR. 1= 0.000 V. DENSITATEA NR. 1= 0.74300E-04 C/MC

KUMAR TOTAL DE NODURI: 62  
 NR. NODURI DIRICHLET: 9  
 NUMAR DE TRIUNGHIURI: 81  
 GRAD POLINOM APROXIMARE:1

NOD	ABSCISA	ORDONATA	POTENTIAL
1	0.0000	0.1000	0.000
2	0.0500	0.0780	0.000
3	0.0780	0.0500	0.000
4	0.1000	0.0000	0.000
5	10.7500	0.0000	0.000
6	10.7500	2.0000	0.000
7	10.7500	4.0000	0.000
8	10.7500	6.0000	0.000
9	10.7500	7.1700	0.000
10	0.0000	0.2000	0.000
11	0.0500	0.1900	6405.491
12	0.1000	0.1750	6285.719
13	0.1750	0.1200	6501.661
14	0.1900	0.0500	6471.502
15	0.2000	0.0000	6243.179
16	0.0000	0.4000	6363.614
17	0.1500	0.3750	12414.611
18	0.3000	0.2750	12487.103
19	0.3750	0.1500	12542.391
20	0.4000	0.0750	12449.702
21	0.4000	0.0000	12491.047
22	0.0000	1.0000	12567.838
23	0.5000	0.8750	19993.032
24	0.8750	0.5000	19982.891
25	0.9750	0.2500	19841.821
26	1.0000	0.0000	19795.279
27	0.0000	2.0000	19732.419
28	0.5000	2.0000	25847.579
29	1.2500	1.5000	26116.769
30	1.7500	1.0000	25152.027
31	2.0000	0.3750	24991.215
32	2.0000	0.0000	24905.940
33	0.0000	3.0000	0.000
34	2.2500	2.5000	0.000
35	3.0000	1.2500	0.000
36	3.0000	0.0000	0.000
37	0.0000	4.0000	0.000
38	2.0000	4.0000	0.000
39	4.0000	4.0000	0.000
40	4.0000	2.0000	0.000
41	4.0000	0.0000	0.000
42	0.0000	6.0000	0.000
43	2.0000	6.0000	0.000
44	4.0000	6.0000	0.000
45	6.0000	6.0000	0.000
46	6.0000	4.0000	0.000
47	6.0000	2.0000	0.000
48	6.0000	0.0000	0.000
49	0.0000	7.1700	0.000
50	2.0000	7.1700	0.000
51	4.0000	7.1700	0.000
52	6.0000	7.1700	0.000
53	8.0000	7.1700	0.000
54	8.0000	6.0000	0.000
55	8.0000	4.0000	0.000
56	8.0000	2.0000	0.000
57	8.0000	0.0000	0.000
58	10.0000	7.1700	0.000
59	10.0000	6.0000	0.000
60	10.0000	4.0000	0.000
61	10.0000	2.0000	0.000
62	10.0000	0.0000	0.000

CĂLCULUL CIMPURILOR PRIN METODA ELEMENTELOR FINITE

TIPUL PLACII:

GEOMETRIA: 5x4,5 IN. DIAM. 0,08 IN. ADICA 7,17x10,75 CM; DIAM. CCA. 0,2 CM.  
 DIMENSIUNII IN CM REF.: 24. P.113  
 TENSIUNEA NR. 1= 30000.000 V, DENSITATEA NR. 1= 0.74300E-04 C/MC

