

UNIVERSITATEA “POLITEHNICA” DIN TIMISOARA
FACULTATEA DE MECANICA

Ing. FLORIANA DANIELA STOIAN

TEZA DE DOCTORAT

Coordonator stiintific
Prof.dr.ing. CORNELIU UNGUREANU

1997

UNIVERSITATEA "POLITEHNICA" DIN TIMISOARA
FACULTATEA DE MECANICA

Ing. FLORIANA DANIELA STOIAN

**Contributii privind influenta câmpurilor
electrice asupra transiterii de căldură la
vaporizarea globulară**

Teza de doctorat

Coordonator stiintific:

Prof. dr. ing. LIVIU DAN NEGRU

Prof.dr.ing. CORNELIU UNGUREANU

BIBLIOTECA CENTRALĂ
UNIVERSITATEA "POLITEHNICA"
TIMIȘOARA

Timisoara

609.490
366 C

CUPRINS

Introducere	3
1. Stadiul actual al cercetărilor privind intensificarea transferului de căldură la vaporizarea globulară prin aplicarea câmpurilor electrice de înaltă tensiune	7
1.1. Curba de vaporizare	7
1.2. Bazele fenomenului complex al vaporizării globulare	9
1.2.1. Formarea bulelor de vapori	9
1.2.2. Diametrul de rupere al bulei de vapori	13
1.2.3. Frecvența de generare a bulelor de vapori	14
1.3. Transferul de căldură la vaporizarea globulară	15
1.3.1. Mecanisme ale transferului de căldură la vaporizarea globulară	15
1.3.1.1. Mecanismele de creștere a bulei	16
1.3.1.2. Mecanismele analogice	18
1.3.1.3. Mecanismele cu microstrat	18
1.3.1.4. Modelul complex al vaporizării globulare	20
1.3.2. Ecuații criteriale ale transferului de căldură în domeniul vaporizării globulare	21
1.4. Intensificarea transferului de căldură la vaporizarea globulară prin aplicarea câmpurilor electrice de înaltă tensiune	22
1.4.1. Considerații generale	22
1.4.2. Rezultate experimentale privind intensificarea transferului de căldură prin aplicarea câmpurilor electrice de înaltă tensiune	24
1.4.3. Ecuații criteriale ale transferului de căldură la vaporizarea globulară în prezența câmpului electric de înaltă tensiune	32
1.4.4. Concluzii privind intensificarea transferului de căldură la vaporizare prin aplicarea câmpurilor electrice de înaltă tensiune	34
2. Efectele câmpului electric asupra transferului de căldură la vaporizare	36
2.1. Interacțiunea dintre câmpul de temperaturi, câmpul electric și câmpul de viteze (termo-electrohidrodinamica)	36
2.1.1. Introducere	36
2.1.2. Efecte EHD de interfață. Instabilitatea Rayleigh - Taylor în electrohidrodinamică	39
2.2. Modelarea matematică a efectelor electrohidrodinamice utilizate la intensificarea transferului de căldură	41
2.2.1. Ecuațiile electrohidrodinamicii	41
2.2.2. Considerații teoretice privind forțele electrice din fluide, cu aplicație la dinamica bulelor de vapori	45
2.2.2.1. Forța exercitată de câmpul electric asupra unității de volum a unui fluid dielectric liniar	45
2.2.2.2. Suprapresiunea electrică "Δp"	47
2.2.2.3. Forța dielectroforetică în suprafețele de discontinuitate	47
2.2.2.4. Fluide nepolare în câmp electric. Forțe de suprafață la fluide nepolare	49
2.2.2.5. Forțe dielectroforetice exercitate asupra bulelor de vapori	51
2.2.2.6. Modelul "cub" al unei bule de gaz în câmp electric uniform	52
2.2.2.7. Bula de gaz în prezența câmpului electric neuniform	53
2.3 Concluzii privind efectele câmpului electric asupra transferului de căldură la vaporizare	54
3. Instalația experimentală pentru studiul efectelor electrohidrodinamice asupra vaporizării globulare	55
3.1. Instalația experimentală. Componentă și funcționare	55
3.1.1. Instalația experimentală pentru simularea vaporizării globulare	55

3.1.2. Instalația experimentală pentru studiul vaporizării freonului R113	58
3.2. Tehnica de măsură. Măsurarea conductivității electrice a lichidului	61
4. Cercetări experimentale privind dinamica bulei în câmp electric staționar	68
4.1. Influența poziției orificiului de injecție a bulei în câmp electric	68
4.1.1. Rezultate experimentale	68
4.1.2. Analiza rezultatelor experimentale	71
4.1.2.1. Determinarea alungirii bulelor sub influența forțelor electrice	71
4.1.2.2. Determinarea variației volumului bulelor sub influența forțelor electrice	72
4.2. Influența distanței dintre electrozi	77
4.3. Influența efectului de capăt al sistemului de electrozi	79
4.4. Influența dimensiunii bulelor asupra dinamicii lor în câmp electric	80
4.5. Influența conductivității electrice a mediului lichid asupra bulelor de gaz injectate	88
4.5.1. Mediul lichid de referință: uleiul siliconic KF-96 10	88
4.5.1.1. Rezultate experimentale	88
4.5.1.2. Variația presiunii interne în bule, la nivelul orificiului de injecție	92
4.5.1.4. Influența dimensiunii bulelor	94
4.6. Concluzii privind dinamica bulelor de gaz în câmp electric staționar	97
5. Cercetări experimentale privind efectul câmpului electric staționar asupra vaporizării globulare	99
5.1. Efecte termo-electrohidrodinamice la vaporizarea freonului R113	99
5.2. Influența valorii conductivității electrice a lichidului asupra fenomenului de vaporizare	107
5.3. Concluzii privind intensificarea vaporizării globulare sub influența efectului EHD	108
Cap.6. Concluzii generale	111
6.1. Concluzii generale privind cercetările experimentale	112
6.2. Contribuții personale	115
6.3. Perspective	116
Bibliografie	117

Introducere

Transferul de căldură la vaporizarea lichidelor are o largă răspândire datorită aplicațiilor sale în industria chimică, termoelectrică, energetică nucleară, instalații frigorifice industriale, răcirea unor materiale în procesele de lucru din industria metalurgică. Importanța practică a fenomenului de vaporizare constă în aceea că are loc la valori relativ mici ale diferenței de temperatură, cu valori foarte mari ale fluxului termic transferat.

Vaporizarea este un fenomen complex, fiind influențată de: tensiunea superficială σ , căldura latentă de vaporizare r , proprietățile mediilor bifazice și caracteristicile suprafeței de schimb de căldură și de udare a acesteia de către lichid.

Folosirea câmpurilor electrice (*efectele electrohidrodinamice - EHD*) la intensificarea transferului de căldură s-a făcut inițial, acum aproximativ 80 de ani (în 1916), în Marea Britanie de către *L.W.Chubb*, pentru domeniul convectiv. Unul din primele studii cantitative în acest domeniu a fost cel aparținând lui *Bochiroi* (1960) care, ca și alți cercetători mai târziu, s-a concentrat asupra intensificării electrohidrodinamice a regimului de vaporizare peliculară și în consecință a fluxului de căldură critic. Acest fenomen electrohidrodinamic particular se datorează destabilizării electrice a peliculei de vapori de pe suprafața de schimb de căldură, determinată de forțele electrice care acționează la suprafața de separație lichid - vapori. Din 1960 s-au făcut studii sistematice privind intensificarea EHD a vaporizării peliculare, precum și intensificarea EHD a condensării și a transferului de căldură monofazic.

Intensificarea EHD a vaporizării globulare necesită aplicarea unui câmp electric intens suprafeței de transfer de căldură. Forțele electrice de tip dielectroforetic (și în unele cazuri cele de tip electroforetic, datorită prezenței sarcinilor electrice libere în fluid) conduc la o dinamică a bulei modificată față de cazul clasic și la o convecție intensificată a fluidului în ambele faze, care conduce la intensificarea transferului de căldură.

Metodele de intensificare a transferului de căldură utilizând câmpurile electrice

au următoarele avantaje:

1. permite o implementare simplă folosind doar un transformator de putere mică și un electrod (de exemplu, săgeți, sârme sau grile);
2. permite controlul rapid al coeficienților de transfer de căldură prin monitorizarea intensității câmpului electric;
3. realizează răcirca locală a traseelor curbate, o dificultate comună atunci când se utilizează o pompă sau un ventilator;
4. oferă posibilitatea aplicării în medii speciale (de ex. în condiții de micrograviție);
5. fluidele organice alternative (de ex. HCFC123, HFC134a), uleiurile, lichidele cu conductivitate electrică relativ mică, și gazele sunt fluide de lucru acceptabile la nivelul prezent al tehnologiei EHD;
6. necesită un consum de putere electrică redus în majoritatea aplicațiilor;
7. posibilitatea controlului transferului de căldură se reflectă într-o perioadă de viață mai lungă a echipamentului electronic datorită minimizării fluctuațiilor de temperatură.

Rate de intensificare a transferului de căldură la convecția naturală la gaze utilizând "vântul" Corona ajunge la valoarea 10, iar în cazul convecției naturale la lichide utilizând jetul EHD lichid ajunge la valoarea 100; pentru transferul de căldură în cazul convecției turbulente a unui lichid în mișcare folosind generarea de turbulență EHD, rata de intensificare este de ordinul unităților. În cazul transferului de căldură la condensare folosind fenomenul de extracție EHD și pseudo-condensarea picătură cu picătură, rata de intensificare este de 5 ori; pentru transferul de căldură la vaporizarea globală rata de creștere a coeficienților de căldură este de peste 50 de ori, etc.

În ultimii ani, echipamentul electronic este realizat din circuite integrate, ceea ce a determinat și o creștere a efectului *Joule* de încălzire. De aceea, metoda de răcire în vederea evacuării unui flux de căldură mărit și micșorarea fluctuațiilor de temperatură în echipamentul electronic pentru a-i mări durata de viață, a devenit o mare problemă. Transferul de căldură la vaporizare într-un lichid electroizolant este considerat ca fiind o posibilitate pentru realizarea unei performanțe satisfăcătoare. Totuși, histerezisul curbei de vaporizare între regiunea de convecție naturală și regiunea de vaporizare globală determină o diferență de temperatură diferită pentru același flux de căldură; de aceea, se impune necesitatea înlăturării acestui histerezis.

Metodele de intensificare a transferului de căldură care utilizează câmpurile electrice realizează înlăturarea histerezisului la vaporizare prin producerea unei convecții forțate, coeficienții de transfer de căldură ai fenomenului fiind mai ridicați decât cei din situația convențională.

În lucrare se urmărește ca prim obiectiv *punerea în evidență a efectelor de capăt ale câmpului electric*, având ca fluide de lucru uleiul siliconic respectiv freonul R113 (pure sau în amestec cu diferite proporții de etanol), cu proprietăți electrice asemănătoare cu marea majoritate a agenților frigorifici utilizați în prezent.

Un al doilea obiectiv îl constituie prezentarea rezultatelor experimentale obținute la încălzirea și vaporizarea freonului R113 în câmp electric staționar. Unul din efectele observate în decursul experimentelor îl constituie *aparitia bulelor de vapori sub influența câmpului electric, la valori ale temperaturii sub cea corespunzătoare vaporizării*. Fenomenul ca atare nu a mai fost întâlnit în literatura de specialitate consultată.

Conductivitatea electrică a agenților termici are un rol esențial în comportarea acestora în câmp electric. Un al treilea obiectiv al lucrării îl constituie *studiul experimental al efectului mării valorii conductivității electrice a lichidului asupra fenomenului de vaporizare globulară*.

Lucrarea cuprinde șase capitole și două anexe cu rezultatele determinărilor experimentale, respectiv programul de calcul al forței ascensionale rezultante în cazul simulării vaporizării globulare în câmp electric.

În *capitolul 1* se prezintă stadiul actual al cercetărilor în domeniu. Pornind de la problematica principală a vaporizării globulare convenționale, sunt prezentate cele mai notabile realizări în domeniul intensificării EHD a vaporizării globulare, atât din punct de vedere teoretic cât și experimental.

În *capitolul 2* se prezintă pentru început o analiză comparativă a abordării fenomenelor EHD în literatură din punctul de vedere al câmpului electric. Se continuă apoi cu o serie de considerații teoretice privind forțele electrice în fluide, cu aplicație la dinamica bulelor de vapori, fiind propus un model nou pentru mecanismul intensificării EHD a transferului de căldură la vaporizarea globulară.

Capitolul 3 cuprinde descrierea instalației experimentale, concepută și proiectată de autoare cu scopul de a verifica practic modelul analitic propus. Instalația a fost realizată la Laboratorul de Transfer de Căldură al *Institutului de Științe Industriale* de la *Universitatea din Tokyo, Japonia*.

În *capitolul 4* se prezintă rezultatele și analiza experimentelor privind dinamica bulelor singulare de gaz în prezența câmpului electric staționar. Cele cinci subcapitole abordează principalii parametri care influențează dinamica bulei în câmp electric, cu reflectare asupra intensificării EHD a transferului de căldură la vaporizarea globulară: poziția în câmp a bulei, distanța dintre electrozi, efectul de capăt al sistemului de electrozi, dimensiunea bulelor, conductivitatea electrică a lichidului.

În *capitolul 5* sunt prezentate rezultatele experimentale privind vaporizarea freonului R113, inclusiv studiul efectului măririi conductivității electrice a lichidului (în limitele substanțelor dielectrice). De asemenea, se prezintă modelul calitativ al noului fenomen observat în procesul de încălzire a freonului R113, și anume: generarea bulelor de vapori în condițiile aplicării unui câmp electric pentru intervalul de temperaturi (40 - 47,8) °C, la presiune de lucru atmosferică.

În *capitolul 6* sunt prezentate concluziile generale, fiind evidențiate contribuțiile autoarei la tematica studiată precum și perspectiva asupra continuării cercetărilor.

1. Stadiul actual al cercetărilor privind intensificarea transferului de căldură la vaporizarea globulară prin aplicarea câmpurilor electrice de înaltă tensiune

1.1. Curba de vaporizare

Vaporizarea reprezintă fenomenul de schimbare a stării de agregare a unui fluid din stare lichidă în stare gazoasă. În procesul de vaporizare pe o suprafață solidă încălzită, formarea bulelor de vapori are loc în anumite puncte ale suprafeței, numite germeni sau centre de nucleație, iar în cazul vaporizării în întreaga masă de lichid, bulele apar în întregul volum de lichid. Vaporizarea în întreaga masă de lichid poate avea loc în prezența unei surse de căldură în interiorul lichidului sau prin scăderea rapidă a presiunii deasupra lichidului.

Pentru ca un lichid să înceapă să se vaporizeze este necesară îndeplinirea următoarelor condiții:

- supraîncălzirea sa în raport cu temperatura de saturație,
- existența centrelor de nucleație pe suprafața solidă.

Supraîncălzirea lichidului este maximă în imediata vecinătate a suprafeței de transfer termic, iar centrele de nucleație sunt localizate pe suprafață și sunt constituite din neregularități ale acesteia (zgârieturi, cavități), incluziuni de gaze, impurități etc.

Regimurile vaporizării în volum sunt prezentate calitativ în fig.1.1. Coeficientul de schimb de căldură la vaporizare, α_v , este definit [1]:

$$\alpha_v = \frac{\dot{q}_v}{\Delta t_{ps}} = \frac{\dot{q}_v}{t_p - t_s} \quad [W / m^2 K] \quad (1.1)$$

În domeniul I are loc vaporizarea la sarcini termice mici (convecție liberă), comparabilă cu transferul de căldură din fluidul fără vaporizare la convecție liberă, la o temperatură puțin mai mică decât cea de saturație, t_s .

În domeniul II, al *vaporizării globulare*, pe suprafața de schimb de căldură se formează un strat subțire de lichid supraîncălzit. Rezistența termică a acestui strat este foarte mult redusă de turbulența indusă de vaporizare. Creșterea temperaturii suprafeței, t_p , determină creșterea numărului de bule generate și astfel, o importantă creștere a densității fluxului de căldură, q_v . Cu cât densitatea fluxului de căldură sau diferența de temperatură crește, se formează din ce în ce mai multe bule, mișcarea lichidului spre suprafața de schimb de căldură fiind întreruptă, formându-se astfel o peliculă de vapori.

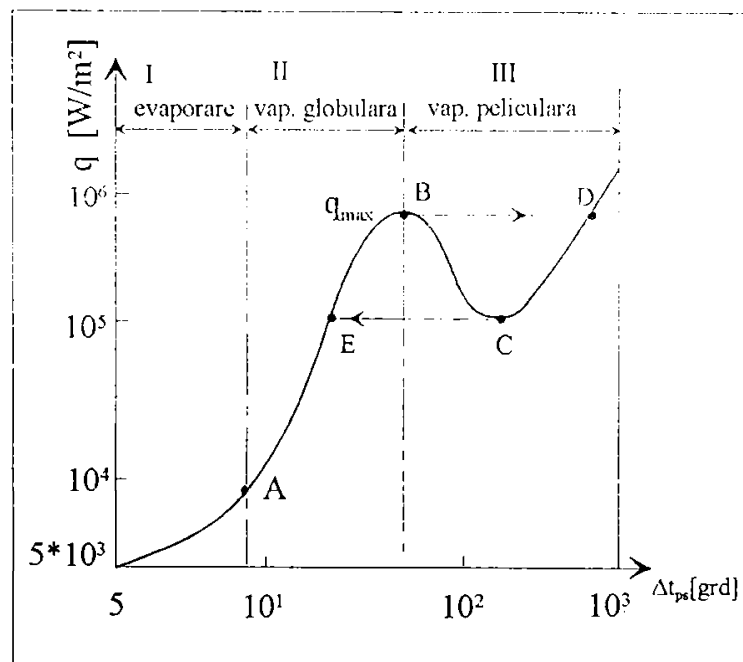


Fig.1.1. Curba de vaporizare [1]

Fluxul de căldură ce corespunde acestei situații este reprezentat de fluxul de căldură maxim, numit și flux critic (pct. B din fig.1.1); pentru sistemele cu generare de putere constantă (cazul reactoarelor nucleare), o creștere a fluxului de căldură peste acest punct conduce la o creștere a temperaturii suprafeței metalice care poate depăși punctul de topire al acesteia (pct. D din fig.1.1).

La o temperatură suficient de mare a suprafeței, pe aceasta se formează un film (o peliculă) de vapori - domeniul III, ale *vaporizării peliculara*, în acest caz transmiterea de căldură se face prin conducție prin pelicula de vapori și prin radiație, temperatura suprafeței fiind mult mai mare decât aceea corespunzătoare unor fluxuri de căldură

comparabile din domeniul vaporizării globulare (C - D).

În cazul sistemelor cu control al temperaturii suprafeței, o creștere peste temperatura corespunzătoare fluxului maxim conduce la scăderea acestuia. Acest fenomen corespunde incipienței domeniului III - vaporizarea tranzitorie - când, alternativ, lichidul ajunge pe suprafață respectiv este împins de pe aceasta de bule (B - C).

În cazurile practice este recomandabil să se ia în considerare două sisteme de transmitere de căldură:

- transmiterea cu aport constant de căldură;
- transmiterea cu diferență constantă de temperatură.

În cazul sistemelor de transmitere cu aport constant de căldură, care intervine mai ales la încălzirea electrică sau la încălzirea în reactoarele nucleare cu fierbere, această zonă (B - C) are adesea doar un caracter ipotetic, dată fiind instabilitatea fierberii de aici. Cele mai interesante sisteme care lucrează cu temperatura constantă sunt schimbătoarele de căldură încălzite cu vapori care condensează sau cu gaze cu temperatură constantă. Într-o primă aproximație, diferența de temperatură ΔT_p este dată a priori. Din această cauză, se realizează pentru orice valoare a lui ΔT_p o stare de echilibru, deoarece ordonata talei curba într-un singur punct. Cu aceste sisteme s-au putut determina experimental și puncte din domeniul instabil B - C, deoarece acum nu mai apar transformări bruște ale caracterului fierberii.

1.2. Bazele fenomenului complex al vaporizării globulare

1.2.1. Formarea bulelor de vapori

Cercetările experimentale [2] au arătat că o trecere lină din domeniul I în domeniul II este posibilă numai când curba de vaporizare este parcursă în sensul micșorării lui q_v sau a lui ΔT , dacă pe suprafața de vaporizare era deja instalată vaporizarea cu bule. Histerezisul curbei de vaporizare se manifestă prin aceea că pentru amorsarea vaporizării cu bule sunt necesare supraîncălziri mult mai mari decât pentru menținerea vaporizării cu bule odată ce aceasta s-a instalat.

Se cunoaște că fenomenul de histerezis este mai predominant la suprafețe poroase.

iar experiențe mai recente au demonstrat că histerezisul curbei de vaporizare nu este întotdeauna similar histerezisului care apare la inițierea vaporizării, ci poate exista și după ce vaporizarea a fost inițiată (fig.1.2.) [3], [4].

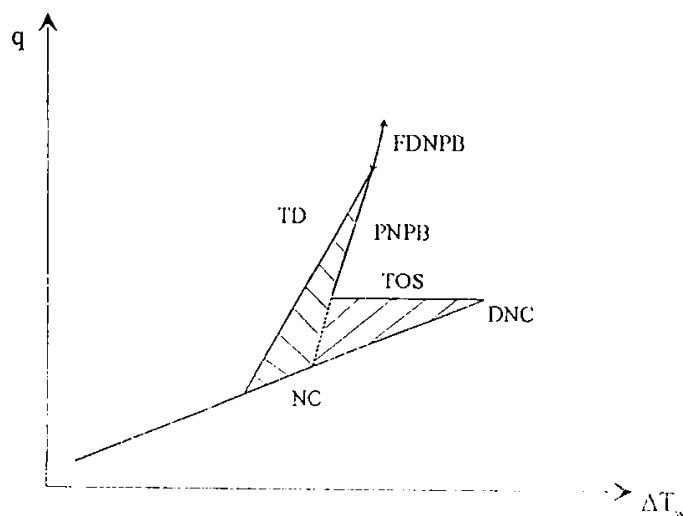


Fig.1.2. Histerezisul curbei de vaporizare [3]

Shi [3] împarte fenomenul de histerezis în:

- histerezis la incipiența vaporizării (“temperature overshoot” - TOS) și
- histerezis în domeniul tranzitoriu, între vaporizarea la subrăcire și la saturație (“temperature deviation” - TD).

Notațiile din fig. 1.2. reprezintă:

- FDNPB - vaporizare globulară generalizată în volum,
- PNPB - vaporizare globulară parțială în volum,
- DNC - îndepărtarea de la convecția naturală,
- NC - convecție naturală.

Histerezisul la incipiența vaporizării este un fenomen care apare la incipiența vaporizării pentru anumite combinații lichid - suprafață. Prima generare de vapori se produce doar în centre individuale de vaporizare ale suprafeței. Aceste centre corespund cavităților în care a preexistat doar o mică cantitate de gaz rezidual. De aceea, supraîncălzirea necesară pentru această primă generare de bule este mare. După desprinderea primelor bule, în aceste cavități va fi reținută o cantitate mai mare de gaz (vapori), ceea ce va determina scăderea supraîncălzirii necesare pentru următoare generare de bule. Cu cât este reținută o cantitate mai mare de vapori într-o microcavitate, cu atât mai scăzută va fi supraîncălzirea necesară la inițierea vaporizării.

Suprafețele poroase, pe care există un număr mare de de cavități ce pot fi ușor înecate (parțial sau total) cu lichid și reactivate în procesul de vaporizare normal, sunt de obicei caracterizate de o diferență de temperatură mai mare decât cea corespunzătoare suprafețelor plane. Însă, în cazul suprafețelor prelucrate centrele de vaporizare ar putea fi activate la o supraîncălzire mai redusă prin *propagarea vaporilor* respectiv *acoperirea cu vapori*, ce sunt prezentate în fig. 1.3.

În timpul creșterii primei bule, suprafața acesteia se întinde pe suprafața încălzită. Frontul de vapori poate penetra în microcavitatea alăturată dacă unghiul de contact al lichidului β satisface condiția $\beta > (\pi - \Phi)$. Astfel, microcavitatea vecină ar fi complet umplută cu gaz (vapori) și atunci ar fi activată prin această *propagare de vapori* (fig. 1.3.a).

Dacă $\beta < (\pi - \Phi)$, adică cavitatea vecină are un unghi solid mic, Φ , sau lichidul are un unghi de contact mic, β , microcavitatea poate conține o mică cantitate de gaz și nu ar putea fi activată la supraîncălzirea inițială (fig. 1.3.b). Dacă frontul primei bule *acoperă* această microcavitate, lichidul din aceasta va fi separat de restul volumului de lichid, fiind supraîncălzit local de peretele cald. Prin evaporarea incluziunii de lichid va crește o mică buă ce va putea fi activată deplin la următoarea generare de bule. Aceste noi centre de nucleație nu numai că vor intensifica transferul de căldură, dar vor activa la rândul lor alte microcavități vecine, până când se atinge regimul de vaporizare globulară generalizată pe toată suprafața considerată.

Când bula de vapori atinge o anumită mărime, forța ascensională învinge forțele de tensiune superficială și aceasta se desprinde ridicându-se în lichid. *Negru* [2] a determinat pe cale teoretică, condițiile de amorsare a unui centru de vaporizare cu bule, forma cavității fiind considerată conică. În fig.1.4. este prezentată succesiunea "pașilor" de creștere a bulei de vapori până la desprinderea acesteia de perete, caracterizată prin razele de curbură corespunzătoare ale suprafeței de separație lichid - vapori: r'_b , r''_b și r_{br} .

Din ecuația de echilibru hidrostatic rezultă suprapresiunea de saturație critică - Δp_{σ} :

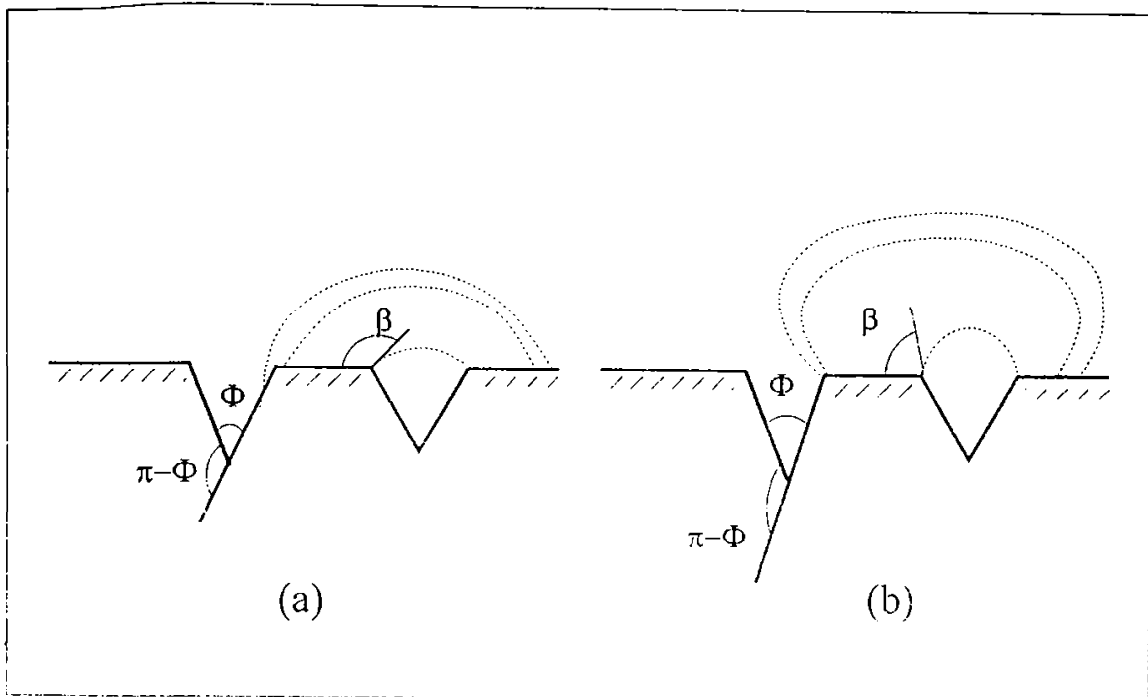


Fig. 1.3. Activarea microcavităților alăturate [3]

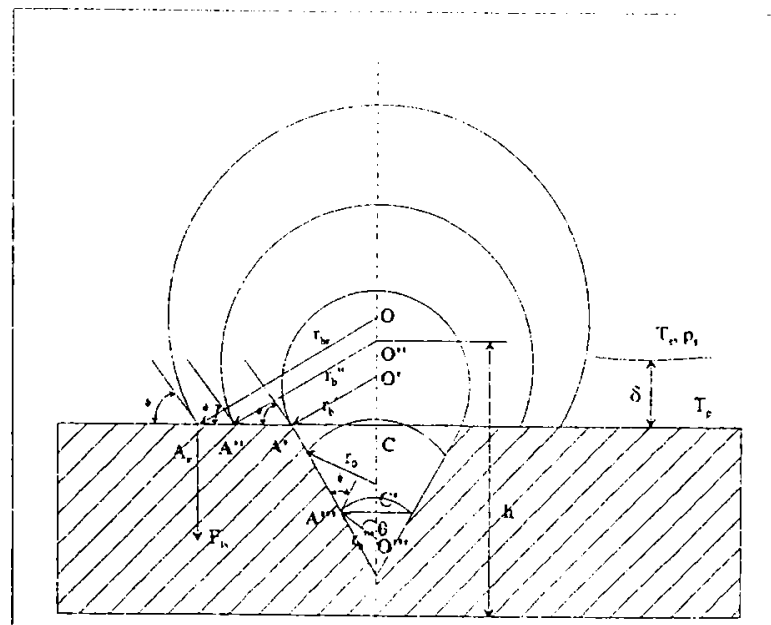


Fig. 1.4. Evoluția bulei de vapori în jurul unei cavități conice [2]

$$\Delta p_{cr} = \frac{2}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{\sigma(T_{pcr})}{r_i} \sqrt{\frac{T_s}{T_{pcr}}} \sqrt{\frac{\sigma(T_{pcr})}{\sigma(T_s)}} \quad (1.2)$$

unde: T_s - temperatura de saturație a lichidului [K],

T_p - temperatura peretelui [K],

δ - grosimea stratului limită termic [m],

T_{per} - temperatura suprafeței corespunzătoare amorsării centrului de vaporizare [K],

$\sigma(T_{per})$ - tensiunea superficială a lichidului la T_{per} [N/m],

r_i - raza meniscului bulei remanente de aer din microcavitate [m],

$\sigma(T_s)$ - tensiunea superficială a lichidului la temperatura acestuia [N/m],

Pe baza ecuației *Clapeyron - Clausius* se poate calcula supraîncălzirea necesară pentru amorsarea centrului de vaporizare $-\Delta T_{cr}$:

$$\Delta T_{cr} = \Delta p_{cr} \left(\frac{dT}{dp} \right)_{dm} \quad (1.3)$$

unde cel de-al doilea factor reprezintă înclinarea medie a curbei de vaporizare pe intervalul de temperaturi ($T_s - T_{per}$).

S-a constatat că la suprapresiuni de saturație mai mici decât Δp_{cr} , centrul de vaporizare nu se amorsează, iar la suprapresiuni mai mari el devine activ începând să producă bule de vapori.

Raza inițială r_i , ce depinde de istoria anterioară a centrului de vaporizare, va fi cu atât mai mare cu cât conținutul de aer în lichid a fost mai mare și cu cât timpul scurs până la amorsarea ulterioară a fost mai mic. Cu cât timpul este mai mare, aerul din bulă difuzează mai mult în lichidul înconjurător, bula micșorându-și dimensiunile.

După fiecare bulă degajată, în cavitate rămân vapori care formează un menisc de rază r_b , mult mai mare decât raza inițială a bulei, r_i . În aceste condiții, este evident că pentru menținerea centrului de vaporizare vor fi necesare supraîncălziri mult mai mici decât cele necesare pentru prima amorsare.

1.2.2. Diametrul de rupere al bulei de vapori

Cunoașterea valorii diametrului de rupere al bulei are o deosebită importanță pentru studiul teoretic al schimbului de căldură la vaporizare însă, datorită factorilor care influențează procesul de formare și rupere al bulelor, determinarea sa pe cale teoretică este dificilă. În general expresiile de calcul conțin densitatea la saturație a lichidului ρ' și a

vaporilor ρ'' , tensiunea supreficială σ , accelerația gravitațională g și o constantă K_1 .

Pentru regimul de vaporizare la presiunea atmosferică, cu bule izolate, ce include și efectul unghiului de contact φ se menționează [2] *relația Fritz*:

$$D_b = K_2 \cdot \varphi \cdot \frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')} J^{1/2} \quad (1.4)$$

Pentru presiuni înalte, ținându-se cont și de efectul dinamic se menționează [2] *relația Staniszewski și Cole*:

$$D_b = K_2 \left[\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')} J^{1/2} \left[1 + b \left(\frac{dD}{d} \right)^c \right] \right] \quad (1.5)$$

În cazul variațiilor mari de presiune și de supraîncălzire se menționează [2] *relația Ruckenstein*:

$$D_b = K_3 \left[\frac{\rho' a}{g(\rho' - \rho'')} J^{1/3} \cdot Ja^{2/3} \right] \quad (1.6)$$

unde : a - difuzivitatea termică

$Ja = (r' c_p \Delta t) / r'' r$ - criteriul Jakob, în care:

r', r'' - căldura de vaporizare a lichidului respectiv a vaporilor la saturație, [J/kg];

c_p - capacitatea termică masică la presiune constantă, [J/kg·K];

$\Delta t = t_p - t_s$ - supraîncălzirea peretelui, [K].

1.2.3. Frecvența de generare a bulelor de vapori

Studiile teoretice și cercetările experimentale au arătat că frecvența de generare a bulelor, f , respectiv relația dintre aceasta și diametrul de rupere al bulei, D_b , depind în mod deosebit de natura forțelor care acționează asupra bulei și de valoarea raportului dintre densitatea fluxului de căldură q_v și densitatea critică a fluxului $q_{v,c}$, la care vaporizarea devine peliculară.

Din aceste puncte de vedere se deosebesc trei domenii de vaporizare:

- *domeniul hidrodinamic*, în care forțele preponderente care acționează asupra bulei sunt forțele de plutire și forțele hidrodinamice de frânare. Pentru acest domeniu

Cole [5] stabilește pe cale teoretică relația:

$$f \cdot D_b^{1/2} = \left[\frac{4g(\rho' - \rho'')}{3C_D \rho_L} \right]^{1/2} \quad (1.7)$$

unde C_D - coeficientul de frânare, ρ' - densitatea lichidului la saturație, ρ'' - densitatea vaporilor la saturație, ρ_L - densitatea lichidului.

- *domeniul tranzitoriu* - cele trei forțe principale care acționează asupra bulci au valori apropiate, astfel încât nu mai poate fi neglijată nici una dintre ele, rezultând [2]:

$$f = 14 \cdot D_b^{-3/4} \quad (1.8)$$

unde $D_b = (0, 05 \dots 1)$ cm.

- *domeniul termodinamic* - diametrul de rupere și frecvența bulelor depind numai de considerente termodinamice, referindu-se la bule de dimensiuni foarte mici $D_b < 0,05$ cm sau bule de dimensiuni medii $0,05 < D_b < 0,5$ cm, pentru densități foarte mici ale fluxului de căldură.

Datele experimentale pentru acest domeniu confirmă relațiile de tipul [6]:

$$f \cdot D_b^2 = \text{constant} \quad (1.9)$$

1.3. Transferul de căldură la vaporizarea globulară

1.3.1. Mecanisme ale transferului de căldură la vaporizarea globulară

Schimbul de căldură la vaporizarea cu bule este un fenomen care, nici până în zilele noastre, nu a fost elucidat complet în ceea ce privește mecanismul intim de transmitere a căldurii de la peretele cald la lichid. Faptul că, odată cu apariția bulelor coeficientul de transmitere a căldurii crește foarte mult, a condus la concluzia că, direct sau indirect, apariția bulelor este cauza creșterii substanțiale a coeficientului de schimb de căldură.

Mecanismele propuse pentru explicarea intensificării transferului de căldură la vaporizarea globulară pot fi clasificate în trei categorii:

1. mecanisme de creștere a bulei;
2. mecanisme analogice;
3. mecanisme cu microstrat.

1.3.1.1. Mecanismele de creștere a bulei

Mecanismele de creștere a bulei țin cont de faptul că la vaporizarea globulară a unui lichid pe o suprafață solidă, procesul periodic de apariție și creștere a bulei de vapori pe centrul activ al suprafeței, urmate de desprinderea și ascensiunea ei prin masa de lichid, creează o intensă agitație a lichidului adiacent. Creșterea bulei pe suprafața solidă este însoțită de deplasarea radială a lichidului pe suprafața caldă, iar când bula s-a desprins, lichidul curge în sens invers. O serie de autori consideră că transferul de căldură la vaporizarea nucleată este definit de hidrodinamica generată de periodicitatea procesului de nucleație [7], [8].

Printre mecanismele de creștere a bulei, consacrate în literatură, sunt:

- *mecanismul Han și Griffith* [9] (fig.1.5), care explică transferul de căldură la vaporizarea globulară cu ajutorul teoriei convecției în masă a stratului limită termic nestaționar (SLT).

Cei doi autori consideră că bulele de vapori se desprind de pe suprafața încălzită și transportă stratul de lichid supraîncălzit adiacent lor în masa de fluid (*Etapa I*). În același timp, fluidul mai rece curge pe suprafața încălzită și îi ia locul (*Etapa II*). Transferul de căldură în primele câteva momente este foarte intens datorită gradientului mare de temperatură de lângă perete. După un timp, un nou strat limită se formează și o nouă bulă crește (*Etapa III*) până la mărimea de desprindere (*Etapa IV*). Apoi bula se desprinde de pe suprafața încălzită și un nou strat de lichid supraîncălzit este transportat în masa de lichid. În acest mod, prin repetarea a transportului stratului limită termic (numit convecție în masă), căldura este transportată de lichid de la perete. Suprafața de transfer de căldură este împărțită în două părți: aria de convecție în masă a stratului limită termic tranzitiv și aria de convecție naturală.

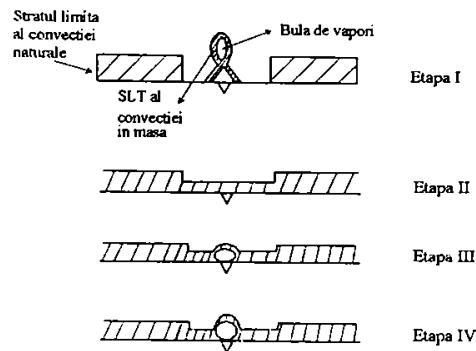


Fig.1.5. Modelul fizic al mecanismului Han și Griffith [9]

• *mecanismul Ruckestein* [10], [11] stabilește o ecuație pentru coeficientul de transfer de căldură la vaporizarea globulară, pe baza unui model simplificat al procesului hidrodinamic. El consideră că în imediata vecinătate a suprafeței încălzite procesul hidrodinamic depinde în mod esențial de numărul de centri activi și de fenomenul de creștere a bulei pe acești centri. Considerând că:

- distanța medie dintre centrii activi este L ,
- bulele de vapori apar instantaneu în toți centrii și determină o mișcare a lichidului paralelă cu suprafața pe o distanță $l \cong L/2$, având sensul dinspre centrele de nucleație, după care lichidul are o mișcare ascendentă, perpendicular pe suprafață;
- în orice punct de-a lungul distanței $L/2 - R$ se poate folosi pentru coeficientul de transfer de căldură ecuația valabilă pentru curgerea laminară stabilizată a unui lichid semiinfinit pe o placă plană, viteza lichidului în punctul inițial fiind egală cu viteza de creștere $dR/d\tau$ a bulei (ec. *Foster - Zuber*);
- aria de transfer termic este acoperită de lichid numai pe fracțiunea $1 - \left(\frac{R}{L}\right)^2$;
- durata scursă între momentul desprinderii unei bule și momentul apariției bulei următoare este neglijabil, fapt confirmat de rezultate experimentale.

Luând în calcul aceste ipoteze, *Ruckestein* obține o ecuație pentru determinarea coeficientului de transfer de căldură (ec. 1.7.). Utilizarea modelului propus de *Ruckestein* necesită date experimentale, și anume cunoașterea distanței dintre centrii activi.

619.490
366 C

1.3.1.2. Mecanisme analogice

Mecanisme analogice sunt extinderi ale mecanismului convecției naturale asupra transferului de căldură la vaporizare și utilizează parametrii sistemului bifazic pentru caracterizarea acestuia, principalul parametru fiind titlul vaporilor.

Printre acestea este menționat *modelul Chawla - Bingle* [12] pentru vaporizarea globulară a unui lichid, cu generare internă de căldură.

În cazul acestui mecanism se consideră că, datorită curenților de convecție provocați de curgerea ascensională a amestecului bifazic în lungul suprafeței încălzite, lichidul curge dinspre marginea acesteia spre centru, apoi se ridică și revine deasupra centrului suprafeței încălzite. La numere Rayleigh mari curgerea în lungul suprafeței încălzite poate fi considerată ca având loc în stratul limită, format dintr-o singură fază, și pornind de la marginea fundului vasului. În afara stratului limită curgerea este presupusă a fi în esență o curgere stabilizată a unui amestec bifazic.

1.3.1.3. Mecanisme cu microstrat

Mecanisme cu microstrat iau în considerare existența unui film de lichid între bula de vapor și suprafața încălzită (numit microstrat) și țin cont de aportul său la formarea și creșterea bulei de vapor. În aceste mecanisme microstratul este considerat în repaus și transferul de căldură prin el se face prin conducție termică [13], [14], [15].

Unul dintre modelele cu microstrat propuse aparține lui *Gh. Soare* [15]. Modelul presupune că microstratul nu este în repaus, ci într-o mișcare complexă, generată de gradientul de tensiune superficială care apare în mod natural la interfața vapor-lichid (fig. 1.5). Datorită acestuia se formează o celulă rotitoare dublă, de tip Bénard. Astfel, datorită diferenței de densitate și din motive de continuitate, lichidul supraîncălzit este adus de lângă peretele cald, în punctul de rază maximă de la interfața vapor-lichid. De aceea, pe circumferința de rază maximă a microstratului, lichidul de la interfața vapor-lichid are o temperatură mai mare decât cel situat la raze mai mici, deoarece acesta se răcește prin evaporare. Apare în acest fel un gradient de temperatură care generează un gradient radial de tensiune superficială ce pune în mișcare lichidul din partea superioară a microstratului. O parte din lichidul pus în mișcare se vaporizează, iar restul este refulat de la rădăcina bulei în sens invers în lungul suprafeței de transfer de căldură, supraîncălzindu-se din nou.

Când ajunge la punctul de rază maximă a microstratului, o parte din acest lichid supraîncălzit se ridică, ajungând din nou la interfață.

Zona în care lichidul se mișcă decelerat este zona de influență a bulei. În zona de influență lichidul continuă să se supraîncălzească până când viteza lui scade într-atât, încât forțele ascensionale devin preponderente. Din acest moment microstratul începe să se deplaseze pe verticală întorcându-se apoi din nou spre baza bulei, pe de o parte datorită efectului de ejector creat de tensiunea superficială, iar pe de altă parte datorită unei celule rotitoare ce se formează datorită curgerii în zona din urma unei bule ce s-a desprins anterior. În acest mod, atât hidrodinamica generată de ascensiunea bulelor prin lichid, cât și cea generată de forțele superficiale de la interfața vapor-lichid a microstratului, concurează la alimentarea cu lichid supraîncălzit a interfeței, unde are loc evaporarea lichidului.

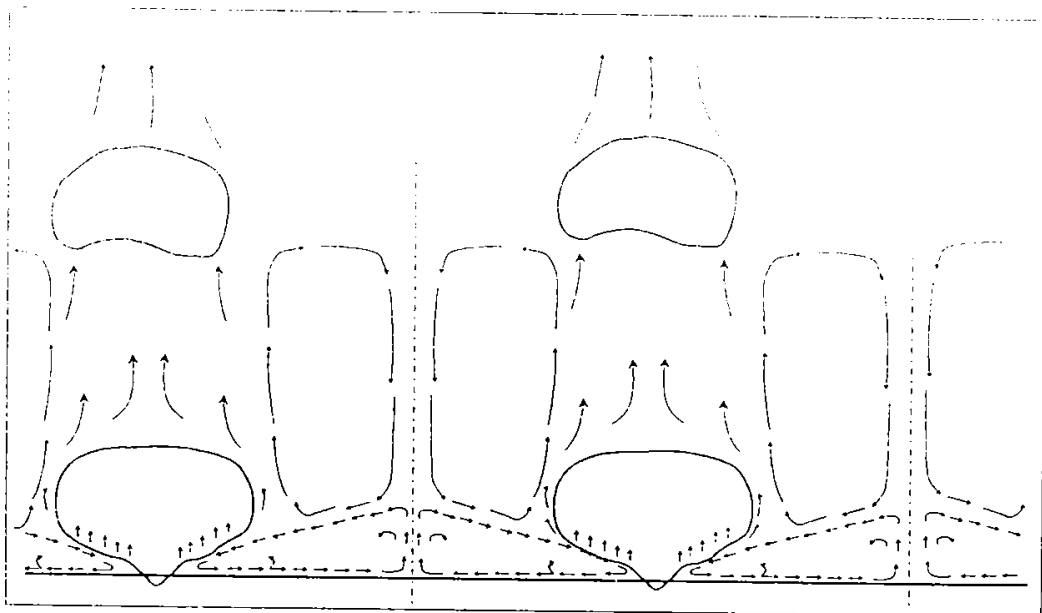


Fig. 1.6. Mecanismul transferului de căldură la vaporizare prin microstrat [15]

Fiecare din aceste mecanisme explică parțial intensificarea transferului de căldură în prezența bulelor, astfel că manifestarea lor simultană conduce cel mai probabil la creșterea coeficientului de transmitere a căldurii.

1.3.1.4. Modelul complex al vaporizării globulare

Graham și Hendricks [16] prezintă un model complex al vaporizării globulare care ține cont de evaporare și de convecția turbulentă, din zona neinfluențată de prezența bulelor (fig.1.7).

La un moment dat, pe suprafața încălzită se întâlnesc bule în creștere, considerate ca având forma unor calote sferice. Pe aria de contact udată, cu excepția unei pete centrale, se produce transferul de căldură prin evaporare. Pata uscată se dezvoltă în timpul creșterii bulei, și acoperă întreaga suprafață de contact la regimul critic. Transferul de căldură la pata uscată se face prin convecție termică (a gazului), cu contribuție neînsemnată la schimbul global de căldură.

La unghiuri mai mici de 90 °C dedesubtul bulei va exista un sector circular care nu face parte din aria udată. În această arie și într-o arie de secțiune circulară, adiacentă, cu o rază egală cu diametrul bulei, după *Kast* (citată în [13]), apare o convecție liberă intensificată, mai mare decât convecția liberă turbulentă calculată pentru o placă orizontală.

În locurile de pe suprafață unde s-au degajat bule, apare așa-numita zonă de preparare care există până la formarea bulei următoare. În această perioadă, numită perioada de așteptare, apare o conductibilitate nestaționară în stratul limită. Restul ariei, numită suprafața nefierbătoare, contribuie la schimbul de căldură printr-o convecție liberă turbulentă. Însușind proporțional cu suprafața mecanismele de transfer de căldură prezentate, autorii stabilesc o densitate medie de flux de căldură pentru întreaga suprafață.

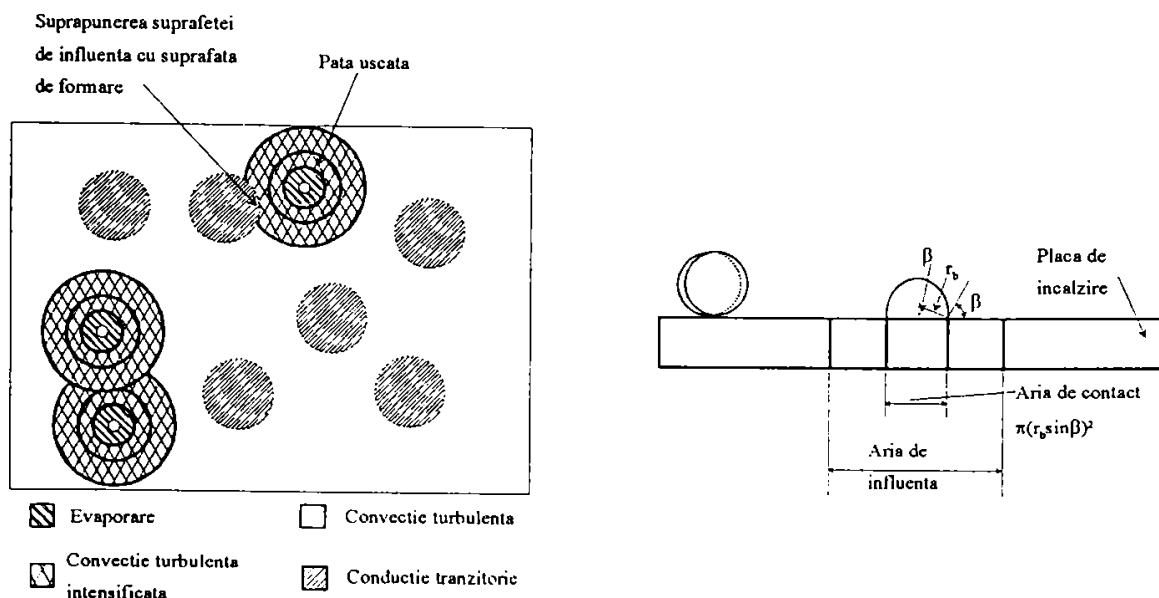


Fig.1.7. Mecanismul complex al schimbului de căldură la vaporizare [16]

1.3.2. Ecuații criteriale ale transferului de căldură în domeniul vaporizării globulare

1. *Ecuația lui Forster și Zuber* [17]:

$$Nu_F = 0,015 Re_F^{0,62} Pr^{1/3} \quad (1.10)$$

Lungimea caracteristică l din criteriile Nu_F și Re_F depinde de diametrul bulei, iar viteza w din criteriul Re_F depinde de viteza de creștere a bulelor.

2. *Ecuația lui Rohsenow* [18]:

$$Nu_0 = C_1 \cdot Re_0^{(1-n)} \cdot Pr^{(-m)} \quad (1.11)$$

unde: $n = 0,332$, $m = 0,7$ și C_1 este o constantă ce depinde de combinația fluid/suprafață de transfer de căldură iar lungimea caracteristică din criteriile Nu și Re este diametrul de rupere al bulei de vapori (corespunzătoare indicelui 0)..

3. *Ecuația lui Ivașkevici* [19]:

$$Nu_i = 2 \cdot K_i^{1/2} \quad (1.12)$$

În această ecuație Nu_i și K_i sunt combinații de mărimi dimensionale, determinate de Kruschilin:

$$Nu_i = \frac{\alpha_v}{\lambda} \left[\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')} \right]^{1/2} \quad (1.13)$$

$$K_i = \frac{\dot{q}_v \sqrt{\rho''/g}}{\sqrt{g \cdot T_s \cdot \lambda \cdot \sqrt[3]{(\rho' - \rho'')^3 \cdot \sigma / g}}} \quad (1.14)$$

4. *Ecuația lui Stephan* [20]:

$$Nu_s = 0,071 \cdot K_i^{0,7} \cdot K_2^{0,3} \cdot K_3^{0,133} \quad (1.15)$$

unde:
$$K_1 = \frac{8 \cdot \dot{q}_v \cdot d}{\lambda \cdot T_s}; \quad K_2 = \frac{d \cdot T_s \cdot \lambda}{v \cdot \sigma}; \quad K_3 = \frac{R_p}{d} \cdot \frac{r}{(f \cdot d)^2} \cdot \frac{\rho''}{\rho'} \quad (1.16)$$

în care: R_p - adâncimea rugozității suprafeței;

d - diametrul caracteristic al bulei;

f - frecvența de degajare a bulelor.

5. *Ecuația lui Cornwell și Houston* [21]:

$$Nu = A \cdot F(p) \cdot Re_s^{0,67} \cdot Pr^{0,4} \quad (1.17)$$

unde $A = 9,7p_c^{0,5}$ și $F(p)$ dată de ecuația:

$$F(p) = 1,8p_r^{0,17} + 4p_r^{1,2} + 10p_r^{10}, \text{ în care } p_r = p/p_c.$$

6. Ecuația lui Gorenflo [22]:

$$\alpha / \alpha_0 = F(p^*) (\dot{q} / (\dot{q}_0)^n (R_s / R_{s0})^{0,133} \quad (1.18)$$

unde exponentul 0,133 pentru influența rugozității este coeficientul dat de Stephan; valorile de referință $q_0 = 20\,000 \text{ W/m}^2$ și $R_{s0} = 0,4 \text{ }\mu\text{m}$ sunt arbitrar alese pentru a putea calcula coeficientul de transmitere de căldură de referință.

Ecuațiile prezentate se pot folosi pentru calculul schimbului de căldură pentru țevi singulare. Folosirea lor pentru calculul transferului de căldură în cazul vaporizatoarelor conduce la rezultate mult diferite. În acest ultim caz au fost stabilite ecuații criteriale, dar acestea au un grad mic de generalitate, fiind valabile numai pentru cazuri asemănătoare cu cele cercetate.

1.4. Intensificarea transferului de căldură la vaporizarea globulară prin aplicarea câmpurilor electrice de înaltă tensiune

1.4.1. Considerații generale

Utilizarea unor tehnici noi pentru intensificarea schimbului de căldură la vaporizare a stat permanent în atenția constructorilor de vaporizatoare tehnice. Creșterea coeficientului de schimb de căldură este importantă pentru reducerea suprafeței de schimb de căldură, deci a dimensiunilor și costurilor de construcție ale schimbătoarelor de căldură, precum și a costurilor de exploatare ale instalațiilor.