NUMAR TOTAL DE NODURI: 62  
 NR. NODURI DIKICHLET: 9  
 NUMAR DE TRIUNGHIURI: 91  
 GRAD POLINOM APROXIMARE: 1

MOD	ABSCISA	ORDONATA	POTENTIAL
1	0.0700	0.1200	30000.000
2	0.0500	0.0780	30000.000
3	0.0780	0.0500	30000.000
4	0.1000	0.0000	30000.000
5	10.7500	0.0000	0.000
6	10.7500	2.0000	0.000
7	10.7500	4.0000	0.000
8	10.7500	6.0000	0.000
9	10.7500	7.1700	0.000
10	0.0000	0.2000	32336.636
11	0.0500	0.1700	32388.665
12	0.1000	0.1750	32462.575
13	0.1750	0.1000	32450.944
14	0.1700	0.0500	32362.695
15	0.2000	0.0000	32407.240
16	0.0000	0.4000	34719.782
17	0.1500	0.3750	34741.862
18	0.3000	0.2750	34742.139
19	0.3750	0.1500	34691.180
20	0.4000	0.0750	34700.692
21	0.4000	0.0000	34653.535
22	0.0000	1.0000	37611.688
23	0.5000	0.8750	37527.084
24	0.8750	0.5000	37333.033
25	0.9750	0.2500	37263.617
26	1.0000	0.0000	37234.075
27	0.0000	2.0000	39647.426
28	0.5000	2.0000	39443.367
29	1.2500	1.5000	39123.569
30	1.7500	1.0000	38625.192
31	2.0000	0.3750	38375.230

MOD	ABSCISA	ORDONATA	POTENTIAL
32	2.0000	0.0000	38296.082
33	0.0000	3.0000	41236.202
34	2.2500	2.5000	39624.728
35	3.0000	1.2500	37926.611
36	3.0000	0.0000	37672.967
37	0.0000	4.0000	41046.752
38	2.0000	4.0000	40723.257
39	4.0000	4.0000	36495.407
40	4.0000	2.0000	36121.839
41	4.0000	0.0000	36077.556
42	0.0000	5.0000	42405.913
43	2.0000	6.0000	41251.000
44	4.0000	6.0000	37165.946
45	6.0000	6.0000	30924.930
46	6.0000	4.0000	24352.156
47	6.0000	2.0000	24561.236
48	0.0000	7.1700	24502.443
49	0.0000	7.1700	42707.041
50	2.0000	7.1700	41352.755
51	4.0000	7.1700	37235.466
52	6.0000	7.1700	30956.976
53	6.0000	7.1700	14667.665
54	6.0000	6.0000	14664.516
55	6.0000	4.0000	14551.202
56	6.0000	2.0000	14441.824
57	6.0000	0.0000	14413.127
58	10.0000	7.1700	3041.524
59	10.0000	6.0000	6765.717
60	10.0000	4.0000	340.010
61	10.0000	2.0000	5065.051
62	10.0000	0.0000	3400.710

CALCULUL CIMPURILOR PRIN METODA ELEMENTELOR FINITE

TIPUL PLAN: NUMAR TOTAL DE NODURI: 62  
 GEOMETRIA: 3X4,5 IN. DIAM. 0,08 IN. ADICA 7,17X10,75 CM; DIAM. CCA. 0,2 CM.  
 DIMENSIUNI IN CM REF.: JM. P.113 NR. NODURI DIRICHLET: 9  
 TENSIUNEA NR. 1= 46000.000 V, DENSITATEA NR. 1= 0.74300E-03 C/MC NUMAR DE TRIUNGHIURI: 91  
 GRAD POLINOM APROXIMARE:1

TIPUL PLAN: NUMAR TOTAL DE NODURI: 62  
 GEOMETRIA: 3X4,5 IN. DIAM. 0,08 IN. ADICA 7,17X10,75 CM; DIAM. CCA. 0,2 CM.  
 DIMENSIUNI IN CM REF.: JM. P.113 NR. NODURI DIRICHLET: 9  
 TENSIUNEA NR. 1= 46000.000 V, DENSITATEA NR. 1= 0.74300E-03 C/MC NUMAR DE TRIUNGHIURI: 91  
 GRAD POLINOM APROXIMARE:1