Metodele utilizate în mod curent sunt: nervurarea, realizarea de diferite tipuri de suprafețe prelucrate sau acoperite, etc (fig.1.8).

Prin aceste metode se are în vedere mărirea numărului de centre de nucleație care să devină active la o supraîncălzire cât mai mică [22 - 34].

Necesitatea refolosirii din motive ecologice a surselor de energie reziduală, cu temperaturi mai joase de $100 \text{ }^\circ\text{C}$, a readus în atenția cercetătorilor efectele câmpurilor electrice asupra mediilor dielectrice (categorie în care se încadrează și agenții frigorifici utilizați în mod curent).

Studiile efectuate asupra unor vaporizatoare folosind aceste efecte au condus la concluzia că, din punct de vedere economic, utilizarea acestora într-o instalație de pompă de căldură este cu (20 - 30)% mai eficientă decât utilizarea unor vaporizatoare convenționale cu țevi nervurate sau cu suprafețe acoperite [34].

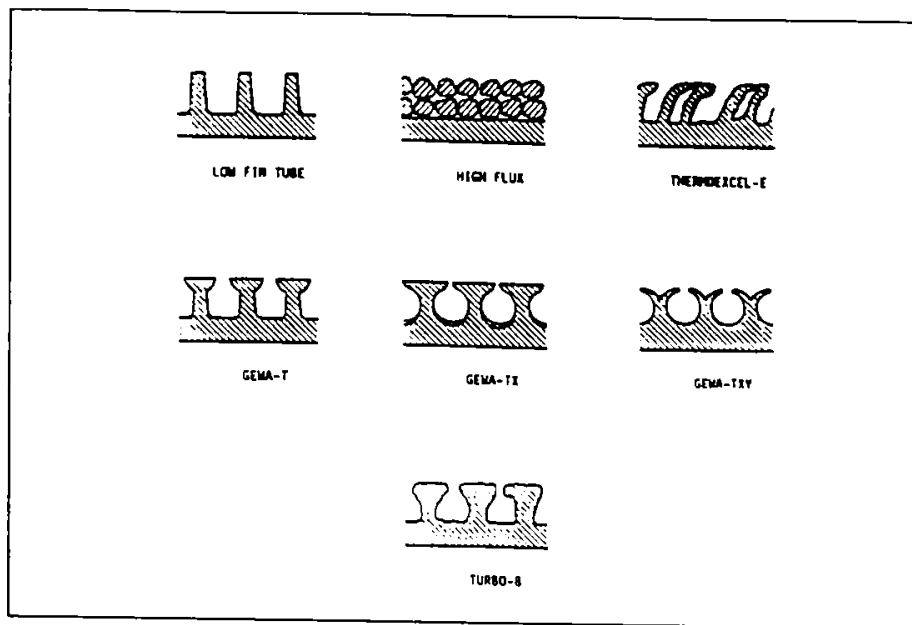


Fig. 1.8. Suprafețe de schimb de căldură prelucrate [31]

În Japonia s-a făcut un studiu asupra demonstrării eficienței unui vaporizator cu efect EHD (fig. 1.9) încorporat într-o centrală cu ciclu Rankine funcționând cu lichid organic (HCFC-123). [34]

S-au luat în considerare două variante:

- (a) - o centrală pentru producerea energiei electrice de 3,1 MW_e, utilizând ca sursă de căldură energia reziduală din procesele industriale, respectiv
- (b) - un sistem tip pompă de căldură de 1600 tone frigorifice (1 tonă frigorifică = 1,27·10⁴kJ/h), folosind drept sursă căldura reziduală din râurile urbane.

În cazul (a) coeficientul de transfer de căldură este de aproximativ 7,6 ori mai mare în cazul utilizării tehnicii EHD în vaporizatorul cu țevi netede și la o tensiune aplicată de 20kV, comparativ cu situația când acesta este prevăzut cu țevi cu nervuri fine, în condiții convenționale.

De asemenea, suprafața de schimb de căldură este mai mică cu aproximativ 20% în cazul folosirii tehnicii EHD și costurile totale sunt cu 20% mai scăzute față

de un vaporizator convențional cu aceeași capacitate energetică. Puterea sursei de înaltă tensiune folosită a fost de 57 kW.

În cazul (b), pentru aceeași suprafață de schimb de căldură, costul vaporizatorului este cu aproximativ 10% mai scăzut față de unul convențional cu țevi cu nervuri fine și coeficientul de eficiență (COP) al sistemului cu vaporizator EHD este cu 7,9 % mai mare. Pentru același COP, costul vaporizatorului EHD este cu 30% mai mic față de cel convențional cu țevi cu suprafață poroasă, iar puterea sursei de înaltă tensiune care este utilizată în acest caz este 22,9 kW.

Studiile experimentale comparative privind intensificarea transferului de căldură între soluțiile clasice de mărire a suprafeței de transfer de căldură (nervuri, diferite tipuri de suprafețe prelucrate) pe de o parte, și metoda EHD pe de altă parte, au demonstrat că ambele au același ordin de mărime, după cum se observă și din fig. 1.10.

Se observă că supraîncălzirea necesară în cazul suprafeței netede cu metoda EHD scade atunci când valoarea tensiunii aplicate crește [35-38,40,41 etc.].

1.4.2. Rezultate experimentale privind intensificarea transferului de căldură prin aplicarea câmpurilor electrice de înaltă tensiune

În cazul utilizării unor agenți frigorifici alternativi, de exemplu freonul R123 [35,42], a cărui conductivitate electrică este de ordinul $10^{-8} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$, efectul EHD va fi intensificat față de cazul freonilor R11, R113, R114, a căror conductivitate electrică este de ordinul $10^{-13} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ [35-38, 40-46].

Comportarea bulelor de vaporii în câmp electric depinde de intensitatea câmpului electric și de timpul de răspuns al sarcinii electrice la acțiunea câmpului electric (vezi Cap. 2). Atunci când frecvența de generare a bulelor, f , se apropie ca valoare de timpul de răspuns al sarcinii electrice, bulele sunt afectate de câmpul electric.

Acest lucru este valabil pentru amestecurile (R-11 + C₂H₅OH) și (R-113 + C₂H₅OH) când, prin adăugarea etanolului care este conductiv, timpul de răspuns scade, devenind mult mai mic decât frecvența de generare a bulelor de freon R-11, respectiv freon R-113.

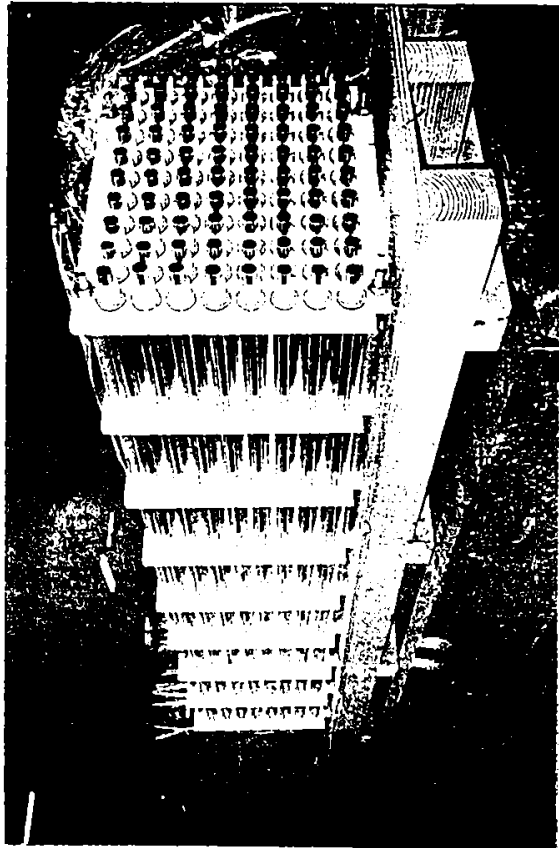


Fig. 1.9. Vaporizator B41D cu fevi netede - model experimental [35]

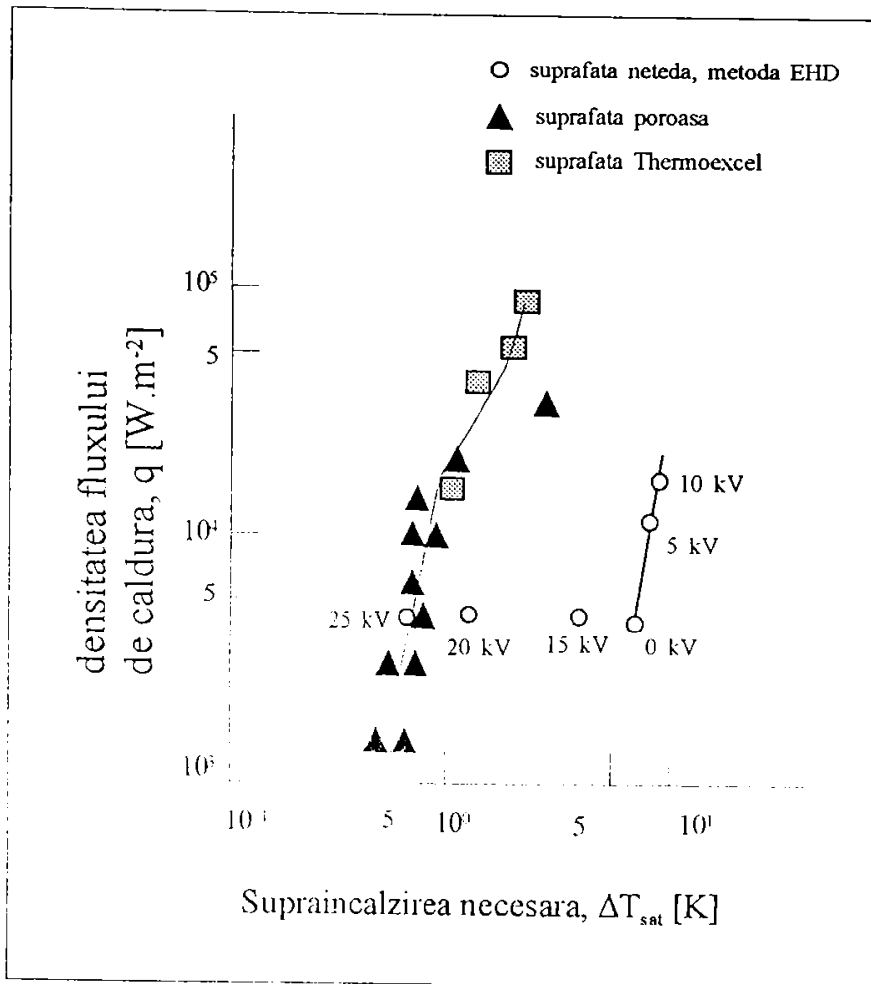


Fig. 1.10. Curbe de vaporizare ale refrigerantului R-11 pentru diferite suprafețe de transfer de căldură și pentru metoda EHD [35]

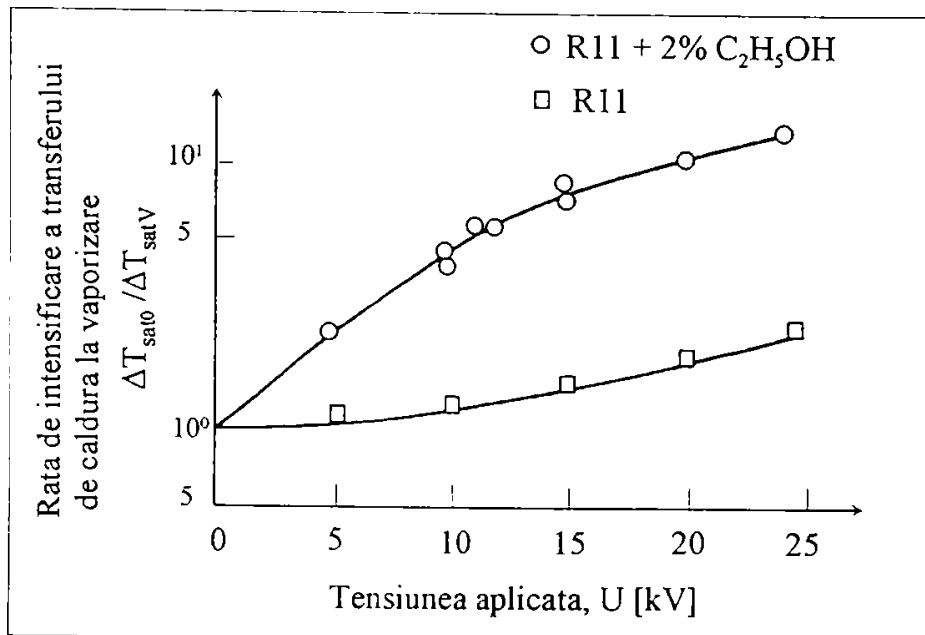


Fig.1.11. Intensificarea schimbului de căldură la vaporizare la aplicarea unui câmp electric [35]

În fig.1.11 sunt prezentate rezultatele experimentale obținute de *Ogata și Yabe* [35, 38] pentru vaporizarea R-11 pur și în amestec cu etanol (2 % în procente masice). Se observă că prin adăugarea etanolului rezultă o creștere de maxim 8,5 ori, la o tensiune de 25 kV, față de cazul absenței câmpului electric instalația experimentală utilizată fiind cea prezentată schematic în fig.1.12.

Pentru studiul comportării bulelor a fost folosită instalația experimentală din Fig.1.13. Vasul-test (1) este un cub cu latura de 200 mm, realizat din rășină acrilică. Electrozii sunt reprezentați de placa plană (2) și o grilă din bronz (3), cu 25 orificii/ inch. Distanța dintre electrozi este de 5 mm. În centrul plăcii este realizat un orificiu (4), cu diametrul de 0,1 mm, prin care trec bule de aer, alimentarea cu aer realizându-se cu ajutorul compresorului (5). Cei doi electrozi sunt legați la sursa de înaltă tensiune continuă (pozitivă sau negativă) variabilă între 0 și 30 kV (6). Pentru observarea comportării bulelor s-a folosit o cameră video de înaltă viteză (Kodak SP 2000 imagini/ secundă) (7).

Amestecul fluid conține, în proporții masice, R-113 (96 %) și etanol (4 %).

Condițiile în interiorul vasului - test sunt:

- presiunea $p = 103 \text{ kPa}$
- temperatura $t [^{\circ}\text{C}] = 20$
- tensiunea aplicată $U = 0 \dots 30 \text{ kV}$
- intensitatea câmpului electric $E = 0 \dots 6 \text{ kV/ mm}$.

Pentru simularea bulelor de vapori s-a folosit aerul, deoarece constanta dielectrică a aerului este aproximativ aceeași cu cea a vaporilor de freon R11, R113.

Dacă nu se aplică tensiune electrică bulele sunt sferice, cu un diametru de aproximativ 1 mm la ieșirea din orificiul de pe placă. Dacă se aplică tensiune electrică, forma bulelor se modifică. Bulele se mișcă orizontal pe placă, fără a se ridica, se alungesc și vibrează în sus și în jos, în timp ce partea de jos se menține în contact cu placa.

La scurt timp după ce începe să vibreze, partea de jos a bulei se micșorează și bula se desprinde de placă, ridicându-se spre electrodul superior (grila). Acest fenomen este observat dacă tensiunea aplicată are polaritate pozitivă (pentru electrodul superior, placa fiind pusă la pământ).

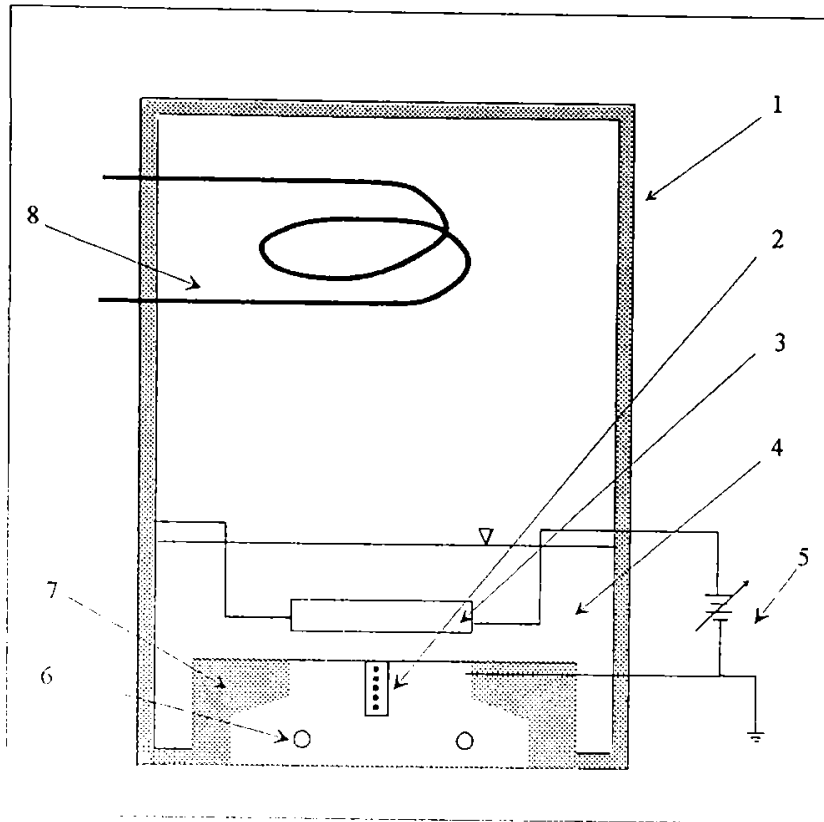


Figura 1.12. Standul experimental pentru studierea comportării bulelor de vapori în câmp electric (1 - vasul test; 2 - termocuple; 3 - electrodul grilă; 4 - fluidul de lucru; 5 - sursa de tensiune continuă variabilă (0 - 30 kV); 6 - radiator teacă; 7 - izolator de teșlon; 8 - condensator răcit cu apă) [38]

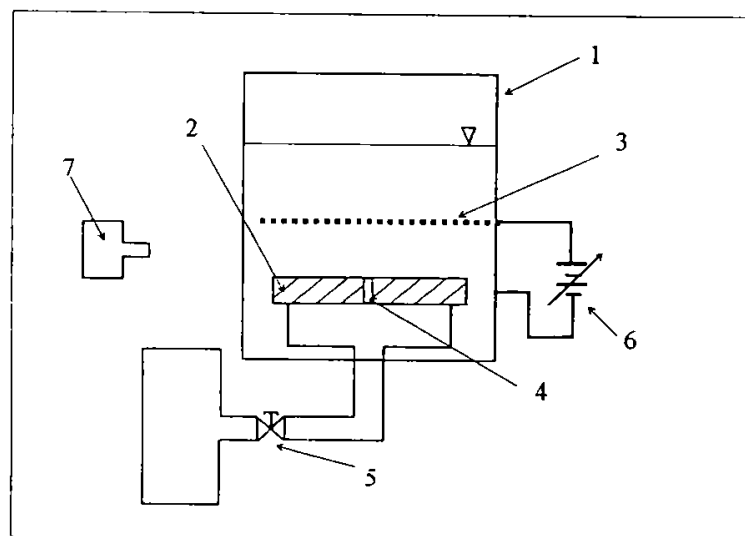


Figura 1.13. Schema instalației experimentale pentru observarea comportării bulelor de gaz în câmp electric [35]

Pentru a studia comportarea bulelor de gaz în câmp electric atunci când există

gradienti de temperatură, s-a folosit o instalație asemănătoare cu cea prezentată anterior, în care încălzirea plăcii plană s-a făcut prin circularea unui debit de apă caldă sub placă, în cazul amestecului R-113 + C₂H₅OH.

S-a constatat că rata de intensificare a transferului de căldură la vaporizare depinde de conductivitatea lichidului, devenind aproape constantă când conductivitatea electrică depășește valoarea de $7 \cdot 10^{-8} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$, ajungând la valori în jur de 50, pentru tensiuni de 25 kV (fig.1.14).

În ceea ce privește parametrii ce caracterizează suprafața de schimb de căldură, cum ar fi rugozitatea suprafeței și densitatea centrilor de vaporizare, nu influențează în mod esențial mecanismul intensificării schimbului de căldură la vaporizare prin utilizarea efectelor EHD în domeniul vaporizării globulare [38,40,46].

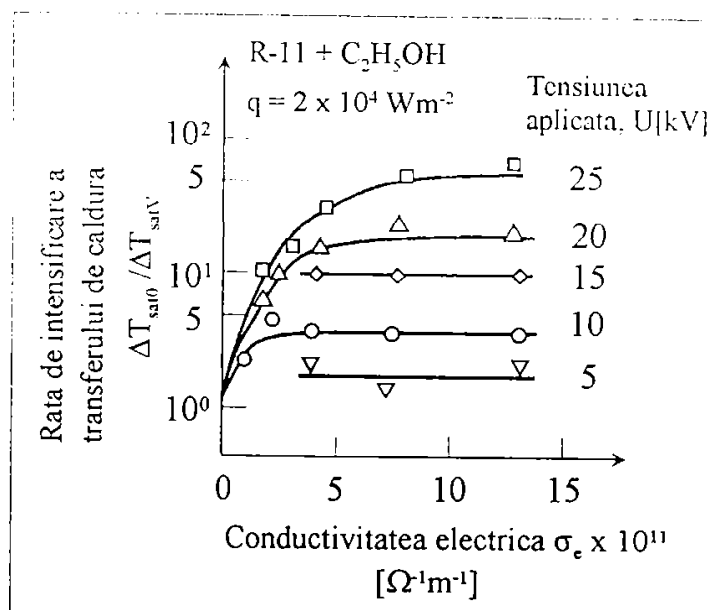


Fig. 1.14. Dependența dintre intensificarea transferului de căldură la vaporizare și conductivitatea electrică a fluidului [38]

O a doua etapă în studiul vaporizării globulare în prezența câmpului electric a constituit-o efectuarea de încercări pe țevi singulare [40,45, etc] fiind continuate apoi cu încercări pe fascicule de țevi [35, 46, etc.] ale căror rezultate principale sunt prezentate în continuare.

Dacă se are în vedere influența fascicului de țevi asupra efectelor EHD la vaporizare, se observă că atunci când tensiunea aplicată atinge o anumită valoare (de exemplu $U = 7 \text{ kV}$) bulele de vapori apar pe țevile interioare și încep să se deplaseze pe suprafața de schimb de căldură [35]. Dacă tensiunea crește mai mult, numărul bulelor

crește foarte mult și ele se deplasează cu viteză mai mare pe suprafață, fenomenul fiind similar cu cel corespunzător unei țevi singulare. După cum rezultă din fig. 1.15, pentru o tensiune de 18 kV, transferul de căldură este de mai mult de 7 ori mai mare decât în cazul absenței câmpului electric.

În urma încercărilor pe un stand experimental a unui vaporizator folosind efectele EHD la vaporizarea R-123, s-a obținut un coeficient de schimb de căldură de două ori mai mare decât în cazul absenței câmpului electric (fig.1.16).

Studiind influența așezării țevilor și a numărului de rânduri de țevi, s-au obținut rezultate superioare pentru așezarea în coridor față de așezarea în șah [35]. La așezarea în coridor, bulele de vapori care se ridică spre suprafața liberă nu sunt afectate de forța electrostatică ce acționează în jurul țevilor superioare, creșterea transferului de căldură fiind aproape aceeași cu cea corespunzătoare unei țevi singulare. În cazul așezării în șah, toate bulele care se ridică trebuie să treacă prin câmpul electric al țevilor superioare, numărul bulelor în jurul acestora fiind mai mare decât în cazul așezării în coridor și astfel, forța electrostatică corespunzătoare unei bule devine mai mică (fig.1.17).

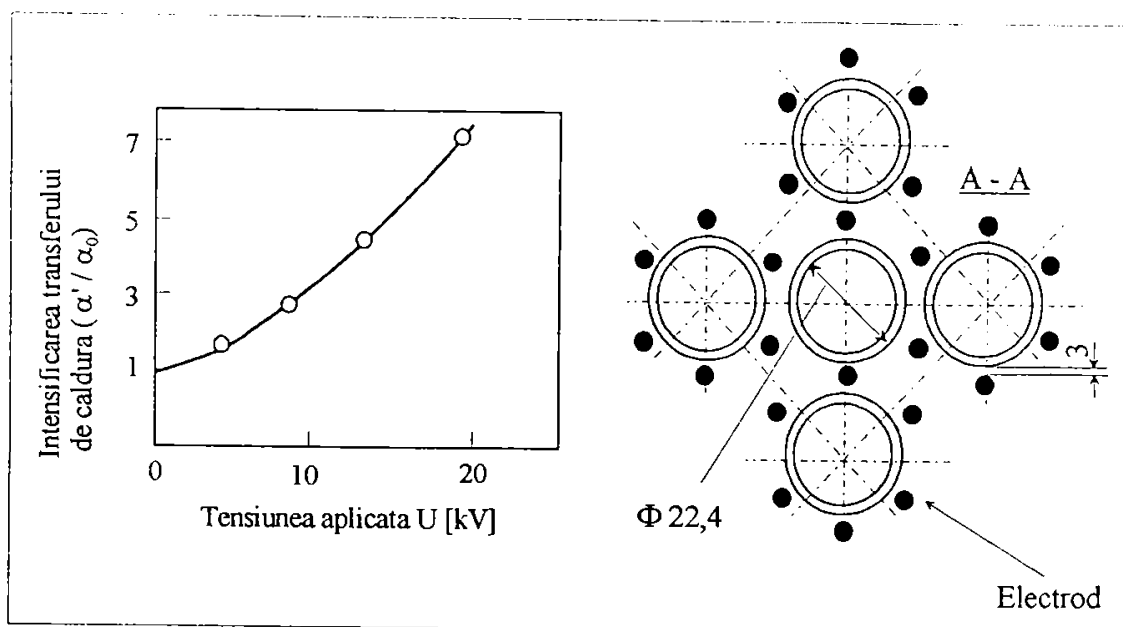


Fig. 1.15. Rezultate experimentale privind vaporizarea R-123 (fascicul de țevi) [35]

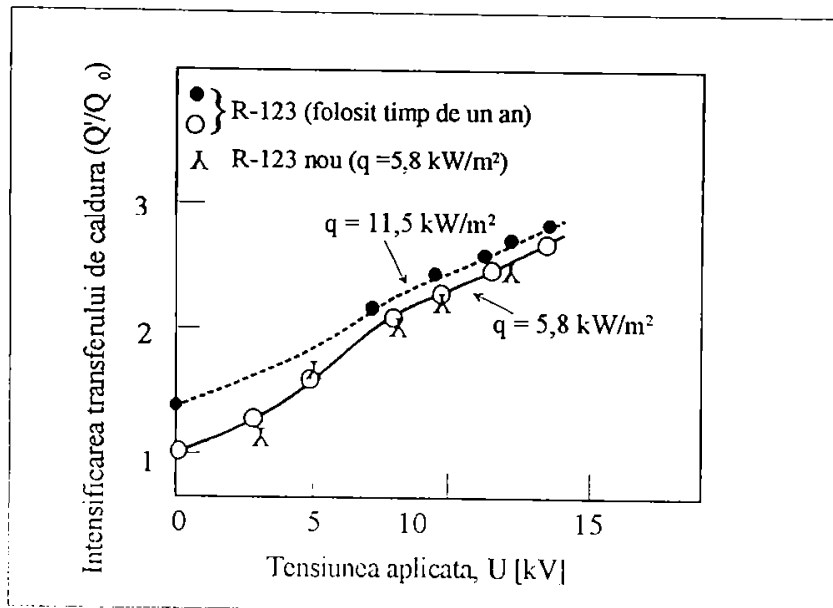


Fig.1.16. Rezultate experimentale privind vaporizarea R-123 [35]

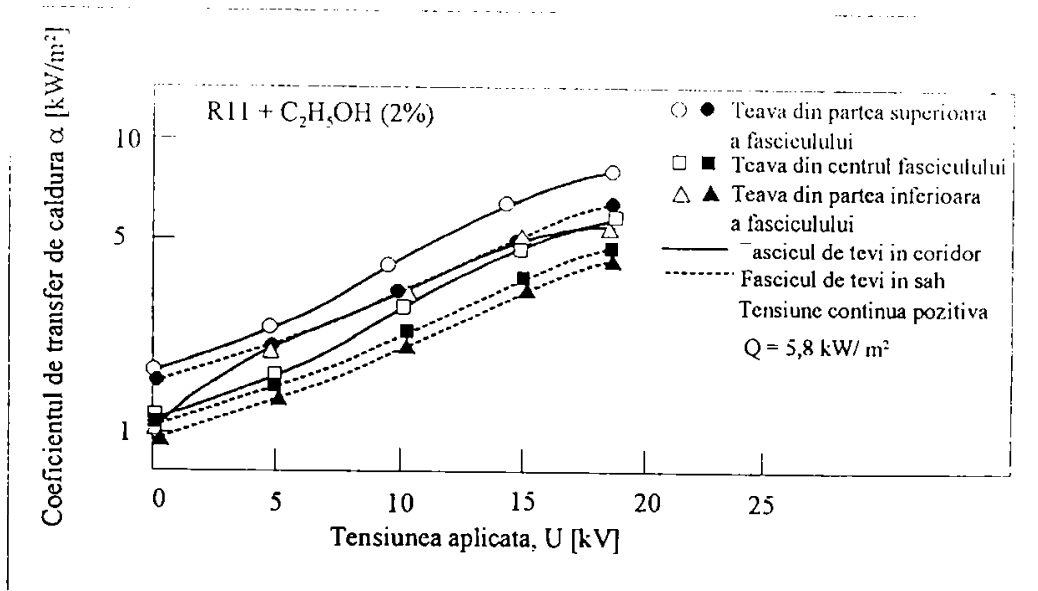


Fig.1.17. Influența așezării țevilor asupra vaporizării R-11 + C_2H_5OH [46]

În ceea ce privește influența îmbătrânirii agentului frigorific și contaminarea sa cu impurități, s-a observat că rata de creștere a transferului de căldură a fost aceeași ca și pentru R-123 nou, iar influența impurităților detectate în R-123 asupra conductivității electrice a fost neglijabilă [35,40,45,46 etc.].

1.4.3. Ecuatii criteriale ale transferului de căldură la vaporizarea globulară în prezența câmpului electric de înaltă tensiune

Până în prezent, modelarea teoretică a vaporizării globulare în prezența câmpului electric a fost foarte puțin abordată datorită, în parte, lipsei de date experimentale și incertitudinii privind natura reală a mecanismelor EHD ce guvernează fenomenul de vaporizare. Totuși, cercetările sistematice recente din Japonia și Marea Britanie au condus la două abordări relativ diferite ale modelării transferului de căldură la vaporizarea globulară în prezența câmpului electric (EHD).

Yokoyama [38] a studiat vaporizarea globulară EHD pe o placă plană (fluidul de lucru este R11), dezvoltând o metodă de corelare a rezultatelor experimentale bazată pe analiza transferului de căldură la vaporizarea în regim de curgere dezvoltată de *Chen* [39].

Yokoyama a reprezentat inițial $Nu = f(El, Pr)$, unde El este criteriul Rayleigh electric (rel. 1.18) și Pr este criteriul Prandtl, pornind de la faptul că ecuațiile criteriale ce caracterizează transferul de căldură EHD în general sunt funcții acest tip.

$$El = \frac{\rho \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right) \cdot d^2 \cdot \Delta T \cdot E^2}{\eta^2} \quad (1.19)$$

Din reprezentarea datelor experimentale s-a observat că Nu este o funcție de fluxul de căldură și nu poate fi corelat cu produsul $El \cdot Pr$.

Considerând că transferul de căldură la vaporizarea globulară este dominant pentru valori scăzute ale intensității câmpului electric E și că, pe măsură ce intensitatea câmpului electric crește, transferul de căldură convectiv devine tot mai important (vaporizarea globulară fiind suprimată), a fost propusă următoarea ecuație criterială pentru determinarea coeficientului de transfer de căldură α :

$$\alpha = \alpha_v \cdot S_E + \alpha_{cE} \cdot F_E \quad (1.20)$$

$$\text{unde: } \alpha_v = 0,00122 \cdot S \cdot \frac{\lambda_l^{0,79} \cdot c_{pl}^{0,45} \cdot \rho_l^{0,49} \cdot g_e^{0,25} \cdot \Delta T^{0,24} \Delta p^{0,25}}{\sigma^{0,5} \cdot \mu_l^{0,29} \cdot r^{0,24} \cdot \rho_v^{0,24}} \quad (1.21)$$

$$S_E = \exp \left\{ - \left[0,708 \left(\frac{E_0}{10^6} \right) + 1,6 \left(\frac{E_0}{10^6} \right)^{1/2} \right] \right\} \quad (1.22)$$

$$\alpha_{cE} \cdot F_E = 7,1 \left(\frac{E}{10^6} \right)^{2,5} + 144 \left(\frac{E}{10^6} \right)^{0,2} + C_0 \quad (1.23)$$

în care: E_0 - valoarea de referință a intensității câmpului electric,

$$E_0 = E \left(\frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} \right)^{-1,27} \quad [MV / m] \quad (1.24)$$

$q_0 = 2800 \text{ W/m}^2$, valoarea de referință a densității fluxului de căldură,

$F_E = 0$, dacă $E < 1,5 \text{ MV/m}$,

$C_0 = 302$.

Trebuie menționat însă că suprimarea vaporizării globulare în prezența câmpului electric, pe care se bazează cel de-al doilea termen al rel. (1.19), nu a fost confirmată de rezultatele experimentale ale altor cercetători [33,35-38,39,42, etc.], inclusiv de cele obținute de autoare.

Cooper [40] presupune că modificarea coeficientului de transfer de căldură la vaporizarea globulară EHD se datorează în primul rând efectului câmpului electric asupra creșterii bulei și separării acesteia de suprafața de transfer de căldură. La baza acestui model stă modelul vaporizării globulare propus de *Rohsenow* [18], ce a fost modificat pentru a ține cont de micșorarea diametrului de rupere în prezența câmpului electric.

Cooper a definit un coeficient Ne , funcție de permitivitatea electrică ε și densitatea ρ a lichidului respectiv a gazului, de intensitatea câmpului electric E :

$$Ne = \left(1 + \left(\frac{1,5\varepsilon_L(\varepsilon_g - \varepsilon_l)}{g(\varepsilon_g + 2\varepsilon_l)(\rho_l - \rho_g)} \right) \nabla E^2 \right)^{-0,5} \quad (1.25)$$

apoi criteriul Nusselt electric, Nu_E :

$$Nu_E = \left(\frac{\alpha_E}{\alpha_0} \right) Nu_0 (Ne)^{-0,5} \quad (1.26)$$

respectiv criteriul Reynolds electric, Re_E :

$$Re_E = Re_0 (Ne)^{-0,5} \quad (1.27)$$

unde indicii "E" și "0" indică o anumită intensitate a câmpului electric aplicat respectiv absența acestuia din urmă, pentru un anumit flux de căldură.

Ecuția criterială propusă ține cont de faptul că rata de intensificare a transferului de căldură scade cu creșterea fluxului de căldură în cazul absenței câmpului electric, reflectând o dominație a forțelor de inerție asupra forțelor electrice:

$$\left(\frac{\alpha_E}{\alpha_0}\right) = a \cdot Ne^{(-n/2)} \cdot (Re_0)^b \quad (1.28)$$

unde $n = 0,33$ [18] iar a și b se determină experimental. Din datele experimentale luate în considerare se propune $a = 0,3$ și $b = 0,16$.

1.4.4. Concluzii privind intensificarea transferului de căldură la vaporizare prin aplicarea câmpurilor electrice de înaltă tensiune

1. Prin metoda electrohidrodinamică se poate obține un control rapid al transferului de căldură cu o perioadă de timp de ordinul milisecondelor. Această perioadă de timp este identică cu timpul de relaxație al sarcinii electrice în cazul lichidelor cu conductivitate electrică redusă, cum sunt HFC și HCFC [36]. Astfel, această metodă de control poate răspunde imediat la o schimbare în fluxul de căldură.
2. Domeniul de aplicare a acestei metode este sistemul de control termic din stațiile spațiale unde, datorită cantității mari de căldură evacuate, este necesar un sistem de control termic bifazic. În spațiul extra - atmosferic, datorită gravitației reduse, densitatea lichidului și a vaporilor săi devin egale, astfel că bulele de vaporii generate nu se pot desprinde de pe suprafața de vaporizare cu ușurință, determinând deteriorarea transferului de căldură. Forțele electrice sunt un înlocuitor promișător al forțelor gravitaționale, în vederea rezolvării acestei probleme.
3. Centrale termice funcționând cu ciclul Rankine motor cu fluide organice, pompe de căldură de dimensiuni mari, centrale termice oceanice pentru conversia energiei, sunt aplicații practice de interes. În acest sens, în Japonia s-a făcut un studiu asupra demonstrării eficienței unui vaporizator EHD încorporat într-o centrală funcționând pe baza ciclului Rankine cu lichide organice ("The Moonlight Project"). Concluziile studiului au evidențiat o reducere a costurilor cu 30 % în cazul utilizării unui vaporizator EHD față de cazul utilizării unui vaporizator cu țevi nervurate.
4. Rezultatele obținute cu instalațiile de laborator au evidențiat că:
 - intensificarea transferului de căldură la vaporizarea globulară pe suprafețe netede

prin utilizarea câmpurilor electrice de înaltă tensiune este comparabilă cu cea obținută prin intermediul suprafețelor prelucrate;

- utilizarea unci suprafețe de transfer de căldură prelucrate concomitent cu aplicarea câmpurilor electrice nu conduce la o intensificare suplimentară a transferului de căldură deoarece portuberanțele, microcavitățile create artificial prin prelucrare determină scăderea intensității maxime a câmpului electric ce poate fi aplicat;
- aplicarea câmpului electric conduce la dispariția histerezisului de la incipiența vaporizării;
- prin creșterea conductivității electrice a fluidului de lucru până la cea corespunzătoare mediilor semiconductoare ($\sigma_e = 10^8 \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$) se obține o intensificare a transferului de căldură de 50 ori față de situația absenței câmpului electric;
- polaritatea câmpului electric afectează intensificarea transferului de căldură - mai mare în cazul polarității pozitive pentru câmpurile staționare; prin aplicarea unor câmpuri nestaționare (numite și “de curent alternativ”) se obțin rezultate superioare celor corespunzătoare câmpurilor staționare (numite și “de curent continuu”);
- impuritățile și îmbătrânirea mediului de lucru nu au o influență notabilă asupra transferului de căldură în câmp electric;

5. Stabilirea unor modele analitice este îngreunată de complexitatea fenomenului precum și a lipsei datelor experimentale. Până în prezent au fost propuse câteva modele care sunt rodul activității a două centre importante de studiu a fenomenelor EHD la vaporizarea globulară: Japonia și Marea Britanie. Pe baza acestora s-a încercat stabilirea unor ecuații criteriale, cu rezultate relativ bune.

2. Efectele câmpului electric asupra transmiterii de căldură la vaporizare

2.1. Interacțiunea dintre câmpul de temperaturi, câmpul electric și câmpul de viteze (thermo-electrohidrodinamica)

2.1.1. Introducere

Intensificarea electrohidrodinamică (EHD) a vaporizării globulare necesită aplicarea unui câmp electric intens suprafeței de transfer de căldură. Forțele electrice de tip dielectroforetic (și în unele cazuri cele de tip electroforetic, datorită prezenței sarcinilor electrice libere în fluid) determină o dinamică a bulei diferită față de cazul clasic, precum și o convecție intensificată a fluidului în ambele faze, conducând la intensificarea transferului de căldură.

Studiul dinamicii bulelor de vaporii a constituit o permanentă preocupare a cercetărilor în acest domeniu. Câmpurile electrice neuniforme exercită o forță asupra particulelor neîncărcate electric. Această forță se datorează efectului câmpului electric neuniform asupra momentului dipolului indus al particulei. *Asch* [41] și *Bonjour* [42] au studiat printre primii influența câmpurilor electrice asupra transferului de căldură la vaporizare, considerând efectul câmpului electric neuniform asupra bulelor de vaporii generate prin vaporizare.

Müller, Pohl, Lösche și *Hultschig* au studiat independent mărimea și direcția efectelor câmpurilor electrice neuniforme. *Müller* [43], într-o analiză detaliată, publicată în 1938, a demonstrat că aceste efecte sunt nesemnificative pentru particule de dimensiune moleculară. *Lösche* și *Hultschig*, au ajuns independent de *Müller* la aceeași concluzie în urma cercetărilor lor. Pe de altă parte, în 1951 *Pohl* a demonstrat că aceste efecte sunt apreciabile pentru particulele macroscopice sau pentru părți din lichid [44].

În practică, studiul efectelor câmpurilor electrice neuniforme este complicat de prezența mai multor factori: dielectroforeza, conducția electrică, convecția termică, difuzia și efectul obținut prin succesiunea încărcare și respingere electrostatică.

În fig. 2.1. sunt prezentate interacțiunile tipice dintre câmpul electric, câmpul de viteze și câmpul de temperaturi. Efectele care decurg din aceste interacțiuni se propune a fi denumite "efecte termo-electrohidrodinamice". Ținând cont de aceste interacțiuni efectele (fenomenele) EHD pot fi clasificate în trei mari categorii:

- efecte EHD în lichide,
- efecte EHD în gaze,
- efecte EHD de interfață.

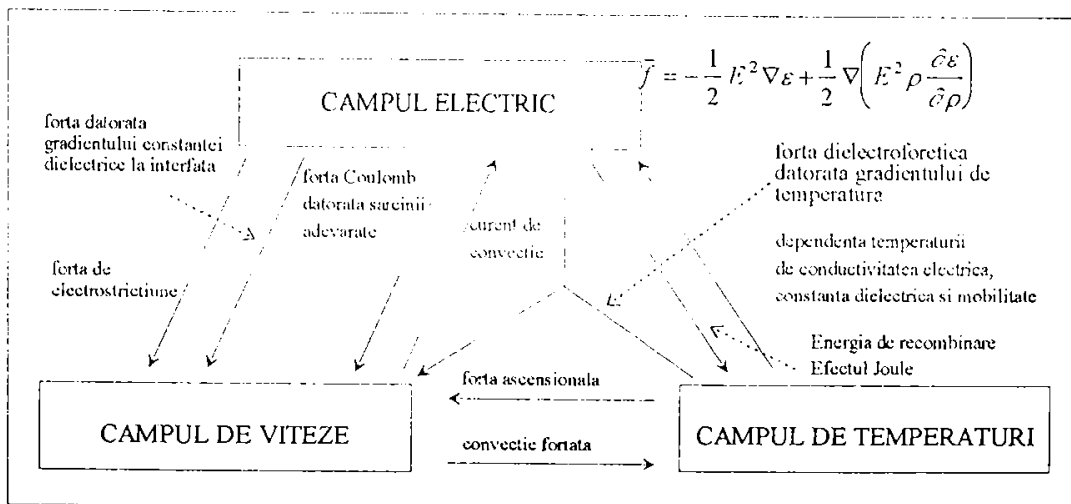


Fig.2.1. Interacțiunile dintre câmpul electric, câmpul de viteze și câmpul de temperaturi [46]

Efectele EHD care sunt aplicabile în mod obișnuit la intensificarea transferului de căldură sunt prezentate în tabelul 2.1 [46].

Tabelul 2.1.

Efecte EHD aplicabile la intensificarea transferului de căldură	Scurta descriere
Convecție în gaze	generarea vântului Corona prin descărcare Corona (viteza $w \approx 3$ m/s)
Convecție în lichide	<ul style="list-style-type: none"> • generarea convecției prin producerea descărcării Corona în lichide (viteza $w \approx 0,5$ m/s) • generarea convecției și a turbulenței prin injectarea de sarcini electrice provenite din electrozi

	<ul style="list-style-type: none"> • producerea unui jet de lichid prin aplicarea unor câmpuri electrice neuniforme (viteza $w \approx 1$ m/s)
Vaporizarea (însoțită și de convecția lichidului)	<ul style="list-style-type: none"> • intensificarea mișcării bulelor de vapori pe suprafața încălzită, datorită componentei Maxwell a forței electrice • deformarea bulelor de vapori, manifestată prin turtirea calotei inferioare a bulei (aproximată inițial ca sferică) de suprafața încălzită, favorizată și de existența stratului limită termic • inducerea unor instabilități hidrodinamice de tip Taylor ce determină spargerea bulci de vapori în mai multe bule
Evaporarea	<ul style="list-style-type: none"> • deplasarea (zborul) unor mici particule de lichid între suprafața încălzită și electrodul opus, prin atomizare electrostatică • mărirea suprafeței încălzite prin fenomenul de extracție EHD a lichidului
Condensare	<ul style="list-style-type: none"> • micșorarea grosimii filmului de condens prin îndepărtarea condensatului de pe suprafața de condensare folosind fenomenul de extracție EHD a lichidului • pseudo - condensarea EHD picătură cu picătură • dispersia condensatului de pe suprafața de condensare prin atomizare electrostatică

Efectele EHD asupra transferului de căldură convectiv rezultă din încălzire, care produce neuniformități în conductivitatea electrică σ_e și în permitivitatea electrică ϵ . Dacă $\nabla\sigma$ este diferit de zero în volumul lichidului, apar sarcini electrice libere, asupra cărora acționează câmpul electric. Dacă $\nabla\epsilon$ este diferit de zero în volumul lichidului și dacă câmpul electric este foarte intens, forțele de polarizație vor tinde să miște lichidul. Rezultatul în fiecare din aceste cazuri poate fi destabilizarea straturilor de lichid stabile gravitațional și/sau intensificarea convecției termice determinată de forța ascensională. Dacă atât $\nabla\sigma_e$ cât și $\nabla\epsilon$ sunt diferite de zero, așa cum este de obicei cazul la izolatorii dielectrici ne-izotermi, atunci relaxația sarcinii electrice determină dacă predomină forța Coulomb sau forța de polarizație.

Fenomenele care trebuie modelate în transferul de căldură sub influența

câmpurilor electrice pot fi clasificate convențional ca probleme de stabilitate în volum și respectiv, de convecție naturală. În primul caz, găsirea soluției presupune introducerea unor aproximații fizice caracteristice și apoi liniarizarea ecuațiilor: momentului, a conservării masei și a energiei. În problemele care implică convecția naturală, pentru a modela electroconvecția este tipică definirea unui termen gravitațional efectiv, deși natura neuniformă a forțelor electrice rezultante este desconsiderată datorită acestei abordări.

În cazul proceselor de transfer de căldură bifazice (cum sunt vaporizarea și condensarea), $\nabla\sigma_e$ și $\nabla\varepsilon$ au valori singulare la interfața lichid-vapori. Principala consecință este că mecanismul de instabilitate Rayleigh - Taylor, care guvernează vaporizarea nucleată și peliculară, este influențat de efectele EHD. Ecuația de mișcare a suprafeței este modificată de un termen de tracțiune, care reflectă forța efectivă la interfață.

2.1.2. Efecte EHD de interfață. Instabilitatea Rayleigh - Taylor în electrohidrodinamică

Observații amănunțite privind mișcarea determinată de forțele electrice în volumul unor lichide slab conductoare au demonstrat că mecanismele interacțiunilor electromecanice sunt diverse. Parțial, acestea pot fi aplicate și unor procese de conducție care pot fi dominante în cazul lichidelor puternic izolatoare. De exemplu, ionii unipolari generați la electrozi pot determina un curent de conducție proporțional cu sarcina spațială locală. Astfel, în volumul lichidului (presupus omogen) aflat între plăcile unui condensator plan se poate acumula sarcină spațială.

Ca un al doilea exemplu, două sau mai multe specii de particule ionizate generate în volumul lichidului pot determina un curent de conducție, chiar dacă inițial lichidul era neutru (conducția ohmică). S-a demonstrat că modelul simplu al conducției ohmice, care include posibilitatea gradientului conductivității electrice, poate fi utilizat cu succes în explicarea mișcărilor rezultate din acțiunea combinată a efectelor termice, care induc gradienti ai proprietăților lichidului, și a unui câmp electric. Această clasă de interacțiuni în volumul lichidului pot fi modelate cu ajutorul conductivității și permitivității electrice, variabile spațial [47].

Au fost efectuate numeroase studii ale efectelor câmpului electric asupra transferului de căldură convectiv [48 - 64]. Deși se crede că mecanismul bazat pe termenul dielectroforetic al forței electrice este sursa mișcării în fluidele încălzite, unii dintre autori consideră că sarcina liberă datorată variației spațiale a conductivității electrice, determinată de gradientul câmpului de temperaturi, este mecanismul dominant [50, 60].

Spre exemplu, în [50], lucrare de referință în domeniu, a fost propusă condiția de incipientă a instabilității Rayleigh - Taylor pentru fluide considerate inițial izolatoare (cărora li se poate aplica modelul ohmic de conducție), verificată și printr-un experiment, relativ simplu. Condiția de apariție a instabilității în cazul unei suprafețe de separație orizontală, asupra căreia acționează un câmp electric netașionar, determinat de un sistem de electrozi plani, orizontali, este:

$$1 \leq B_e^{-1} \leq 1/f_{\min} \quad (2.1)$$

unde: $B_e^{-1} = \frac{-E^2(D\varepsilon)^2}{g\varepsilon D\rho}$, numărul Bond electric,

$$D\varepsilon = (d\varepsilon/d\rho)(d\rho/dT)(\Delta T/d)$$

$$D\rho = (d\rho/dT)(\Delta T/d)$$

d - distanța dintre electrozi,

$$f(z) = 1, \quad 0 \leq z \leq d, \quad (\text{pentru cazul citat}).$$

De asemenea, pentru cazul limită când la suprafața de separație dintre cele două fluide nu apare sarcină electrică adevărată, *Melcher si Smith* [50] propun ca și condiție de apariție a instabilității:

$$(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 E_1 E_2 / (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) = 2\sigma [(\rho_1 - \rho_2)g / \sigma]^{1/2} \quad (2.2.a)$$

unde indicii 1 se referă la fluidul mai puțin conducător electric (de exemplu aer -1, apa sau alt lichid -2), σ fiind tensiunea superficială.

Pentru medii foarte izolante și atunci când aplicarea câmpului se face gradual (într-un interval de timp de ordinul minutelor), incipiența perturbației suprafeței de separație are loc când este îndeplinită condiția:

$$\varepsilon_1 E_1^2 + \varepsilon_2 E_2^2 > 2\sigma k^*,$$

$$\text{unde: } k^* = [(\rho_2 - \rho_1)g / \sigma]^{1/2} \quad (2.2.b)$$

Studiind intensificarea evaporării unei picături de lichid prin utilizarea efectelor EHD, *Takano* [62.63] au determinat valoarea critică a intensității câmpului electric corespunzătoare instabilității de tip Taylor, la aplicarea bruscă a acestuia (variație tip treaptă

a tensiunii), în două limite: lichid perfect conductor și respectiv, lichid perfect izolator, fluidul 1 constituindu-l aerul. Valoarea critică determinată experimental pentru diferite tipuri de lichide și mod de punere la pământ a unuia din electrozi concordă cu valorile determinate din calculul analitic pentru cazul lichidului perfect conducător.

Mai recent, *Ogata și Yabe* [59], au efectuat o analiză a instabilității suprafeței unei bule de gaz (aer) plasată în câmpul electric staționar al unui sistem de electrozi plani (unul fiind încălzit, iar celălalt fiind răcit), spațiul dintre armături fiind umplut cu un amestec de ulei siliconic și etanol (conductivitate electrică $\sigma_e = 2 \cdot 10^{-10} \text{ 1}/\Omega \cdot \text{m}$). Din analiza numerică autorii au determinat valoarea diametrului critic al bulei corespunzătoare incipienței instabilității Rayleigh - Taylor în câmp electric:

$$d_c = \frac{2\pi\sigma}{\epsilon_G E_G^2} \quad (2.3)$$

ϵ_G , E_G - permitivitatea electrică și intensitatea câmpului electric corespunzătoare gazului.

Din comparația rezultatelor analizei numerice cu determinările experimentale a rezultat o eroare cuprinsă între (13 - 50) %, în predicția diametrului critic.

2.2. Modelarea matematică a efectelor electrohidrodinamice utilizate la intensificarea transferului de căldură

2.2.1. Ecuațiile electrohidrodinamicii

1. Ecuațiile de mișcare a fluidului viscos, incompresibil:

- ecuația de conservare a momentului:

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{w}}{\partial t} + \vec{w} \cdot \nabla \vec{w} \right) = -\nabla p + \rho \vec{g} + \vec{f}_e - \mu \nabla^2 \vec{w} \quad (2.4)$$

- ecuația de continuitate:

$$\nabla \cdot \vec{w} = 0 \quad (2.5)$$

2. Ecuația conservării energiei (în transferul de căldură electroconvectiv)

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{w} \cdot \nabla T = a \nabla^2 T + \frac{\sigma_e E^2}{\rho c_p} \quad (2.6)$$

3. Ecuațiile câmpului electric

$$\nabla \cdot \varepsilon \vec{E} = \rho_v \quad (2.7)$$

$$\nabla \times \vec{E} = 0 \quad (2.8)$$

$$\nabla \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho_v}{\partial t} = 0 \quad (2.9)$$

unde: ρ este densitatea fluidului, kg/m³,

w - viteza fluidului, m/s,

p - presiunea, N/m²,

g - accelerația gravitațională, m²/s,

f_e - forța electrică asupra unității de volum de fluid, N/m³,

μ - viscozitatea dinamică, m²/s,

T - temperatura absolută, K,

a - difuzivitatea termică, m²/s,

σ_e - conductivitatea electrică, 1/Ω.m,

E - intensitatea câmpului electric, V/m,

c_p - capacitatea termică masică la presiune constantă, J/kg.K,

ε - permitivitatea electrică a fluidului, F/m,

ρ_v - densitatea de volum a sarcinii electrice libere, C/m³,

J - densitatea de curent, A/m².

În multe cazuri, în particular în cazul proceselor bifazice, viscozitatea μ este neglijată.