NOD	ARCSISA	ORDONATA	POTENTIAL	MOD	ABSCISA	ORDONATA	POTENTIAL
1	0.0000	0.1000	46000.000	32	2.0000	0.0000	267209.178
2	0.0500	0.0780	46000.000	33	0.0000	3.0000	308670.423
3	0.0780	0.0500	46000.000	34	2.2500	2.5000	301939.161
4	0.1000	0.0000	46000.000	35	3.0000	1.2500	286868.080
5	0.07500	0.0000	0.000	36	3.0000	0.0000	281105.203
6	0.7500	2.0000	0.000	37	0.0000	4.0000	326969.360
7	0.7500	4.0000	0.000	38	2.0000	4.0000	322440.419
8	0.7500	6.0000	0.000	39	4.0000	4.0000	300192.352
9	0.7500	7.1700	0.000	40	4.0000	2.0000	285292.539
10	0.0000	0.2000	103966.269	41	4.0000	0.0000	281241.901
11	0.0500	0.1900	102881.710	42	0.0000	6.0000	342388.828
12	0.1000	0.1750	104632.543	43	2.0000	6.0000	335922.759
13	0.1750	0.1000	104550.162	44	4.0000	6.0000	307958.017
14	0.1900	0.0500	102481.713	45	6.0000	6.0000	253478.362
15	0.2000	0.0000	103569.696	46	6.0000	4.0000	249496.278
16	0.0000	0.4000	158345.851	47	6.0000	2.0000	243770.947
17	0.1500	0.3750	159011.927	48	6.0000	0.0000	241547.626
18	0.3000	0.2750	159463.526	49	0.0000	7.1700	347030.249
19	0.3750	0.1500	158600.622	50	2.0000	7.1700	338215.281
20	0.4000	0.0750	158965.257	51	4.0000	7.1700	309231.876
21	0.4000	0.0000	157849.780	52	6.0000	7.1700	254126.859
22	0.0000	1.0000	226945.590	53	8.0000	7.1700	169245.545
23	0.5000	0.8750	226730.000	54	8.0000	6.0000	169058.448
24	0.8750	0.5000	225233.096	55	8.0000	4.0000	166977.272
25	0.9750	0.2500	224745.240	56	8.0000	2.0000	165181.166
26	1.0000	0.0000	224160.092	57	8.0000	0.0000	163840.526
27	0.0000	2.0000	279942.217	58	10.0000	7.1700	51891.466
28	0.5000	2.0000	202276.474	59	10.0000	6.0000	53294.879
29	1.2500	1.5000	272950.964	60	10.0000	4.0000	50607.014
30	1.7500	1.0000	270911.126	61	10.0000	2.0000	52569.737
31	2.0000	0.3750	268865.649	62	10.0000	0.0000	49985.966