Forța electrică specifică f_e , datorată acțiunii câmpului electric asupra unității de volum a unui fluid este [65 - 67]:

$$\vec{f}_e = \rho_v \vec{E} - \frac{1}{2} E^2 \nabla \varepsilon + \frac{1}{2} \nabla \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} E^2 \right) \quad (2.10)$$

Primul termen este **forța coulombiană** ce acționează asupra unității de volum a mediului care conține sarcini electrice libere. Este cel mai important ca valoare în cazul câmpurilor electrice staționare (numite în literatură și câmpuri electrice de curent continuu) aplicate mediilor lichide conductoare sau izolatoare. Acest termen mai poartă și denumirea de **forță electroforetică**, iar mișcarea lichidului sub influența sa, *electroforeză*.

Cel de-al doilea termen reprezintă forța exercitată în punctele de neomogenitate a mediului. Devine predominant atunci când se aplică un câmp electric nestaționar (numit și de curent alternativ) unui lichid izolator dielectric.

Cel de-al treilea termen, descris matematic pentru prima dată de Helmholtz, se datorează efectelor aplicării unui câmp electric neuniform, prin variația densității lichidului. Acest termen poartă denumirea de **forță electrostrictivă**, iar împreună cu termenul al doilea constituie **forța dielectroforetică**.

Dielectroforeza este definită ca mișcarea substanței determinată de efectele de polarizare în câmpuri electrice neuniforme. Materialul polarizat mai puternic se deplasează spre zona cu cea mai mare intensitate a câmpului electric [51,52]. Spre deosebire de electroforeză, dielectroforeza nu necesită particule încărcate electric și depinde numai de

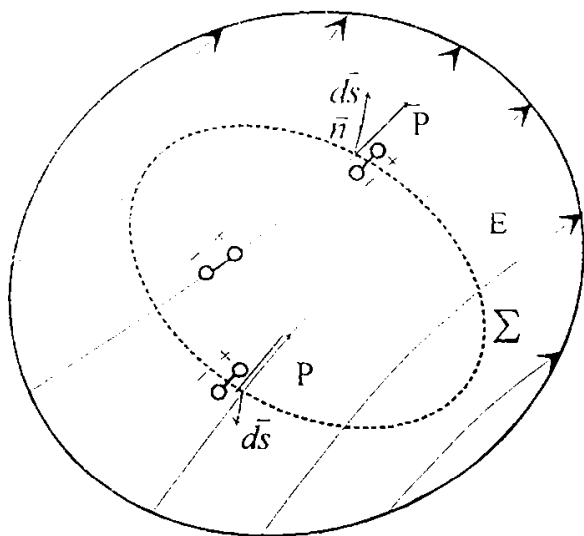


Fig.2.2. Comportarea unui mediu dielectric in camp electric

face cu câmpuri staționar sau alternativ, ceea ce nu se întâmplă în electroforeză. Dielectroforeza impune, în general, o diferență mare între constantele dielectrice, în cazul în care avem de-a face cu un amestec de două medii, caz în care se înscrie și amestecul bifazic (lichid + vapori) [41].

$$(\epsilon_1 - \epsilon_2) \cong (2...100) \cdot \epsilon_0 \quad (2.11)$$

În ceea ce privește substanțele în care formarea dipolilor este improbabilă (substanțe slab polare), s-a observat că aplicarea unui câmp electrostatic într-o regiune în care coexistă două faze separate, conduce la o achiziție aparentă de sarcini legate, de către cele

forța care acționează asupra întregului material polarizat aflat în câmp electric neuniform. Orice dipol (fig.2.2), indus sau permanent, are sarcini electrice pozitive și negative egale. Câmpul electric va determina orientarea dipolului în lungul liniilor de câmp[52].

Se observă că se poate inversa direcția deplasării dipolului și cu toate acestea direcția axei electrice a dipolului se păstrează.

Adică, în dielectroforeză are loc un singur tip de deplasare, indiferent dacă avem de-a

două faze, la suprafața de separație dintre ele [65 - 76]. Cea mai mobilă dintre faze tinde să migreze prin cealaltă, spre electrodul de a cărui sarcină este atrasă.

De exemplu, în cazul unei incinte cu lichid în care electrozii sunt separați printr-un mediu solid poros, ca o diafragmă, diafragma și lichidul se polarizează cu sarcini opuse, iar lichidul este faza mobilă și se deplasează spre unul din electrozi trecând prin solid. Acest fenomen a fost numit "electro-osmoză". [66]

Pe de altă parte, când solidul este prezent sub formă de particule electrizate într-o baie de lichid, solidul este mai mobil decât lichidul, care nu poate susține în el diferențe de nivel. De aceea, într-un câmp electrostatic, particulele vor fi mai înclinate să se deplaseze spre electrodul care le atrage. Această comportare a celor două faze corespunde electroforezei.

Expresia densității de curent este:

$$\vec{J} = \rho_v \vec{w} + \sigma_e \vec{E} \quad (2.12)$$

unde s-a luat în considerare modelul ohmic de conducție.

Din ecuațiile (2.5), (2.9) și (2.12) se poate deriva o relație subsidiară, de importanță crucială:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{w} \cdot \nabla \right) \rho_v + \nabla \cdot \sigma_e \vec{E} = 0 \quad (2.13)$$

În cazul limită al dielectricului izotrop și omogen, ohmic, ec. (2.13) se reduce la ecuația relaxării sarcinii electrice:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \right) \rho_v + \frac{\rho_v}{\tau_\sigma} = 0 \quad (2.14)$$

unde τ_σ este timpul de relaxație al sarcinii electrice,

$$\tau_\sigma = \frac{\epsilon}{\sigma_e} \quad (2.15)$$

care măsoară timpul în care sarcinile libere se deplasează din masa lichidului dielectric spre marginea masei dielectrice. Acțiunea de relaxație a sarcinii electrice constă în tendința de a exclude câmpurile electrice chiar și din interiorul mediilor dielectrice slab conductoare. Timpul de relaxație al sarcinii electrice este un parametru critic, dar adesea neglijat în formularea modelelor interacțiunii dintre efectele EHD și transferul de căldură. Relaxația sarcinii electrice determină adesea care dintre termenii forței electrice (electroforetic sau dielectroforetic) este predominant într-o situație dată. Dacă câmpul electric este alternativ, cu frecvența f , atunci pentru:

$$f \gg 1/\tau_{\sigma} = \sigma_{\epsilon}/\epsilon \quad (2.16)$$

nu poate apărea nici un fel de sarcina electrică liberă la interfață sau în volum și $|\rho_v \vec{E}| \cong 0$, astfel termenul dielectroforetic rămânând predominant.

Pentru toate celelalte cazuri, inclusiv câmpurile electrice stationare, forța coulombiană predomină de obicei. [75]

2.2.2. Considerații teoretice privind forțele electrice din fluide, cu aplicație la dinamica bulelor de vapori

2.2.2.1. Forța exercitată de câmpul electric asupra unității de volum a unui fluid dielectric liniar

În cazul unui fluid dielectric liniar, fără polarizație permanentă și în general neomogen, expresia forței electrice specifice raportată la unitatea de volum este:

$$\vec{f}_v = \vec{f}_{v1} + \vec{f}_{v2} = -\frac{1}{2} E^2 \nabla \epsilon + \frac{1}{2} \nabla \left(E^2 \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \rho \right) \quad (2.17)$$

Descompunerea din rel. (2.17) este formală, matematică. Mișcarea punctelor din fluid are loc sub acțiunea forței rezultante \vec{f}_v , care, ținând seama de:

$$\nabla \left(E^2 \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \rho \right) = E^2 \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \cdot \nabla \rho + \rho \cdot \nabla \left(E^2 \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right) \quad (2.18)$$

$$\text{și } \nabla \epsilon = \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \nabla \rho \quad (2.19)$$

devine:

$$\vec{f}_v = \frac{1}{2} \rho \nabla \left(E^2 \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right) \quad (2.20)$$

echivalentă cu rel. (2.17). Expresia (2.20) este nenulă atât în puncte de neomogenitate a mediului, cât și de neuniformitate a câmpului (în general, ambele cauze putând fi prezente), fiind orientată spre zonele cu câmp mai intens.

Uneori, literatura explică mecanismul fizic al efectelor forței electrice referindu-se doar la forțe superficiale, care conduc la instabilități de interfață, de tip Rayleigh -

Taylor sau Bénard [37,46,49,50,59,78-83].

Se ajunge aici fie neglijând termenul electrostrictiv (din diverse motive: fluid slab compresibil, contribuție practic nulă la forța globală, simplitatea scrierii, etc.), fie introducându-l sub gradientul presiunii hidrostactice în ecuația de mișcare [39, 63 - 74].

$$\int_{V^* \text{vid}} \bar{f}_{v2} dv = \oint_{\Sigma^* \text{vid}} \left(E^2 \frac{\partial \epsilon_c}{\partial \rho} \rho \right) d\bar{s} = 0 \quad (2.21)$$

Atunci $\bar{f}_{v1} = 0$ în volum (dacă fluidul e omogen, $\nabla \epsilon = \text{const.}$) și nenul doar în suprafață (întotdeauna orientat spre vid). Deși forța globală (și efectul net produs - denivelare, etc.) este practic corectă, mecanismul fizic al efectului nu este interpretat corect.

Spre exemplu, se consideră un condensator plan vertical, parțial imersat în lichid și sub tensiune (fig.2.3). În condițiile menționate, denivelarea "este" produsă (doar) de forțele superficiale, ce "trag" lichidul între armaturi. Or, fizic acest lucru nu este posibil, deoarece stratul molecular asimilat suprafeței s-ar desprinde de restul masei de lichid.

Operând corect cu rel. (2.20), acționează și forțe în volum, în zona efectului de capăt (jos și lateral), ele împingând (pompând) lichidul în zona de câmp mai intens (la fluidele nepolare chiar împotriva forțelor din suprafață, care exercită - cum se va arăta în continuare - nu o tracțiune spre vid, ci o compresiune).

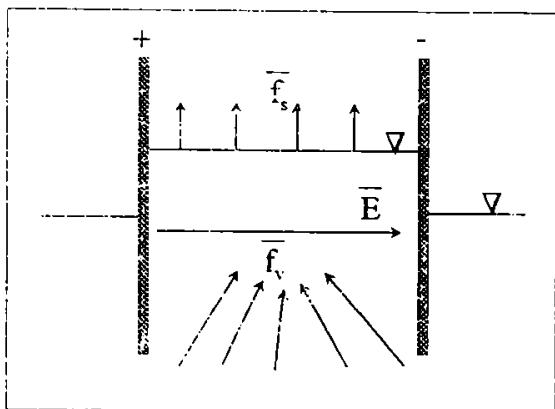


Fig. 2.3. Denivelarea lichidului dielectric în câmpul unui condensator plan

Unii autori nu neglijează termenul electrostrictiv în forța de suprafață, dar "uită" acțiunea în volum a forței (rel. 2.20) în zonele de câmp neuniform ale efectelor de capăt. Reduc deci mecanismul fizic doar la fenomene de interfață [36, 37, 59], când, de fapt, dinamica bulelor este efectul combinat al forțelor de suprafață și în volum.

2.2.2.2. Suprapresiunea electrică “ Δp^* ”

Forțele exercitate de câmpul electric în dielectricii neîncărcați ($\rho_v = 0$) produc mișcări locale ale fluidului, ducând la apariția unei stări de tensiune interioară ce modifică presiunea hidrostatică locală. Dacă densitatea forței datorate noului gradient de presiune este ($-\nabla p^*$), atunci noua stare de echilibru mecanic local este descrisă de condiția:

$$\vec{f}_v - \nabla p^* = 0 \quad (2.22)$$

Folosind rel. (2.20) și integrând această ecuație în cazul fluidelor slab compresibile (cu $\rho = \text{const.}$), Abraham și Becker [70] obțin suprapresiunea Δp^* din punctele fluidului, datorită prezenței câmpului, din:

$$\frac{1}{\rho} \nabla p^* = \frac{1}{2} \nabla \left(E^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) \quad (2.23)$$

Înmulțind rel. (2.23) scalar cu elementul de arc \vec{dl} și integrând între două puncte din fluid, se obține:

$$\int_{p_0^*}^{p_1^*} \frac{dp^*}{\rho(p^*)} = \frac{1}{2} \int_0^1 d \left(E^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) = \frac{1}{2} E_1^2 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_{\rho=p_1} - \frac{1}{2} E_0^2 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_{\rho=p_0} \quad (2.24)$$

Sau, dacă punctul “0” este situat în afara limitelor câmpului ($E_0 = 0$) și lichidul e slab compresibil ($\rho \cong \text{const.}$):

$$\Delta p^* = \int_{p_0^*}^{p_1^*} dp^* = p_1^* - p_0^* = \frac{1}{2} E_1^2 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_{\rho=p_1} \cdot \rho \quad (2.25)$$

În fine, renunțând la indice pentru punctul curent din fluidul situat în câmp:

$$\Delta p^* = \frac{1}{2} E^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \rho \quad (2.26)$$

2.2.2.3. Forța dielectroforetică în suprafețele de discontinuitate

Forța dielectroforetică specifică exercitată de câmpul electric în suprafețele de discontinuitate ale mediilor fluide polarizabile liniar și izotrop, neîncărcate electric, în repaus, are forma [65]:

$$\vec{f}_s = \left[\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2} \left(\frac{D_n^2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2} + E_t^2 \right) + \left(\frac{1}{2} E_2^2 \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial \rho_2} \rho_2 - \frac{1}{2} E_1^2 \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \rho_1} \rho_1 \right) \right] \vec{n}_{12} \quad (2.27)$$

Pentru deducerea ei se folosește (de regulă) reducerea forțelor de volum la tensiuni fictive de suprafață (maxwelliane) sau un procedeu de trecere la limită, mai simplu și mai intuitiv [68,84,85], unde rel. (2.27) se scrie mai compact apelând la conceptul "gradient superficial":

$$\nabla_s \varphi = (\varphi_2 - \varphi_1) \vec{n}_{12} \quad (2.28)$$

în forma:

$$\vec{f}_s = \frac{1}{2} D_n^2 \nabla_s \frac{1}{\varepsilon} - \frac{1}{2} E_t^2 \nabla_s \varepsilon + \frac{1}{2} \nabla_s \left(E^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \rho \right) \quad (2.29)$$

Aceste expresii obțin forme mai simple în cazul unor orientări particulare ale suprafeței. Cazurile tipice sunt:

a) S_{12} - suprafața liberă (lichid - vid, lichid - gaz) ca suprafață de câmp (Fig. 2.4.a):

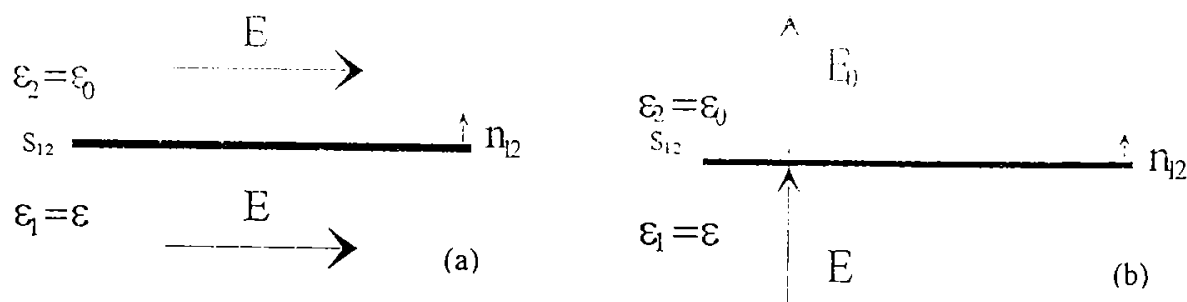


Fig. 2.4. Poziții particulare ale suprafeței de separație lichid - gaz în câmp electric

În acest caz: $\varepsilon_t = \varepsilon$, $\varepsilon_n = \varepsilon_0$, $\rho_1 = \rho$, $\rho_2 = 0$, $D_n = 0$, $E_t = E$, încât rel. (2.27) \equiv rel. (2.29) devine:

$$\vec{f}_s = \vec{f}_{s1} + \vec{f}_{s2} = \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{2} E^2 - \frac{1}{2} E^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \rho \right) \vec{n}_{12} \quad (2.30)$$

b) S_{12} - suprafață liberă și echipotențială. Cum aici $E_t = 0$, $D_n = D = \varepsilon E$, forța electrică specifică \vec{f}_s devine:

$$\vec{f}_s = \vec{f}_{s1} + \vec{f}_{s2} = \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{2} \cdot \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} E^2 - \frac{1}{2} E^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \rho \right) \vec{n}_{12} \quad (2.31)$$

Neglijând electrostricțiunea, în cele două cazuri se obțin expresiile incomplete,

orientate întotdeauna spre vid (gaz):

$$a) \quad \bar{f}_s = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{2} E^2 \bar{n}_{12} \quad (2.32)$$

$$b) \quad \bar{f}_s = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{2} \cdot \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} E^2 \bar{n}_{12} = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{2\varepsilon \cdot \varepsilon_0} D^2 \bar{n}_{12} \quad (2.33)$$

2.2.2.4. Fluide nepolare în câmp electric. Forțe de suprafață la fluide nepolare

Freonii sunt din punct de vedere electric lichide nepolare. În acest caz este valabilă ecuația Clausius - Mossotti. Această ecuație dă legătura dintre ε și ρ în forma [74]:

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = \frac{N_A \alpha \rho}{3M} \quad (2.34)$$

unde: N_A - Numărul lui Avogadro;

α - polarizabilitatea moleculară;

M - masa moleculară [kg/ kmol];

ρ - densitatea de masă [kg/m³];

ε_r - permitivitatea electrică relativă [-].

Dacă se notează:

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = C\rho = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \quad (2.35)$$

unde C nu mai depinde de ρ , derivând rel. (2.35) în raport cu ρ :

$$\frac{\partial \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \right)}{\partial \rho} = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \right) \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} = C \quad (2.36)$$

rezultă:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \rho = \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)(\varepsilon + 2\varepsilon_0)}{3\varepsilon_0} \quad (2.37)$$

Pentru fluide slab polarizabile (toate gazele): $\varepsilon \cong \varepsilon_0$ și $\varepsilon_r \cong 1$, încât rel. (2.37) devine:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \rho \equiv (\varepsilon - \varepsilon_0) \quad (2.38)$$

Forța specifică în suprafața liberă de câmp, rel. (2.30), devine: $\bar{f}_s = 0$.

iar în suprafața liberă echipotențială, rel. (2.31), devine:

$$\bar{f}_s = \frac{1}{2} \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)}{\varepsilon_0} E^2 \bar{n}_{12} \quad (2.39)$$

deci, o tracțiune. [85]

Introducând rel. (2.37) în expresiile (2.27) sau (2.29) ale forței specifice \bar{f}_s , se deduce densitatea căutată. Cum cazul suprafeței lichid - gaz prezintă interes pentru studiul dinamicii bulelor, ne referim la acesta ținând cont de $\varepsilon_1 = \varepsilon$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_0$, $\rho_1 = \rho$, $\rho_2 = 0$, încât rel. (2.27) devine:

$$\bar{f}_s = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{2} \left(\frac{D_n^2}{\varepsilon \varepsilon_0} + E_t^2 \right) \bar{n}_{12} - \frac{1}{2} E^2 \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)(\varepsilon + 2\varepsilon_0)}{3\varepsilon_0} \bar{n}_{12} \quad (2.40)$$

care se poate transforma scriind:

$$E^2 = E_n^2 + E_t^2 = \frac{D_n^2}{\varepsilon^2} + E_t^2 \quad (2.41)$$

După operațiile respective se obține:

$$\bar{f}_s = \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2}{6\varepsilon_0} (2E_n^2 - E_t^2) \bar{n}_{12} \quad (2.42)$$

În cele două cazuri particulare rel. (2.42) devine (fig.2.5):

a) S_{12} - suprafață de câmp ($E_t = E$, $E_n = 0$):

$$\bar{f}_s = -\frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2}{6\varepsilon_0} E^2 \bar{n}_{12} \quad (2.43)$$

Rezultă că \bar{f}_s exercită o compresiune asupra lichidului (și nu o tracțiune, cum s-ar obține în absența termenului strictiv).

b) S_{12} - suprafață echipotențială ($E_n = E$, $E_t = 0$)

$$\bar{f}_s = \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2}{3\varepsilon_0} E^2 \bar{n}_{12} \quad (2.44)$$



Fig. 2.5. Forța electrică specifică la suprafața de separație între două medii fluide nepolare. În cel de-a doilea caz, forța \vec{f}_s exercită o tracțiune asupra lichidului spre vid (gaz). De aceea, efectele de instabilitate (în câmp) sunt acum maxime [64].

Spre deosebire de cazul (a) când $\text{div}_s \vec{E} = -E_{1n} + E_{2n} = 0 = \rho'/\epsilon_0$ (deci $\rho' = 0$), în cazul (b) apare în suprafață o sarcină legată (de polarizare) nenulă:

$$\rho' = \epsilon_0(-E + E_0) = \epsilon_0 \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} - 1 \right) E = (\epsilon - \epsilon_0)E \neq 0 \quad (2.45)$$

unde s-a folosit și $D = D_0 = \epsilon E = \epsilon_0 E_0$, valoarea câmpului în punctele suprafeței fiind [84]:

$$\vec{E}_s = \frac{\vec{E} + \vec{E}_0}{2} = \frac{\left(1 + \frac{\epsilon}{\epsilon_0}\right) E}{2} \vec{n}_{12} = \frac{\epsilon + \epsilon_0}{2\epsilon_0} E \vec{n}_{12} \quad (2.46)$$

rezultă pentru produsul:

$$\rho' \vec{E}_s = (\epsilon - \epsilon_0) \frac{\epsilon - \epsilon_0}{2\epsilon_0} E^2 \vec{n}_{12} = \frac{1}{2} \frac{\epsilon^2 - \epsilon_0^2}{\epsilon_0} E^2 \vec{n}_{12} \neq \vec{f}_s \quad (2.47)$$

Cum are însă aceeași orientare cu forța \vec{f}_s , el este confundat uneori cu aceasta.

2.2.2.5. Forțe dielectroforetice exercitate asupra bulelor de vapori

În prezența câmpului electric presiunea din lichid crește cu Δp^* dat de rel. (2.26), mai mare în zonele cu câmp mai intens (spre exemplu, în cazul câmpului neuniform cu simetrie cilindrică, în punctele suprafeței generatoare de bule). Ca rezultat al acțiunii sale se amintește: diminuarea dimensiunii bulelor de vapori, diminuarea până la dispariție a efectului de histerzis [35-38,40,45,46,56 etc].

Odată apărute, bulele evoluează conform "jocului" forțelor de suprafață lichid - gaz (vapori) și de volum, cele din urmă fiind prezente și în cazul bulelor situate în

câmp uniform, și anume în zonele de “capăt”. Dovada “teoretică” a existenței forțelor de volum \vec{f}_v (respectiv a suprapresiunii electrice Δp^*) este dată de faptul că și în câmp electric uniform bulele de vapori suferă aceleași influențe, ce nu pot fi explicate doar cu ajutorul forțelor superficiale (prezente doar după apariția bulelor). Determinările ce urmează a fi prezentate în capitolul 4 al lucrării vor aduce argumentele experimentale în favoarea acestei abordări a efectelor EHD.

2.2.2.6. Modelul “cub” al unei bule de gaz în câmp electric uniform

Se propune considerarea - ca model - a unei bule de formă cubică (pentru ușurința încadrării în cele două cazuri particulare de suprafețe în câmp electric: de câmp sau echipotențială), conform cu secțiunea transversală prezentată în fig.2.6.

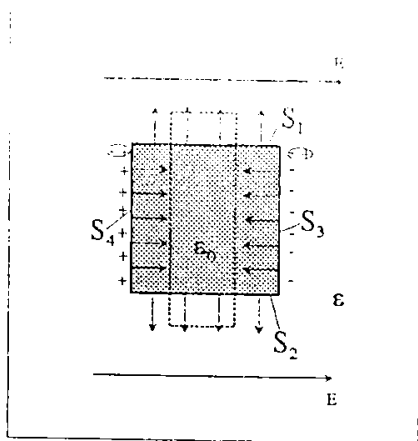


Fig. 2.6. Modelul “cub” al unei bule de gaz

În câmp lichidul se polarizează (fig.2.6). Polarizarea gazului se neglijează. Deci, S_1 , S_2 , și respectiv, S_5 , S_6 (frontală și din spate) fiind suprafețe de câmp, nu poartă sarcini electrice legate, însă S_3 și S_4 da.

Forțele dipolare din suprafețele S_3 și S_4 au sensurile din figură și valori egale. În consecință, pereții laterali se apropie, bula se deformează, alungindu-se după direcția ortogonală la câmp, practic cu păstrarea volumului.

Deci, în suprafețele S_1 și S_2 se exercită din partea gazului o presiune mecanică spre lichid.

Același efect explicat calitativ mai sus se obține dacă se operează cu expresiile analitice ale forțelor macroscopice: rel. (2.43) în cazul suprafețelor S_1 și S_2 , respectiv, rel. (2.44) în S_3 și S_4 . Acest efect nu depinde de sensul câmpului, deoarece în relații apare E^2 . El se manifestă ca atare doar în absența forțelor de volum, deci a efectelor de capăt (sau la valori reduse ale câmpului), când Δp^* e redusă. Cum se va vedea și din încercările experimentale prezentate în lucrare, o importanță deosebită în punerea în evidență a acestui efect o are atât dimensiunea bulelor cât și valoarea conductivității electrice a lichidului, rezultate care sunt în concordanță cu literatura [59. 86-91].

În prezența efectului de comprimare în zonele de capăt forțele electrice de volum acționează în sens contrar, deformând (alungind) bula după direcția câmpului - fig. 2.7.

În punctul P, cu rel. (2.26), (2.37) și (2.43):

$$\Delta p_e - f_s = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} \tau - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{2} \right) E^2 = \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)(2\varepsilon + \varepsilon_0)}{6\varepsilon_0} E^2 > 0 \quad (2.48)$$

deci, orientată spre gaz.

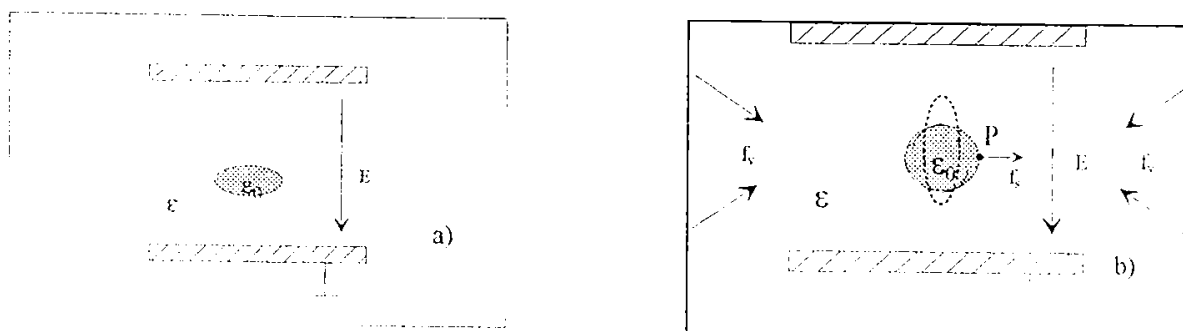


Fig. 2.7. Deformarea bulei în câmp electric uniform, fără efect de capăt (a) și respectiv, în prezența acestuia (b)

2.2.2.7. Bula de gaz în prezența câmpului electric neuniform

Acesta este și cazul bulei de vapori, deoarece gradientul de temperatură în lichid determină neuniformitatea câmpului electric. Spre deosebire de o particulă solidă dielectrică (ε) situată într-un fluid ($\varepsilon' < \varepsilon$), care este acționată de forța câmpului neuniform spre câmpul mai intens [66], aici sarcina de polarizare pozitivă este situată în câmpul mai intens, încât \bar{f}_v din rel. (2.20) și forțele de suprafață acționează “aditiv”, fiind orientate spre câmpul mai intens.

Bula de gaz (ε_0) imersată în lichid ($\varepsilon > \varepsilon_0$) este mișcată de forțele superficiale \bar{f}_s spre zona de câmp mai slab.

Cele două cazuri sunt prezentate în fig. 2.8 a și b. De fapt, nu bula e acționată de forțele câmpului (cum era la particula solidă), ci pereții săi, respectiv ai lichidului.

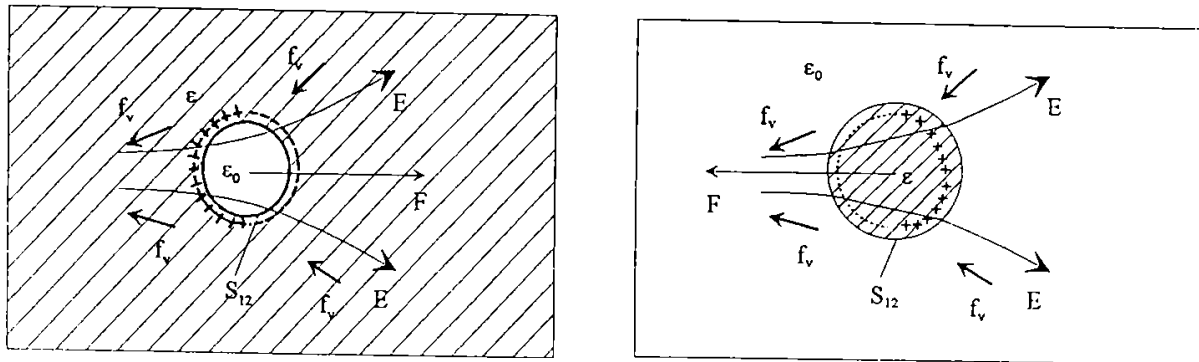


Fig. 2.8. Forțele exercitate de un câmp electric neuniform asupra unei bule de gaz (a) și respectiv asupra unei particule solide (b)

2.3 Concluzii privind efectele câmpului electric asupra transferului de căldură la vaporizare

1. În zona efectului de capăt acționează și forțe de volum ce împing lichidul în zona de câmp (la fluidele nepolare chiar împotriva forțelor de suprafață, care exercită o compresiune a lichidului).
2. Forțele exercitate de câmpul electric în dielectricii neîncărcați produc mișcări locale ale fluidului, ducând la apariția unei stări de tensiune interioară, noua stare de echilibru mecanic fiind descrisă de rel. (2.22).
3. În suprafața de separație de tip “câmp” dintre două fluide nepolare forța electrică specifică exercită o compresiune asupra lichidului (dacă se ține cont și de termenul electrostrictiv) [87,88].
4. În suprafața de separație de tip “echipotentială” forța electrică specifică exercită o tracțiune a lichidului spre gaz (dacă se ține cont de termenul electrostrictiv) [88].
5. Într-un câmp electric uniform bula de gaz (vapori) se deformează alungindu-se după direcția ortogonală la câmp.
6. În prezența efectului de comprimare din zonele capăt, forțele electrice de volum acționează în sens contrar, deformând bula după direcția câmpului.
7. Într-un câmp electric neuniform bula de gaz (vapori) este mișcată de forțele electrice superficiale spre zona de câmp mai slab.

3. Instalația experimentală pentru studiul efectelor electrohidrodinamice asupra vaporizării globulare

3.1. Instalația experimentală. Componentă și funcționare

3.1.1. Instalația experimentală pentru simularea vaporizării globulare

Pentru a putea determina influența câmpului electric asupra comportamentului bulelor de vapori sunt necesare experimente de simulare a vaporizării globulare [37,59,89-96, etc.], având în vedere că procesul real este foarte rapid, permițând cu greu observarea dinamicii unei singure bule. Observarea comportamentului unei bule singulare, precum și influența parametrilor principali care caracterizează fenomenul EHD oferă posibilitatea verificării experimentale a ipotezelor rezultate din analiza teoretică a fenomenului.

Instalația experimentală prezentată în fig. 3.1 - 3.4 este concepută ca să permită observarea comportamentului bulelor de gaz, respectiv a bulelor de vapori pe o suprafață plană, în prezența câmpului electric staționar.

În fig. 3.2 este prezentată schema de principiu a instalației experimentale, împreună cu aparatele auxiliare și sistemele de măsură pentru experimentul de simulare a vaporizării globulare în câmp electric, iar în figura 3.3 schema de principiu împreună cu aparatele auxiliare și de măsură pentru experimentul de vaporizare a freonului R113 în câmp electric.

Sistemul de electrozi utilizat este constituit din două discuri. Electroful (3), de diametru 100mm și având o suprafață polizată fin, este pus la pământ (GND). În electrod au fost practicate trei orificii, cu diametrul la ieșire de 0,2 mm, prin care s-a

injectat gazul, și anume: un orificiu central ($R=0$ mm) și două orificii laterale, unul la $R=30$ mm de centrul electrodului (stânga), iar celălalt la $R=40$ mm (dreapta).

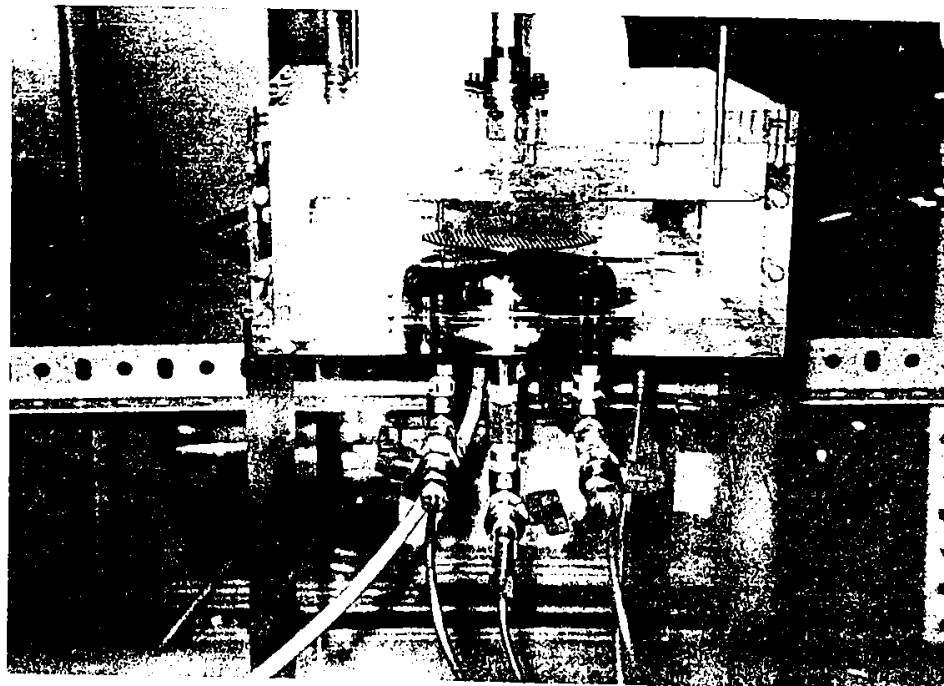


Fig. 3.1. Instalația experimentală pentru studiul de simulare a vaporizării globulare în câmp electric

Sistemul format din cei doi electrozi a fost introdus într-un vas de rășină acrilică (transparent), paralelipipedic, de dimensiuni: 220 x 220 x 90 mm. Printr-un orificiu practicat în capacul vasului s-a introdus lichidul de lucru: ulei silionic, KF-96 10 ($\nu = 10$ cSt). Nivelul lichidului în vas a fost menținut constant pe durata măsurătorilor la $h = 50$ mm.

Experimentele de acest gen se desfășoară în general pe o perioadă de timp destul de îndelungată (în cazul de față aproximativ trei luni), de aceea, preservarea condițiilor experimentale necesită utilizarea unor medii fluide stabile în condițiile atmosferice de lucru. Uleiul silionic a fost utilizat datorită stabilității sale precum și proprietăților electrice (lichid dielectric nepolar) similare cu cele ale freonilor utilizați în instalațiile industriale. Trebuie menționat că, atunci când instalația nu era în funcțiune, prin fiecare orificiu a fost trecut un jet foarte puternic de aer, pentru evitarea pătrunderii uleiului în orificii. Cu toate acestea, în timpul manevrelor de pornire respectiv de oprire, o foarte mică cantitate de ulei a pătruns în orificii, ceea ce a necesitat drenarea lor frecventă, inclusiv a conductelor de gaz. Datorită uleiului

pătruns între două drenaje succesive, valoarea suprapresiunii inițiale diferă cu 20 - 30 Pa.

Electrodul (4), conectat la potențialul pozitiv al sursei de înaltă tensiune (1), este o placă perforată cu diametrul de 80 mm. Diametrul perforațiilor este de 2mm. Cele două plăci care formează sistemul de electrozi au diametre diferite pentru a asigura un câmp electric neuniform chiar la marginea sa. Ambii electrozi sunt din oțel inoxidabil. Distanța dintre cei doi electrozi poate fi reglată cu ajutorul micrometrului (12) în intervalul (0 - 15) mm.

Sursa de înaltă tensiune (1) **Gamma RR50-3R** permite aplicarea unei tensiuni continue în intervalul 0 - 50 kV, respectiv a unui curent de 0 - 3 mA.

Temperatura uleiului siliconic a fost măsurată cu un termocuplu tip K (10), de diametru $\phi = 1,5$ mm, folosind un multimetru digital **Takeda Riken** (8), de precizie $1 \mu\text{V}$ și o joncțiune rece (9).

Pentru a putea observa desfășurarea fenomenului s-a utilizat o cameră video de înaltă viteză nac **HSV-200** (2), care permite obținerea a 200 imagini pe secundă. Pentru a obține iluminarea necesară observării cu camera video, s-a folosit un dispozitiv de lumină stroboscopică (7).

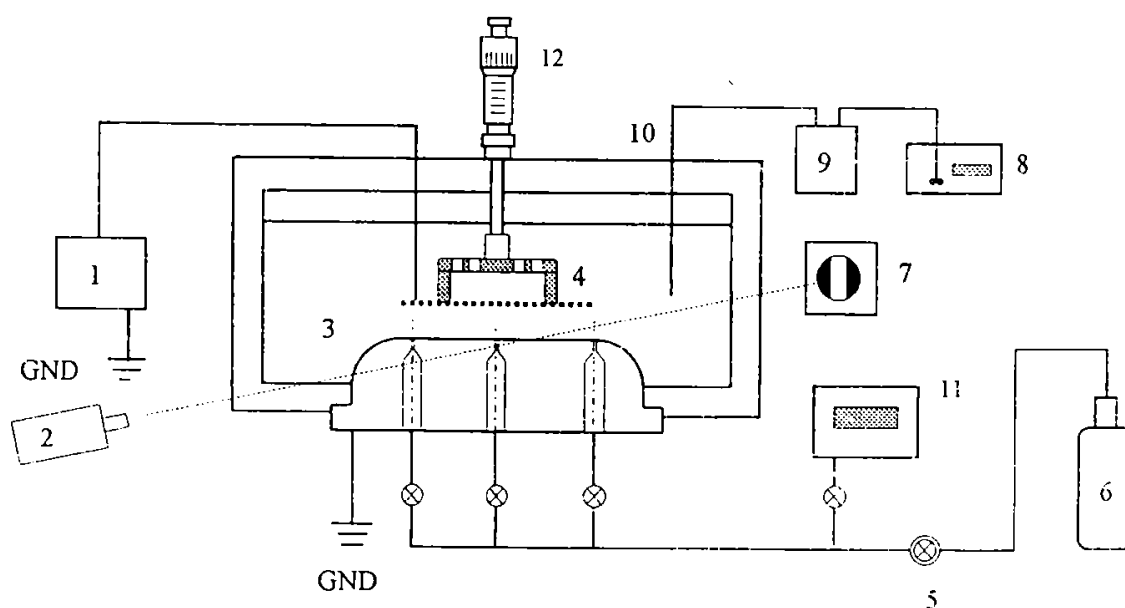


Fig. 3.2. Schema de principiu a standului experimental pentru simularea vaporizării globulare în câmp electric

Conductivitatea electrică a uleiului siliconic a fost măsurată cu ajutorul unui rezistmetru Yokogawa - Hewlett Packard tip 4329A, cu precizie de $(\pm 3 - \pm 10) \%$.

Pentru studiul influenței proprietăților electrice ale lichidului, s-a adăugat etanol (C_2H_5OH), în diferite procente (2 - 10) %, ajungându-se la o conductivitate electrică a amestecului ulei siliconic - etanol $\sigma_e = 7 \cdot 10^{-12} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$. În vederea realizării unui amestec omogen între uleiul siliconic și etanol acestea au fost amestecate cu ajutorul unui mixer supersonic Ohtake Works (putere 0 - 300 W).

Gazul utilizat în toate experimentele de simulare a vaporizării, atât cu ulei siliconic cât și cu freon, numit gaz "Standard", are următoarea compoziție:

1,097 % H_2 ,

1,005 % CO

97,898 % N_2 .

Pentru evidențierea efectului de capăt al câmpului electric asupra comportamentului bulelor, în jurul electrodului superior, și sprijinit pe electrodul inferior, a fost montat un inel de acril (diametrul interior $\Phi = 81$ mm). Astfel, putut fi urmărită comportarea bulelor de gaz injectate prin orificiul central ($R = 0$ mm) atât în prezența cât și în absența efectului de capăt al câmpului electric.

3.1.2. Instalația experimentală pentru studiul vaporizării freonului R113

În continuare, pentru a studia efectul unei conductivități electrice mai ridicate, lichidul de bază a fost înlocuit cu freonul R113. Nivelul freonului în vas a fost adus la începutul fiecărei încercări la $h = 30$ mm, pentru a a asigura aceleași condiții inițiale.

Instalația experimentală folosită în studiul vaporizării freonului (fig. 3.3 - vedere- și fig.3.4 - schema de principiu) este similară cu cea utilizată pentru simularea acestui fenomen. În plus, pentru a putea obține bule de gaz de diametru mai redus, orificiile practicate în electrodul (12) au fost închise și bulele de gaz au fost injectate cu ajutorul unui tub de sticlă (10), cu un diametru la ieșire de $69 \mu m$. Tubul de sticlă a fost introdus printr-un orificiu practicat în capacul vasului și poziționat în

centrul suprafeței electrodului (12) cu ajutorul micrometrului (4), tip MHN2-25. După închiderea și sigilarea orificiilor practicate inițial în electrodul inferior, acestuia i-a fost atașat la partea inferioară un rezistor electric tip folie (16) având $R = 4,704 \Omega$ (detaliu - fig. 3.5). Rezistorul a fost conectat la un autotransformator (15), a cărui tensiune a fost variată în intervalul (0 - 20) V, pentru a asigura încălzirea necesară vaporizării freonului.

Temperatura electrodului încălzit a fost măsurată cu ajutorul unui termocuplu tip K (13), de diametru $\phi = 1,5 \text{ mm}$, folosind un multimetru digital Takeda Riken (9), de precizie $1 \mu\text{V}$ și o joncțiune rece (8). Capul termocuplului se află poziționat la 10 mm de suprafața superioară a electrodului (12).

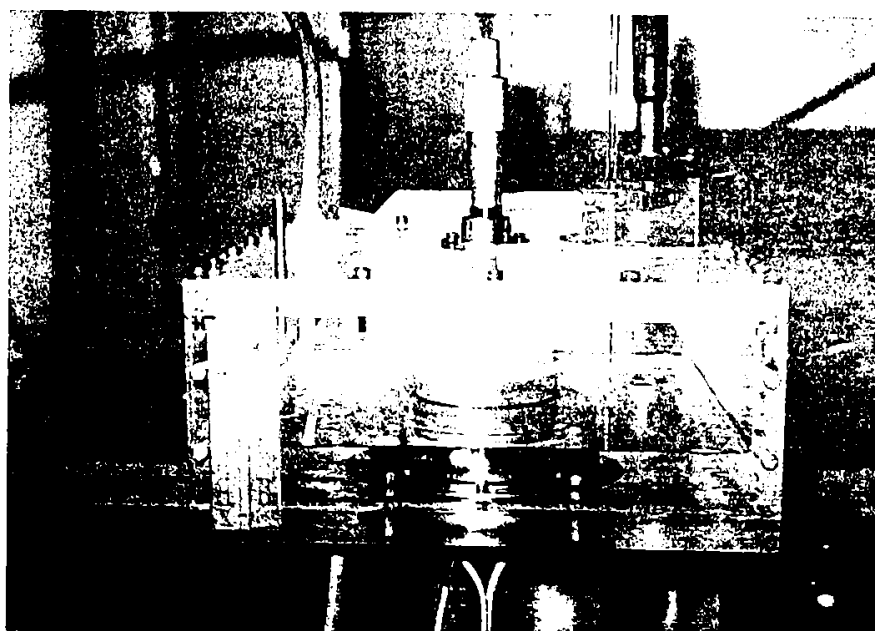


Fig. 3.3. Instalația experimentală pentru studiul vaporizării globulare în câmp electric staționar

Eroarea absolută de măsurare a temperaturii suprafeței electrodului, ținând cont și de valoarea parametrilor de lucru (domeniul de tensiune și curent, rezistență, mărimea suprafeței, conductivitatea termică a materialului) a fost calculată ca variind în limitele $\pm (0,00823 - 0,02887) \text{ }^\circ\text{C}$.

Și în acest experiment s-a urmărit influența conductivității electrice a freonului asupra fenomenului de vaporizare, prin adăugarea de etanol în procent de 2% (participare masică). În cazul amestecului freon - etanol tubul de sticlă utilizat la injectarea bulelor de gaz în spațiul dintre electrozi a avut diametrul la vârf de $53 \mu\text{m}$.

Atât conductivitatea freonului, cât și cea a amestecului au fost determinate prin aceeași metodă ca și în cazul uleiului siliconic (detalii privind tehnica de măsură a conductivității electrice precum și valorile măsurate se vor prezenta la pct. 3.2).

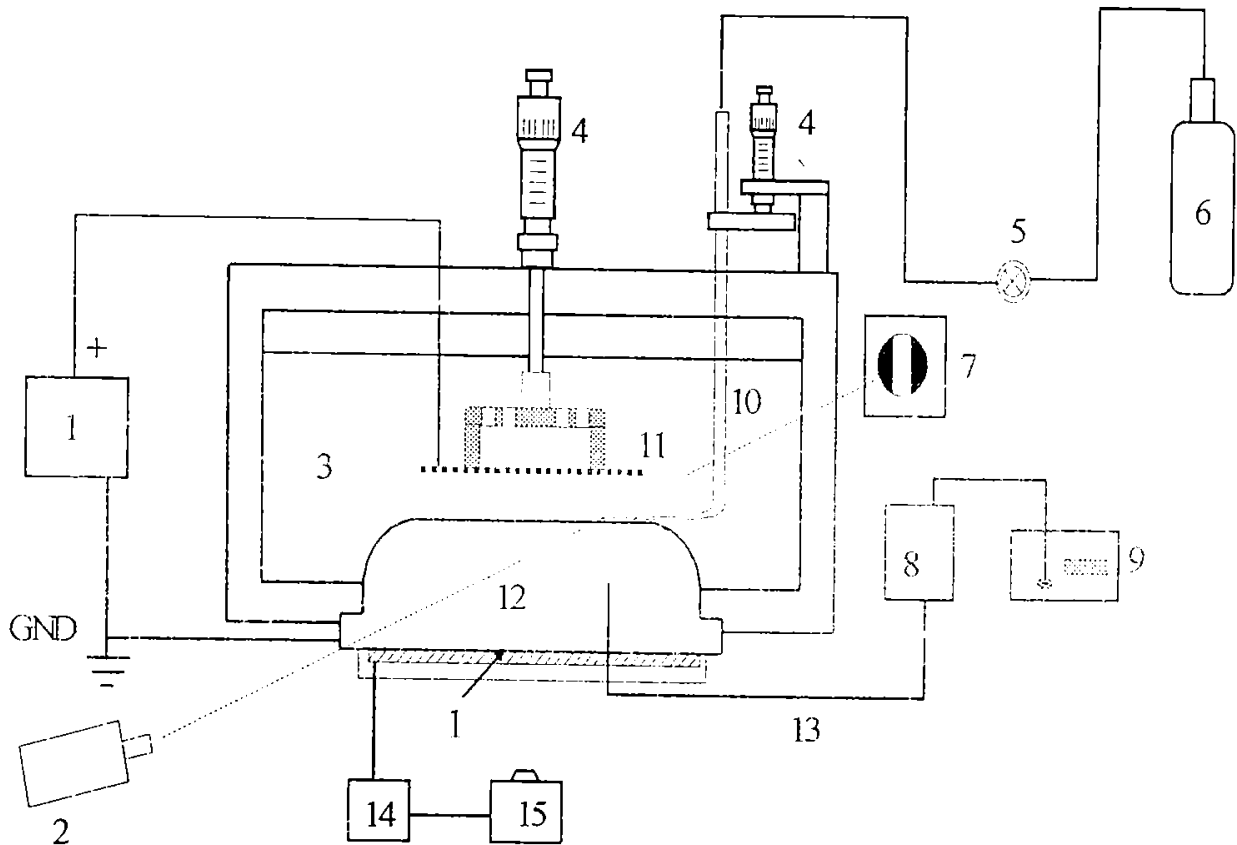


Fig. 3.4. Schema de principiu a instalației experimentale pentru studiul vaporizării freonului R113

1- sursa de înaltă tensiune; 2- camera de filmat de înaltă viteză; 3- freon lichid; 4- micrometru; 5- valva de precizie; 6- rezervor de gaz; 7- stroboscop; 8- joncțiune rece; 9- microvoltmetru; 10- tub de sticlă; 11- electrod (+); 12- electrod (pus la pământ); 13- termocuplu; 14- ampermetru; 15 - autotransformator; 16- rezistor

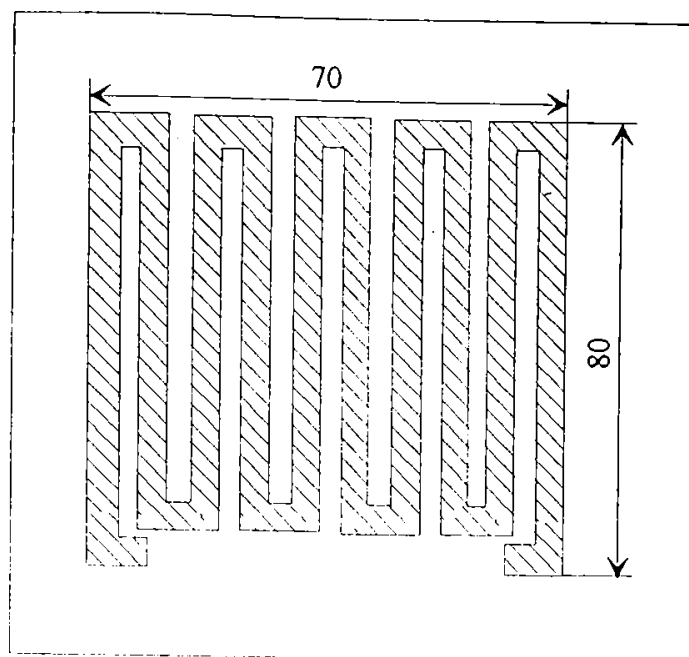


Fig. 3.5. Rezistorul electric

3.2. Tehnica de măsură. Măsurarea conductivității electrice a lichidului

Deoarece din punct de vedere al proprietăților electrice, conductivitatea electrică a lichidului are o influență esențială asupra comportării acestuia în câmp electric, în continuare se va prezenta metoda de determinare a acestui parametru, precum și valorile măsurate pentru lichidele utilizate în decursul cercetărilor experimentale.

Determinarea conductivității electrice este bazată pe măsurarea rezistivității electrice. Măsurarea unei rezistivități de valoare înaltă este în principiu o problemă de măsurare a unor curenți extrem de mici. Până de curând, singurele aparate disponibile să ofere impedanțele extrem de înalte necesare erau electrometrul cu tub vidat, condensatorul cu lamelă vibratoare și tranzistorul cu efect de câmp. În plus, a fost necesară proiectarea de convertoare de curent continuu (c.c.), respectiv curent alternativ (c.a.) pentru a asigura amplificarea (c.a.) la ieșirea din diodele și tranzistoarele folosite în electrometre. Aceste convertoare sunt necesare pentru eliminarea erorilor inerente care apar la amplificarea (c.c.) a unor semnale de nivel atât de scăzut. Aceste instabilități, tendințe de variație a valorilor măsurate cu temperatura, timpul, curenți de dispersie, probleme legate de convertor au condus la un principiu nou pentru acest tip

de măsurători de rezistivitate. Acest principiu de măsurare, utilizat în aparatul Hewlett Packard (HP) 4329A, este numit *“convertorul cu impedanță parametrică auto-oscilatoare”*. Acest circuit asigură atât o impedanță înaltă la intrare cât și un semnal a.c. la ieșire corespunzător pentru o amplificare stabilă, fără variații. [97]

Figura 3.6. prezintă principiul de măsurare, arătând cum circuitul HP combină impedanța înaltă și conversia c.c. - a.c. într-un singur circuit - bloc, funcțional.

Figura 3.7. prezintă schema completă a rezistmetrului HP. Sursa de tensiune a aparatului poate genera tensiuni de la 10 la 1000 V (c.c.) cu o precizie de $\pm 3\%$. Din panoul de control “tensiune de test” se selectează tensiunea dorită prin schimbarea valorii totale a rezistenței de control la intrarea în senzorul amplificatorului din sursa de tensiune. Cele șapte trepte de tensiune care pot fi testate sunt: 10 V, 25 V, 50 V, 100 V, 250 V, 500 V și 1000 V. Domeniul de rezistențe măsurabile este cuprins între 500 k Ω și $2 \cdot 10^{16} \Omega$.