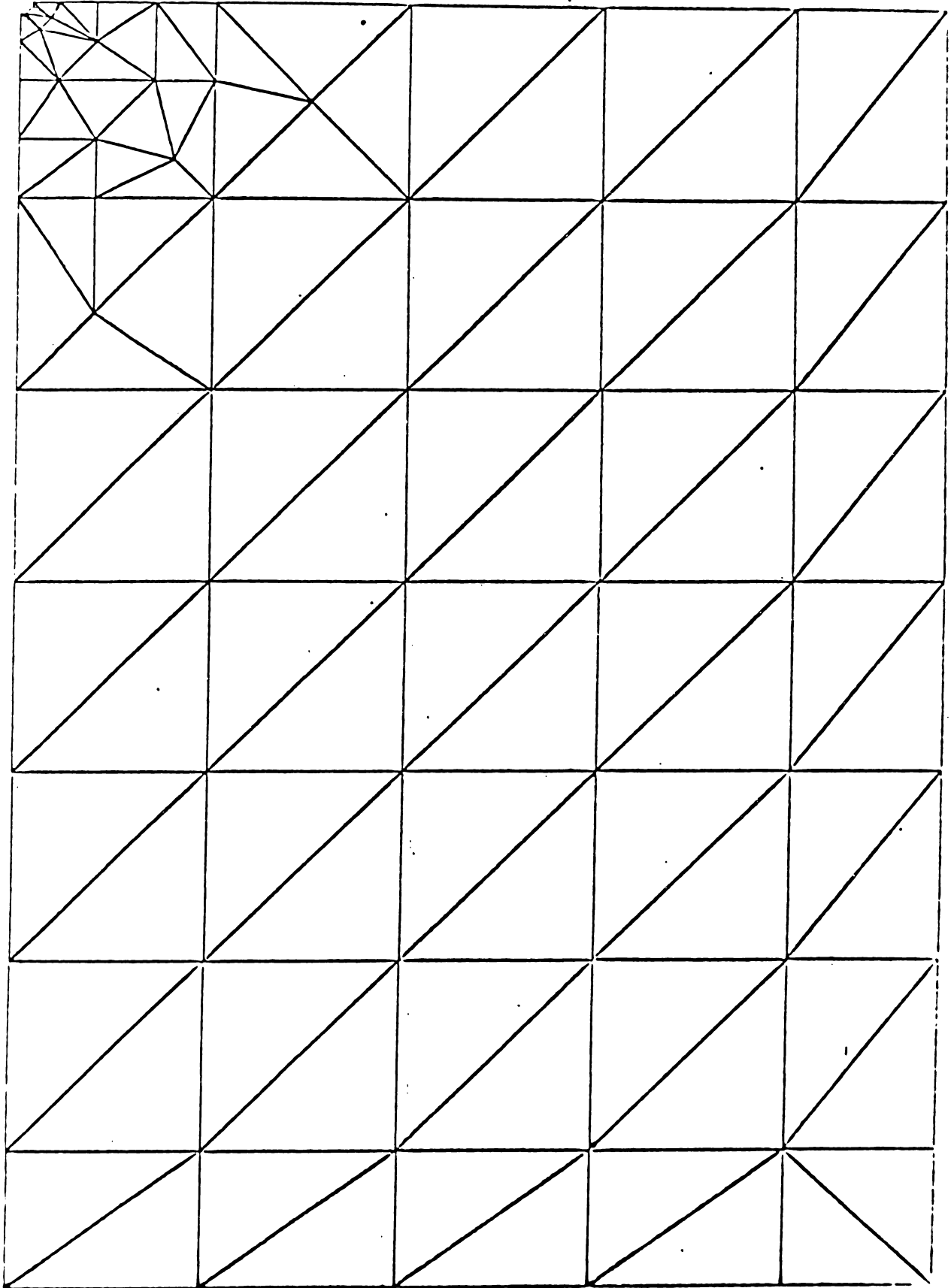


Fig. V.1

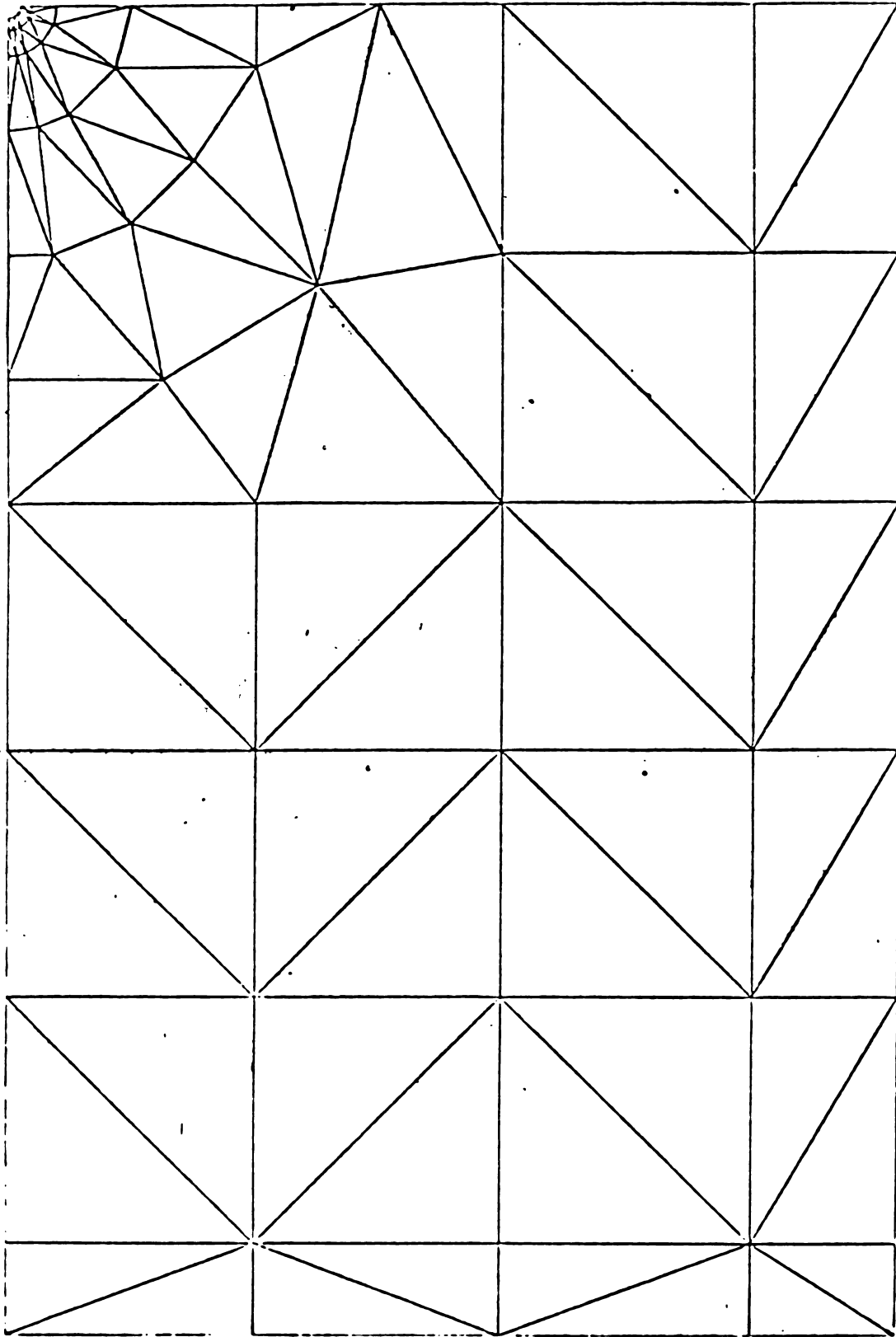