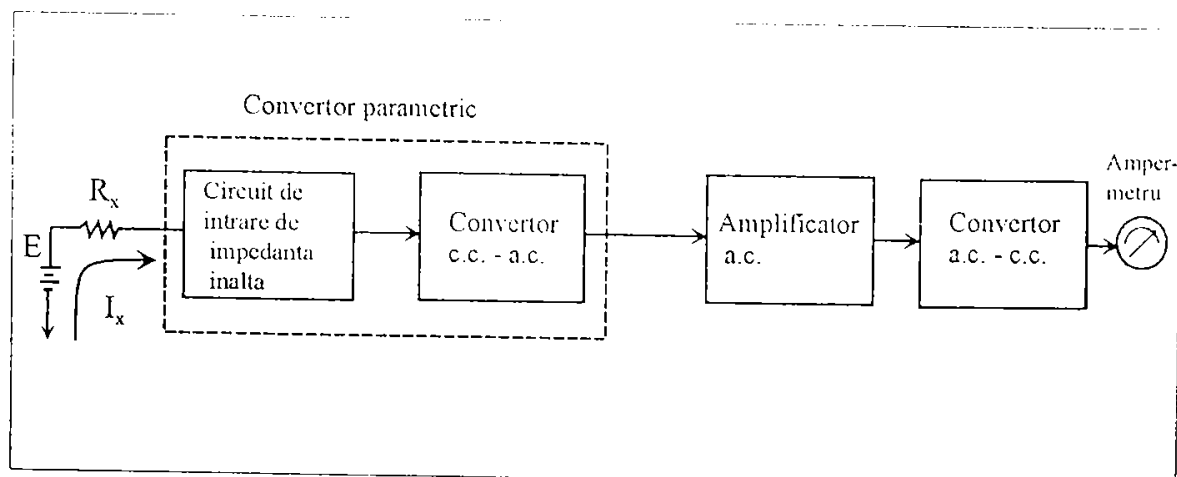


Fig. 3.6. Schema principală de măsurare a unei rezistivități de valoare înaltă

Precizia de măsurare este de $\pm 10\%$, după o calibrare inițială a scalei. În domeniul de valori mai mici al scalei precizia este de aprox. $\pm 3\%$, pentru că valorilor corespunzătoare centrului scalei, le corespunde o precizie de $\pm 5\%$.

Rezistivitatea (pe unitate de volum sau suprafață) se pot măsura cu aparatul HP, folosind celulele de măsurare a rezistivității 16008 A (fig.3.8), în care: 1- borna electrodului exterior (se conectează cu borna de înaltă tensiune a aparatului); 2- borna electrodului principal (se conectează cu borna de joasă tensiune a aparatului); 3- bornă de protecție; 4- electrod de protecție; 5- electrodul exterior; 6- electrodul principal; 7- mâner; 8- bușă izolată; 9- orificiu pentru termometru; 10- scala de nivel a lichidului testat; 11- carcasă.

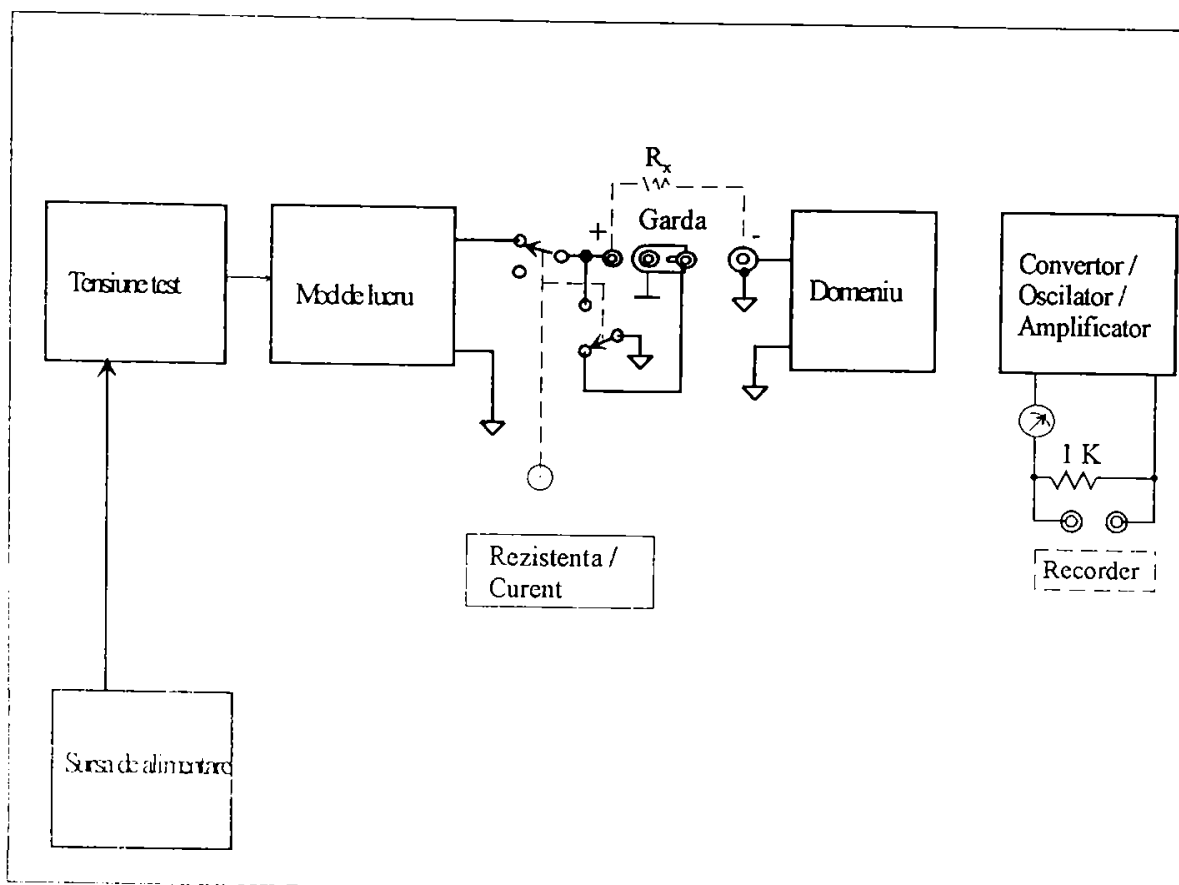


Fig. 3.7. Schema funcțională a rezistmetrului Hewlett Packard 4329A [97]

Principial, cu această metodă rezistența R_x (necunoscută) poate fi determinată din rel. (3.1),

$$R_x = \rho \cdot \frac{d}{S} \quad [\Omega] \quad (3.1)$$

unde:

- d - dinstanța, în cm,
- S - secțiunea, în cm^2 ,
- ρ - rezistivitatea, în $\Omega \cdot \text{cm}$.

rezultând pentru ρ expresia:

$$\rho = R_x \cdot \frac{S}{d} \quad [\Omega \cdot \text{cm}] \quad (3.2)$$

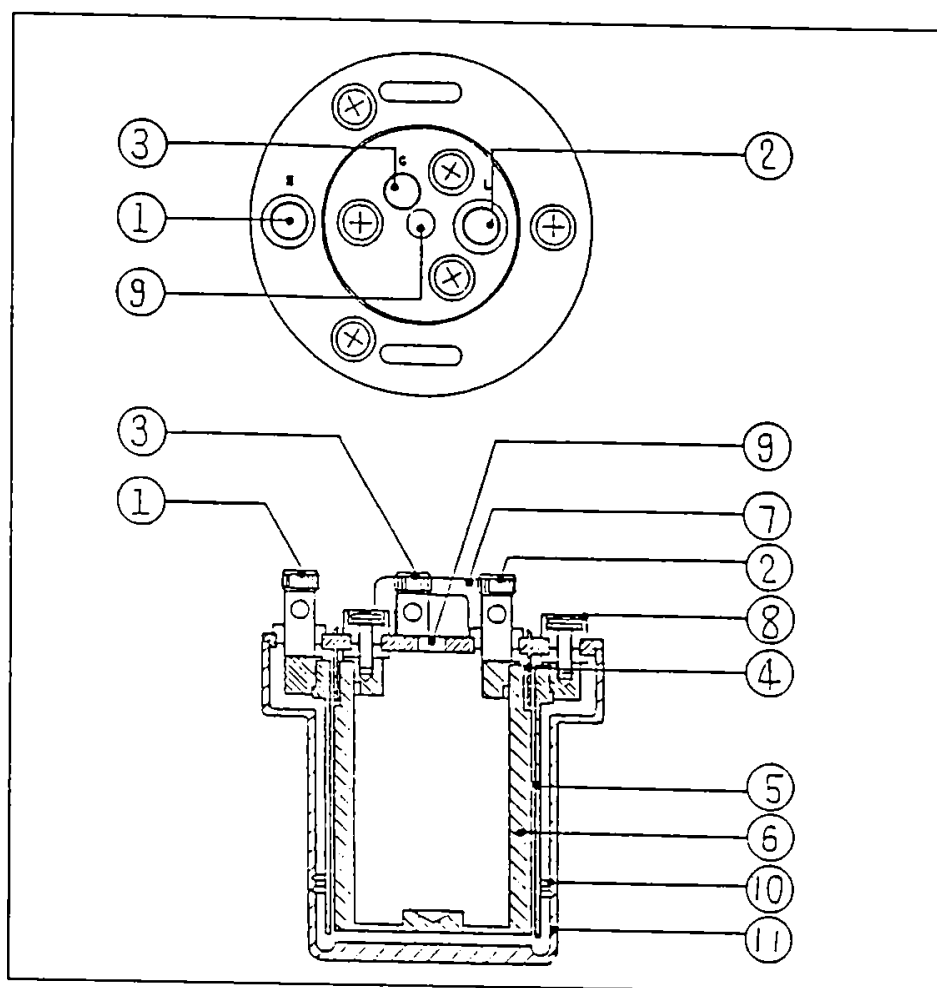


Figura 3.8. Celula de măsurare a rezistivității unui lichid

Dacă raportul S/d este cunoscut în rel. (3.2), atunci rezistivitatea ρ poate fi calculată cu ușurință. Pentru această celulă de măsurare valorile corespunzătoare sunt: $S = 100 \text{ cm}^2$ și $d = 0,1 \text{ cm}$. Constanta electrodului este:

$$K = \frac{S}{d} = \frac{1000 \text{ cm}^2}{0,1 \text{ cm}} = 1000 \text{ cm} = 10 \text{ m} \quad (3.3)$$

De aceea, rezistivitatea ρ se obține prin înmulțirea rezistenței R_x , măsurată, cu constanta K .

$$\rho = 1000 \cdot R_x \quad [\Omega \cdot \text{cm}] \text{ sau } \rho = 10 \cdot R_x \quad [\Omega \cdot \text{m}] \quad (3.4)$$

Rezultatele măsurătorilor de rezistivitate, utilizate apoi în calcularea valorii conductivității electrice (rel. 3.5) sunt prezentate în fig. 3.9 - pentru ulei silionic pur și apoi în amestec cu etanol (2%, 4% și 10%, participări masice) - și respectiv în fig. 3.10 pentru freonul R113 pur și în amestec cu etanol (2%, participare masică). [98]

$$\sigma_e = \frac{1}{\rho} \quad [\Omega^{-1} \cdot m^{-1}] \quad (3.5)$$

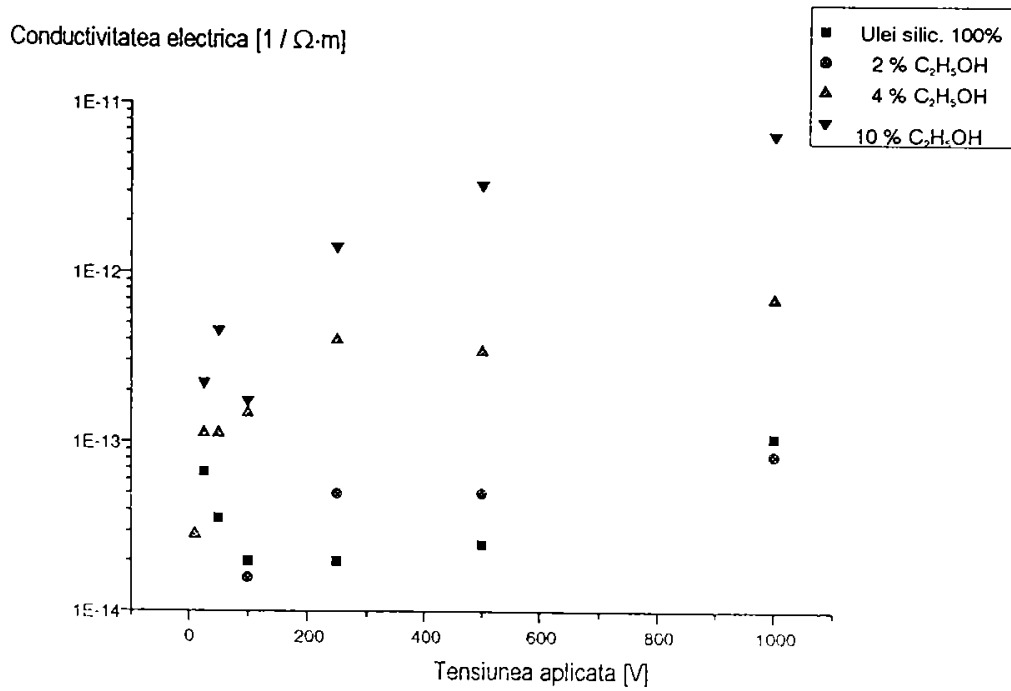


Figura 3.9. Conductivitatea electrică a uleiului silionic și a amestecului cu etanol în diferite procente masice (2%, 4%, 10%)

În Tab.3.1. sunt prezentate valorile medii ale conductivității electrice, valorile permitivității dielectrice relative și ale timpului de relaxație al sarcinii electrice, obținute din cele măsurate și respectiv din literatură [99] care au fost folosite în calcule.

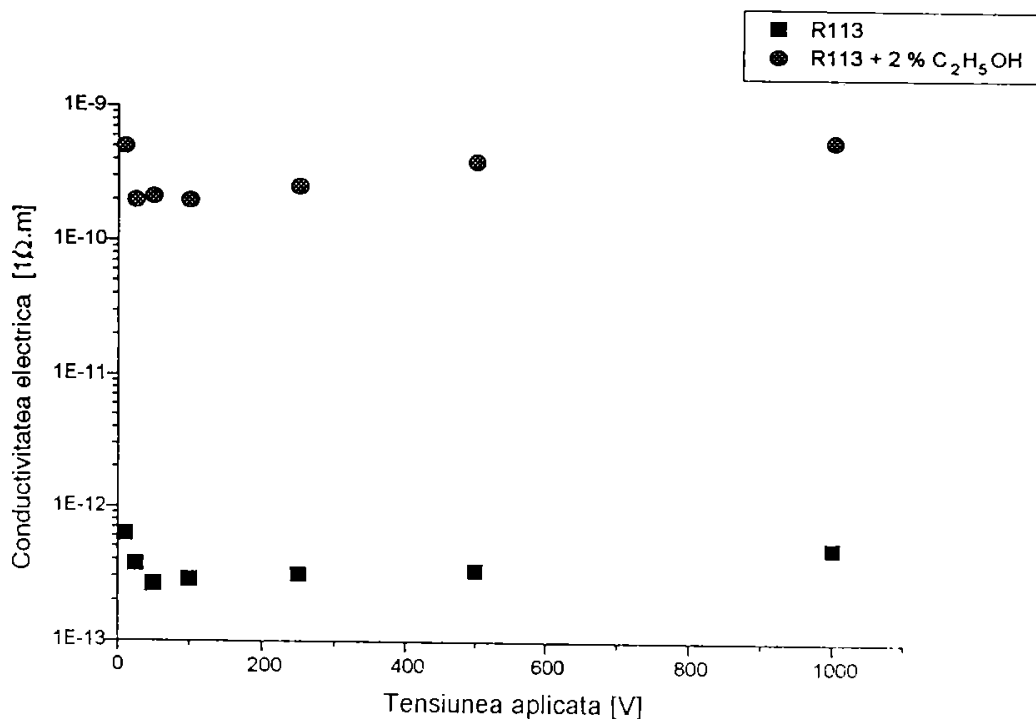


Figura 3.10. Conductivitatea electrică a freonului R113, respectiv a amestecului R113 - etanol

Timpul de relaxație al sarcinii electrice a fost determinat cu relația:

$$\tau_{\sigma} = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r}{\sigma_e} \quad [s] \quad (3.6)$$

unde $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$, permitivitatea dielectrică a vidului.

Pentru calculul permitivității dielectrice relative ϵ_r , a amestecurilor s-a folosit relația [72]:

$$\epsilon_{am} = \epsilon_1 + v_2 \cdot \frac{3(\epsilon_2 - \epsilon_1)\epsilon_1}{\epsilon_2 + 2\epsilon_1} \quad (3.7)$$

unde: ϵ_1 , ϵ_2 - permitivitatea electrică relativă a mediului majoritar, respectiv minoritar,

v_2 - participarea volumică a mediului minoritar [%].

Tabelul 3.1. Proprietăți electrice ale unor medii dielectrice

Denumirea substanței	Conductivitatea electrică σ_e [$\Omega^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$]	Const. dielectrică rel. ϵ_r [99] [-]	Timpul de relaxație τ_o [s]
R113 lichid (CCl ₂ F-CClF ₂)	$2,2\cdot 10^{-11}$ **)	2,44	0,98154
R113 vapori [80]	$1\cdot 10^{-11}$	1,01	0,8938
R113+2% C ₂ H ₅ OH	$3,4\cdot 10^{-10}$ *)	-	-
Ulei siliconic	$3\cdot 10^{-14}$ *)	2,6	$7,67\cdot 10^2$
Ulei siliconic + 2% C ₂ H ₅ OH	$5\cdot 10^{-14}$ *)	2,737**)	$4,84\cdot 10^2$
Ulei siliconic + 4% C ₂ H ₅ OH	$5\cdot 10^{-13}$ *)	2,874**)	$5,08\cdot 10^1$
Ulei siliconic + 10% C ₂ H ₅ OH	$7\cdot 10^{-12}$ *)	3,285**)	4,153
Gaz "Standard"	-	1,00059	-

*) - valoarea medie măsurată;

**) - valoarea calculată.

4. Cercetări experimentale privind dinamica bulei în câmp electric staționar

4.1. Influența poziției orificiului de injecție a bulei în câmp electric

4.1.1. Rezultate experimentale

Instalația experimentală utilizată este cea din Fig.3.1., respectiv Fig.3.2. Cu ajutorul camerei video de înaltă viteză s-a urmărit în decursul a mai multor încercări evoluția bulelor de gaz injectate succesiv prin fiecare din cele trei orificii, practicate în electrodul de bază: orificiul central ($R = 0$ mm), orificiul dreapta ($R = 40$ mm) și orificiul stânga ($R = 30$ mm).

Condițiile experimentale au fost după cum urmează:

- *presiunea în vas* - atmosferică (condiție de laborator);
- *temperatura lichidului, respectiv a gazului injectat* - a mediului ambiant (aprox. 25 °C - condiție de laborator);
- *tensiunea electrică aplicată* - $0 - 40$ kV, cu un pas de 5 kV;
- *distanța dintre electrozi* - 10 mm;
- *suprapresiunea gazului injectat* - $\Delta p_g = 77$ mmH₂O = $755,37$ Pa (identică la toate cele trei orificii pentru $U_0 = 0$ kV).

Înregistrarea fenomenului a început după trecerea unui interval de timp egal cu $(3-4)\tau_\sigma$, timpul de relaxare al sarcinii electrice. În cazul uleiului siliconic KF96 - 10 $\tau_\sigma \cong 767$ s. Această perioadă de "așteptare" este necesară pentru a evita fenomenele tranzitorii care apar la aplicarea câmpului electric staționar.

Tensiunea a fost adusă de fiecare dată la valoarea stabilită și observarea s-a făcut pentru o perioadă variind între 10 și 20 s, funcție de desfășurarea fenomenelor

observate. Tensiunea maximă de lucru în cazul uleiului siliconic pur a fost 40 kV, la depășirea acestei valori apărând descărcările electrice între cei doi electrozi.

Primul orificiu studiat a fost cel situat în centrul electrodului inferior ($R = 0$). Pe măsură ce valoarea tensiunii aplicate a crescut bulele au început să se deformeze, alungindu-se sub forma unui elipsoid, în același timp volumul acestora micșorându-se, sub acțiunea forțelor electrice.

După depășirea tensiunii de 20 kV (corespunzătoare unei intensități a câmpului electric $E = 2$ kV/mm) intervalul de timp la care au ieșit bulele de gaz din orificiu s-a modificat pregnant: de la grupuri de două bule pentru domeniul de tensiune (0 - 20) kV, la grupuri de 3 - 5 bule pentru tensiuni mai mari de 20 kV.

În cazul orificiului din stânga, situat la $R = 30$ mm de centrul electrodului, comportamentul bulelor de gaz a fost asemănător cu cel al bulelor injectate prin orificiul central. Aceasta dovedește faptul că și în această zonă a câmpului electric acesta este uniform.

Bulele injectate prin orificiul situat în dreapta, la $R = 40$ mm de centru, au avut un comportament diferit. Acest orificiu este situat în zona de limită dintre câmpul electric uniform și cel neuniform. De aceea, pe măsură ce valoarea tensiunii aplicate crește, bulele se alungesc după direcția liniilor de câmp neuniform care se manifestă în zona de capăt a sistemului de electrozi. În plus, bulele sunt împinse spre zona de câmp mai slab, îndepărtându-se din ce în ce mai mult de verticală. La ieșirea din zona de influență a câmpului bulele redevin sferice. [100,101]

În Fig. 4.1. sunt prezentate imagini captate de pe film, corespunzând orificiului central (a) și respectiv celui din dreapta (b), pentru cinci valori ale tensiunii aplicate.

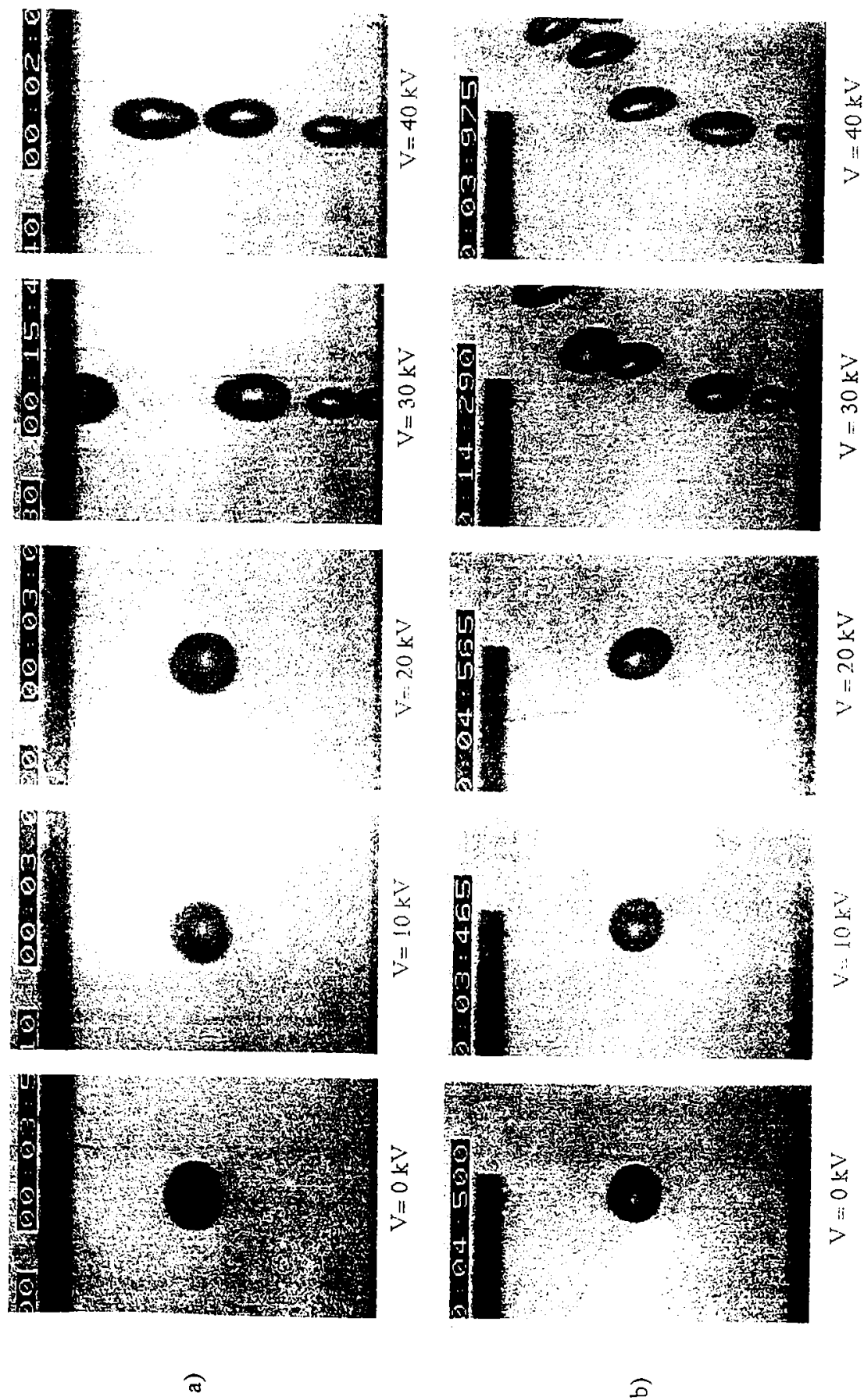


Fig. 4.1. Deplasarea bidelor în prezența câmpului electric staționar, funcție de poziția orificiului de injecție în câmp

4.1.2. Analiza rezultatelor experimentale

4.1.2.1. Determinarea alungirii bulelor sub influența forțelor electrice

Fig.4.2. prezintă alungirea bulelor în funcție de intensitatea câmpului electric aplicat, în cazul orificiului central. Alungirea a fost determinată prin raportarea diametrelor caracteristice măsurate pe imaginile filmate, bula de gaz fiind asimilată cu un elipsoid cu semiaxe: $a = b = d_1$ și $c = d_2$.

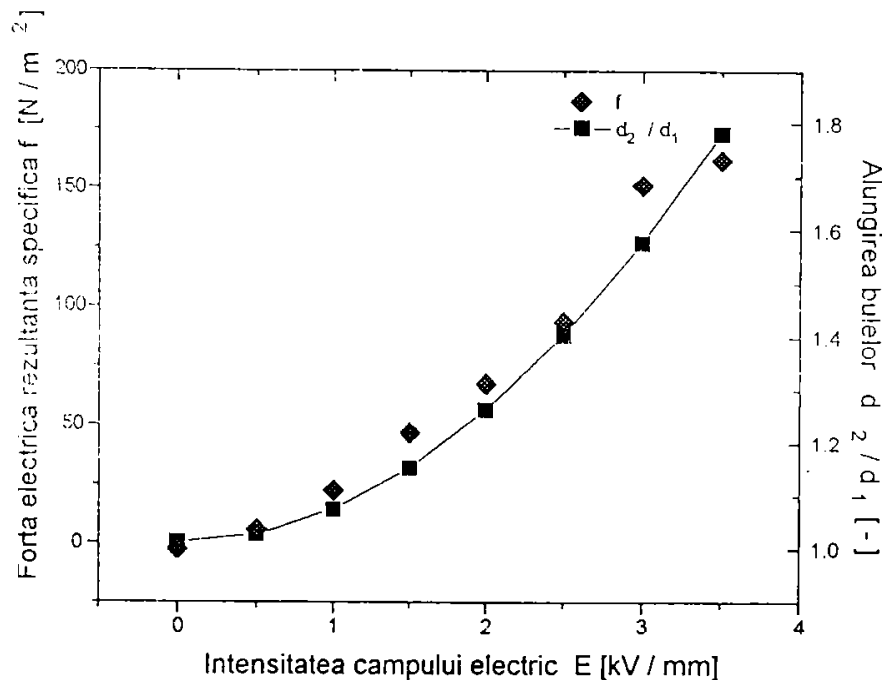


Fig. 4.2. Alungirea bulelor în prezența câmpului electric staționar uniform (orificiul central)

Dimensiunile caracteristice ale bulei au fost măsurate direct pe imaginile video proiectate pe monitorul unui computer. Cu ajutorul unui videorecorder cu facilități de urmărire a filmului imagine cu imagine, a fost vizualizată fiecare bulă la momentul când se află la mijlocul distanței dintre electrozi, măsurându-se d_1 și d_2 .