Fig. V.2



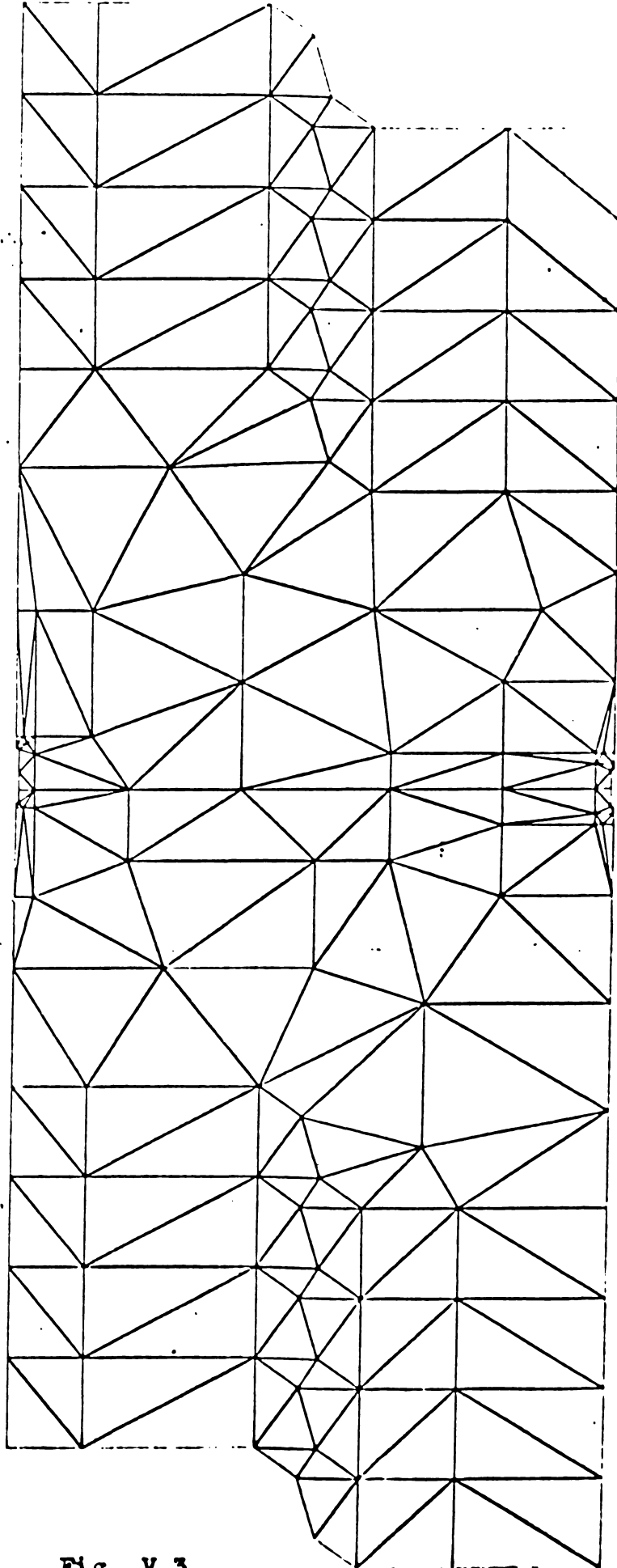


Fig. V.3