Pentru comparație, s-a reprezentat în aceeași figură și forța electrică rezultantă specifică ce acționează asupra pereților bulei, care determină alungirea acesteia în direcția liniilor de câmp, conform rel. (2.48) (paragraful 2.2.2.6).

Se observă o foarte bună concordanță între cele două variabile, ceea ce

demonstrează efectul exercitat de forța electrică asupra bulei în prezența efectului de capăt, adică alungirea acesteia în direcția liniilor de câmp.

4.1.2.2. Determinarea variației volumului bulelor sub influența forțelor electrice

Fig.4.3 prezintă variația volumului bulelor de gaz injectate prin orificiul central, la aplicarea câmpului electric. Se observă că pe măsură ce tensiunea aplicată crește, volumul acestora scade, bulele fiind comprimate [100].

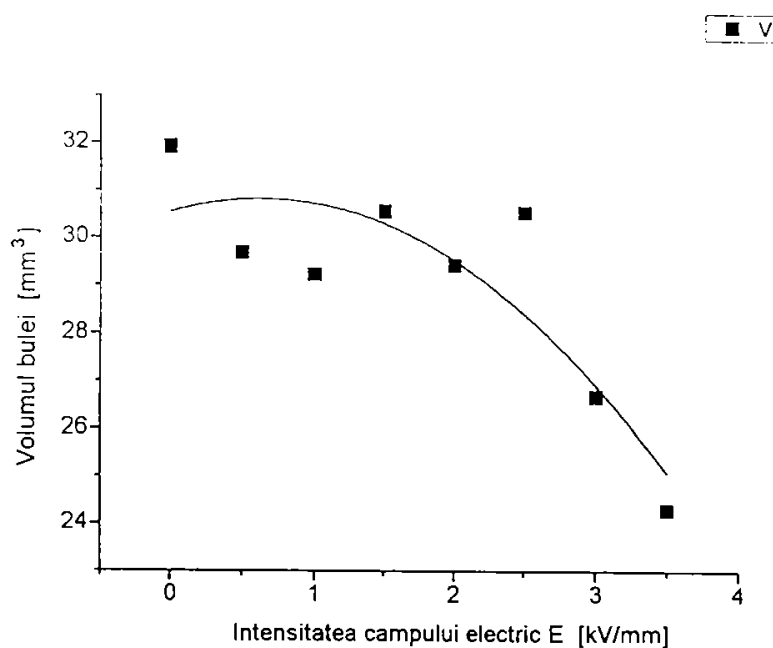


Fig. 4.3. Variația volumului bulelor sub influența câmpului electric staționar (orificiul central)

Determinarea volumului bulei s-a făcut cu relația:

$$V_b = \frac{4\pi abc}{3} \quad (4.1)$$

Deviațiile de la alura continuă descendentă corespund unor zone de comportament "haotic" al bulelor, care au putut fi puse în evidență și prin experimentele ce urmează a fi prezentate.

Dacă se presupune că în cadrul fenomenului EHD acționează forțele electrice de tip dielectroforetic, atunci limita de apariție a unei instabilități de tip Rayleigh -

Taylor este caracterizată de valoarea critică a intensității câmpului electric ([50]):

$$E_{cr} = \sqrt{\frac{2\sigma_s \left[\frac{(\rho_l - \rho_g)g}{\sigma_s} \right]^{1/2}}{(\epsilon_l + \epsilon_g)}} = 0,9407 \text{ kV/mm} \quad (4.2)$$

Notațiile folosite în rel. (4.2) sunt:

σ_s - tensiunea superficială a uleiului silionic (valoare medie), $\sigma_s = 20 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}$;

ϵ_l - permitivitatea electrică a uleiului silionic (Tab.3.1);

ϵ_g - permitivitatea electrică a etanolului (Tab. 3.1);

ρ_l - densitatea uleiului silionic, $\rho_l = 940 \text{ kg/m}^3$;

ρ_g - densitatea gazului, $\rho_g = 1,249 \text{ kg/m}^3$;

g - accelerația gravitațională, $g = 9,81 \text{ m/s}^2$.

Accastă valorare se situează aproape de valoarea intensității câmpului electric la care s-a observat o primă modificare în comportamentul bulelor, care coincide calitativ și cu rezultatul experimental prezentat în Fig.4.3.

De asemenea, din înregistrarea video s-a determinat intervalul de timp dintre două bule consecutive injectate prin orificiul central pentru domeniul de tensiune testat, reprezentat grafic în Fig. 4.4. Deoarece prima bulă de gaz observată a apărut la un moment ulterior momentului $t = 0 \text{ s}$, reprezentările grafice nu pornesc din origine. Domeniul axei abscise, care reprezintă timpul real al desfășurării înregistrării, depinde de lungimea perioadei de timp în care s-a făcut înregistrarea pentru o anumită tensiune iar axa ordonată reprezintă intervalul de timp după care apare următoarea bulă, fiecare punct reprezentând o bulă singulară. Trebuie precizat însă că pentru tensiunile care depășesc $U = 30 \text{ kV}$, în grafic nu pot fi observate toate bulele, deoarece intervalul de timp dintre ele este foarte mic (0,015 s - 0,020 s). Momentele de apariție ale bulelor pentru aceste tensiuni pot fi urmărite cu precizie în tabelele corespunzătoare fiecărui grafic din Anexa 1.

Se observă că există o anumită periodicitate a momentului de apariție a bulelor din orificiul de injecție care, pe măsură ce intensitatea câmpului electric crește, se modifică semnificativ (variind de la 0,015s - fig.4.4.a,e la 1,4s - fig.4.4.f). Pentru $E = 2 \text{ kV/mm}$ diferența între momentele de timp apariție a două bule succesive se reduce la 0,450 s. Accastă valorare a intensității câmpului electric este mai mică decât valoarea critică corespunzătoare incipienței instabilității Rayleigh - Taylor

($E_{cr} = 0,9407$ kV/mm), dar apropiată de valoarea intensității câmpului corespunzătoare fenomenului de generare de vapori, ce va fi descris în capitolul următor ($E_{cr} = 1,4 \div 1,7$ kV/mm).

S-a încercat stabilirea unei perioade de timp medii, pentru fiecare tensiune. Pentru aceasta bulele au fost împărțite în grupuri de câte două, trei și respectiv patru. În Tab.4.1. sunt prezentate perioadele pentru fiecare valoare a tensiunii. După cum se observă, perioada de timp medie este de aproximativ o secundă.

Tabelul 4.1. Valorile perioadei de timp Δt , pentru domeniul de intensitate a câmpului electric 0 - 4 kV/mm

Δt [s]	E [kV/mm]								
	0	0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4
	0,95	1,055	1,035	1,215	0,900	1,300	1,450	1,185	1,235

Totuși, având în vedere numărul relativ mare de date necesare pentru o analiză numerică a acestui fenomen (de ordinul miilor) au împiedicat stabilirea unei legi de variație validă. Urmează ca încercări ulterioare și care utilizează o tehnică de măsură adecvată unor măsurători îndelungate să ofere legea de variație căutată.

Se precizează că, în literatură, fenomenele periodice legate de vaporizarea globulară în câmp electric se referă la atingerea diametrului critic de spargere a unei bule de vapori deja formate și menținută de forțele electrice pe suprafața încălzită [de ex. 35-37, 59 etc.].

După spargere în fragmente (bule) mai mici, acestea vor continua să fie menținute pe suprafața încălzită până cresc la rândul lor la dimensiuni critice. Prin aceasta cantitatea de căldură transferată de la suprafața încălzită crește.

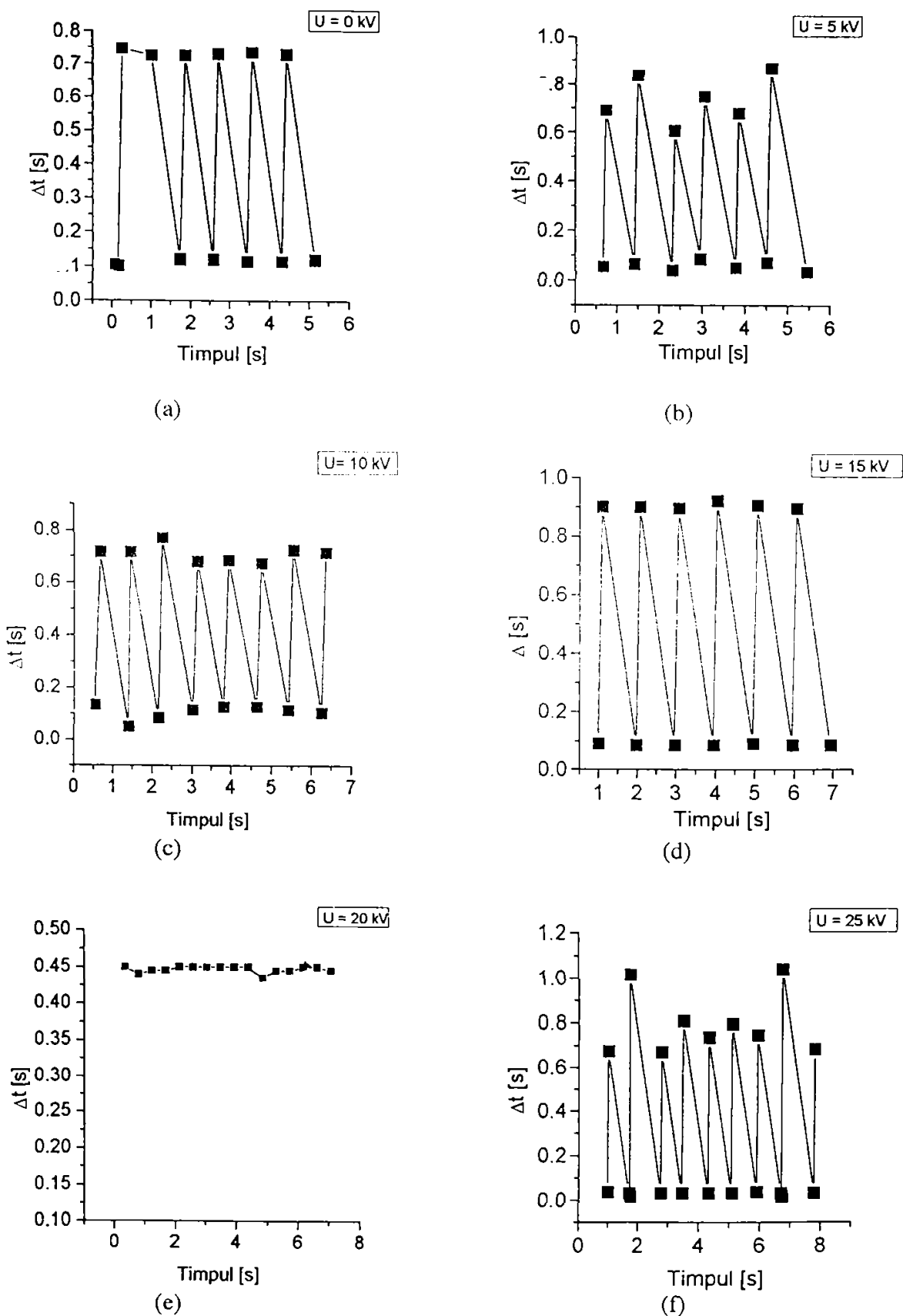
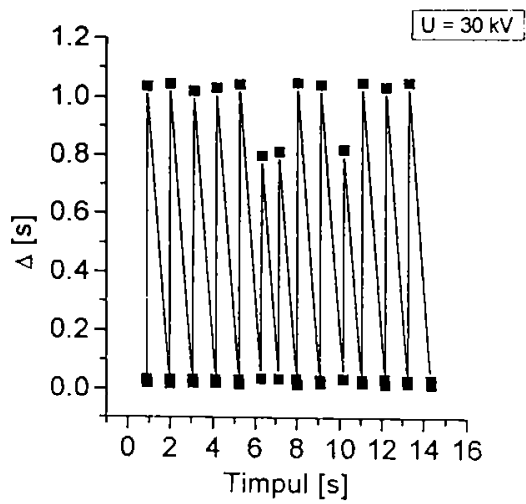
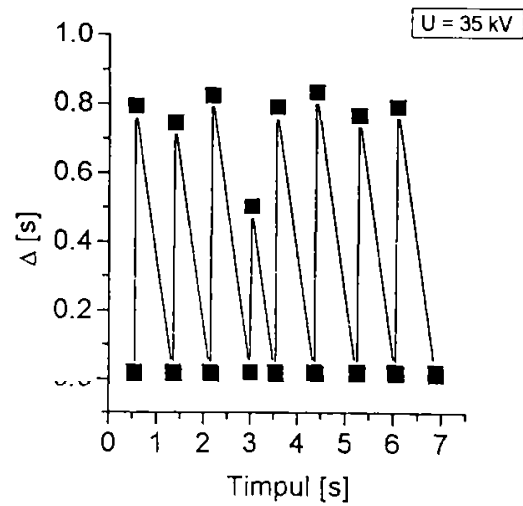


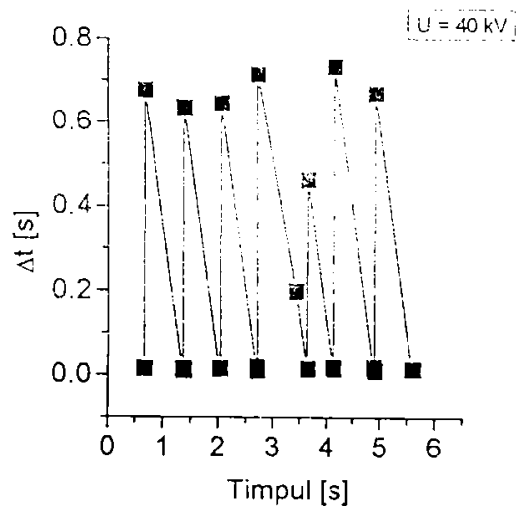
Fig. 4.4.1. Variația numărului de bule evacuate prin orificiul central pentru domeniul de tensiuni 0 - 25 kV și $d = 10$ mm (a - f)



(g)



(h)



(i)

Fig. 4.4.II. Variația numărului de bule evacuate prin orificiul central pentru domeniul de tensiuni 30 - 40 kV și $d = 10$ mm (g - i)

De exemplu, în condițiile utilizării freonului R-11, cu o conductivitate electrică medie $\sigma_e = 1,56 \cdot 10^{-11} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$, în condiții experimentale de vaporizare globulară cu un sistem de electrozi asemănător (plan, dar dreptunghiular) s-a obținut o creștere de 3 până la 6 ori a fluxului de căldură transferat [38].

4.2. Influența distanței dintre electrozi

Studiul influenței distanței dintre electrozi, d , a fost făcut pentru trei valori ale acesteia: 7 mm, 10 mm și 13 mm, în aceleași condiții experimentale ca și în experimentul de la par. 4.1.

Distanța dintre electrozi (Fig.3.2) a fost reglată cu ajutorul micrometrului (12) iar procedura de lucru este similară cu cea prezentată la par. 4.1. Au fost testate toate cele trei poziții de injecție a bulelor, pentru bulele provenite din orificiul central făcându-se (ca și în cazul precedent) măsurarea dimensiunii acestora.

Cercetări experimentale din literatură menționează influența distanței dintre electrozi asupra intensificării transferului de căldură la vaporizare, adică cu cât distanța este mai mare cu atât crește rata de intensificare [38].

Din punctul de vedere exclusiv al forțelor electrice asupra bulelor însă, experimentul efectuat a relevat faptul că efectul de acțiune asupra suprafeței acestora este identic indiferent de distanță, fiind variabil doar cu intensitatea câmpului electric E , unde $E = U/d$, U fiind tensiunea aplicată.

Calitativ, se poate aprecia că atunci când este prezent și un gradient de temperatură, convecția lichidului în spațiul dintre electrozi este influențată de distanța d , fiind posibil ca în acest fel să fie transportată o cantitate diferită de căldură.

În Fig. 4.5. (a și b) sunt prezentate alungirea bulelor de gaz și variația volumului bulelor sub influența câmpului electric pentru distanța între electrozi $d = 7$ mm, iar în Fig.4.6. (a și b) sunt prezentate variațiile aceluiași mărimi pentru $d = 13$ mm.

Din punctul de vedere al traiectoriei bulelor în spațiul dintre electrozi, rezultatele au fost identice. Bulele injectate prin orificiile central și stânga, aflate în zona de câmp electric uniform, s-au alungit sub influența efectului de capăt în direcția liniilor de câmp. Bulele provenite din orificiul dreapta (marginal) au fost alungite în lungul liniilor de câmp și, fiind în câmp neuniform au fost și împinse spre exterior, spre zona de câmp mai slab.

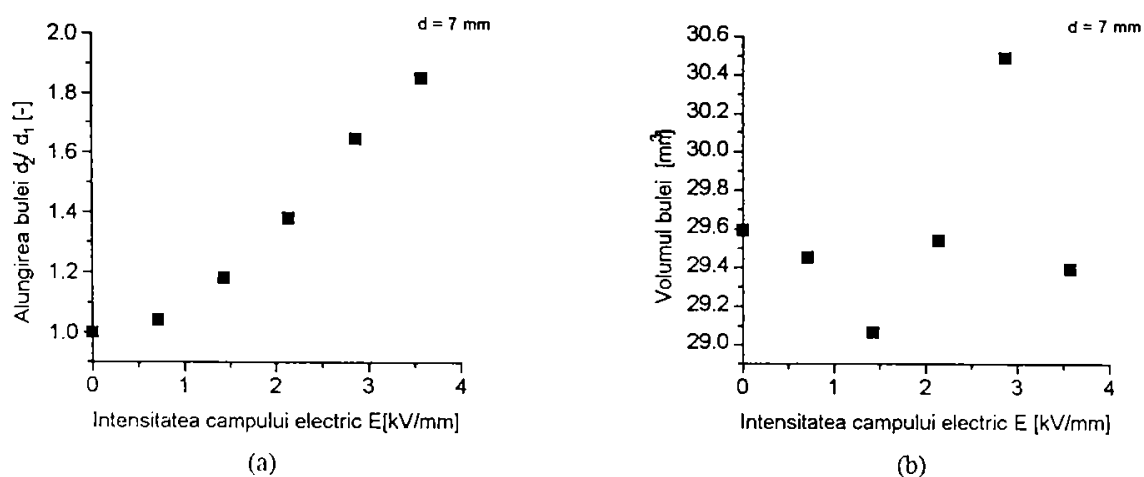


Fig. 4.5. Alungirea bulei (a) și variația volumului acesteia (b) funcție de intensitatea câmpului electric aplicat, pentru distanța între electrozi $d = 7$ mm

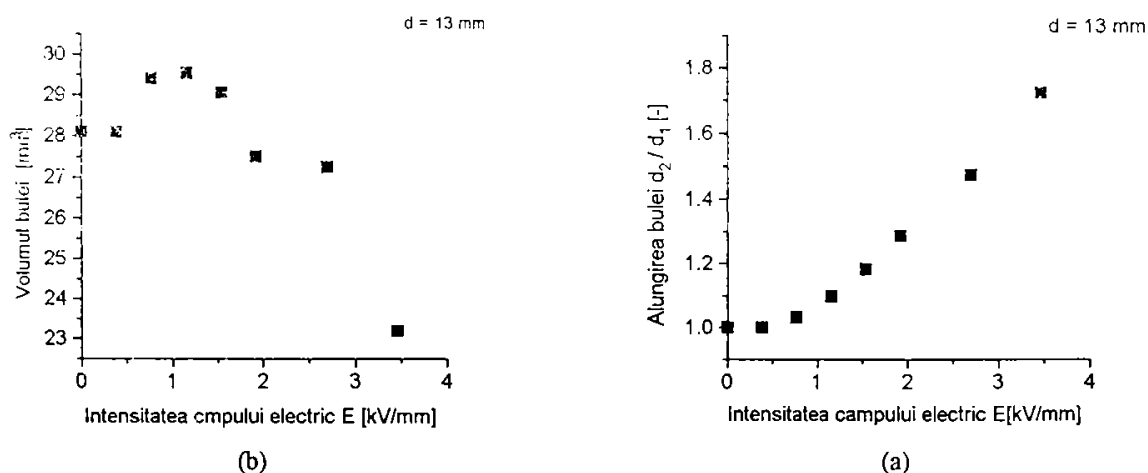


Fig. 4.6. Alungirea bulei (a) și variația volumului acesteia (b) funcție de intensitatea câmpului electric aplicat, pentru distanța între electrozi $d = 13$ mm

Dacă se compară rapoartele d_2/d_1 pentru cele trei cazuri, se observă că acestea au valori apropiate. În ceea ce privește variația volumului bulei cu distanța dintre electrozi, se observă că:

- până la intensități ale câmpului electric $E \leq 2$ kV/mm, volumul bulelor variază aproximativ la fel, indiferent de distanța dintre electrozi;
- pentru valori ale lui $E > 2$ kV/mm, pe măsură ce distanța dintre electrozi crește, bulele au un volum din ce în ce mai mic la aceeași valoare a intensității câmpului.

Această micșorare mai pronunțată a volumului pe măsură ce distanța dintre

electrozi crește, se datorează faptului că bula “stă” mai mult în câmp. Se precizează că măsurarea dimensiunilor bulelor s-a făcut la momentul când acestea au ajuns la mijlocul distanței dintre cei doi electrozi.

Se poate concluziona că, din punct de vedere exclusiv al forțelor electrice:

1. influența distanței dintre electrozi asupra alungirii bulei este neglijabilă;
2. diferențele în variația volumului bulei se datorează în principal duratei de ședere în câmp, care determină o acțiune mai importantă a forțelor electrice de volum asupra bulei;
3. indiferent de poziția bulei în câmp (uniform sau neuniform), traiectoria acesteia se modifică doar în funcție de valoarea intensității câmpului electric.

4.3. Influența efectului de capăt al sistemului de electrozi

Pentru a studia efectele de capăt [101] în jurul electrodului superior și sprijinit pe electrodul inferior a fost așezat un inel de rășină acrilică de înălțime 50 mm, din același material izolant ca și vasul. În acest fel a fost eliminată influența câmpului electric neuniform din zona de capăt. Condițiile experimentale au fost următoarele:

- tensiunea electrică aplicată: 0 - 40 kV;
- curentul măsurat: 0 - 0,1 mA;
- distanța dintre electrozi: $d = 10\text{mm}$;
- presiunea de lucru: atmosferică;
- temperatura de lucru: 24 °C (mediul din laborator).

Imaginea bulelor singulare a fost captată de pe film atunci când acestea s-au aflat la jumătatea distanței dintre electrozi. S-a observat din derularea cu încetinitorul a filmului că, atunci când în jurul electrozilor a fost dispus inelul izolant, bula singulară a parcurs distanța dintre electrozi într-un timp mai scurt, astfel că nu a putut fi surprinsă imaginea bulei în aceeași poziție centrală, ca și în cazul precedent.

De aceea, pentru a putea studia în detaliu și în același timp pentru a evidenția mai bine această particularitate, au fost urmărite grupurile de patru bule consecutive

corespunzătoare tensiunii de 30 kV, pentru un interval de timp de 20 ms.

Imaginile video captate în cazul orificiului central pentru întreg domeniul de tensiuni în ambele cazuri (cu și apoi fără efect de capăt) sunt prezentate comparativ în Fig. 4.7.

De asemenea, pentru punerea în evidență a efectului în cadrul unui grup de bule provenind din același orificiu, sunt prezentate imaginile prelevate pentru cele două situații în Fig. 4.8.

Acestea pun în evidență fenomenul observat anterior. **Diferența în comportamentul bulelor în cazurile prezentate poate fi pusă astfel pe seama efectului câmpului electric neuniform**, ce acționează la marginea sistemului de electrozi, având în vedere că toate celelalte condiții experimentale au fost păstrate identice.

Faptul este cu atât mai important cu cât literatura de specialitate neglijează de regulă termenul electrostrictiv al forței electrice de volum. Aceasta conduce, în ipoteza unui mediu omogen, exclusiv la considerarea efectelor electrice superficiale studiate din punctul de vedere al instabilităților hidrodinamice de interfață pe care le determină.

Efectul pus în evidență prin acest experiment constituie una din componentele mecanismului complex de intensificare a vaporizării globulare în prezența câmpului electric. Această intensificare are loc și datorită acțiunii directe a suprapresiunii electrice asupra bulelor de vapori determinând o “întârziere” a înaintării bulelor în traiectoria lor ascendentă din zona de câmp uniform.

4.4. Influența dimensiunii bulelor asupra dinamicii lor în câmp electric

Așa cum s-a precizat, diametrul bulelor injectate prin orificiile practicate în electrodul inferior este de 1,9896 mm \cong 2 mm la $U = 0$ kV. Din această cauză, efectul forței arhimedice este destul de important și determină ca indiferent de valoarea intensității câmpului aplicat, bulele să se desprindă de electrodul inferior. Din această cauză, s-a urmărit reducerea diametrului bulelor la valori mai apropiate de cazul real al vaporizării globulare pe suprafețe polizate fin [35-38, 40, 75, 96].

Pentru aceasta în locul orificiilor de injecție s-a folosit un tub de sticlă foarte fin (diametrul la ieșire $\phi = 0,069$ mm), folosindu-se instalația experimentală prezentată în Fig. 3.3 și 3.4. Capătul tubului a fost așezat pe electrodul inferior, în apropierea centrului acestuia, pentru ca bulele să se afle în zona de câmp uniform. De asemenea, în locul uleiului siliconic s-a utilizat freonul R113 [83].

Condițiile experimentale pentru freonul lichid au fost:

- presiunea atmosferică (1 atm);
- temperatura mediului din laborator (24 °C);
- distanța dintre electrozi a fost ajustată la 5 mm;
- tensiunea de lucru a fost variată de la 0 la 25 kV, cu un pas de 1 kV;
- înregistrările video s-au făcut pentru un interval de 10 s, înainte de aceasta așteptându-se câteva secunde ($4 \cdot \tau_0$) pentru a avea condiții staționare.

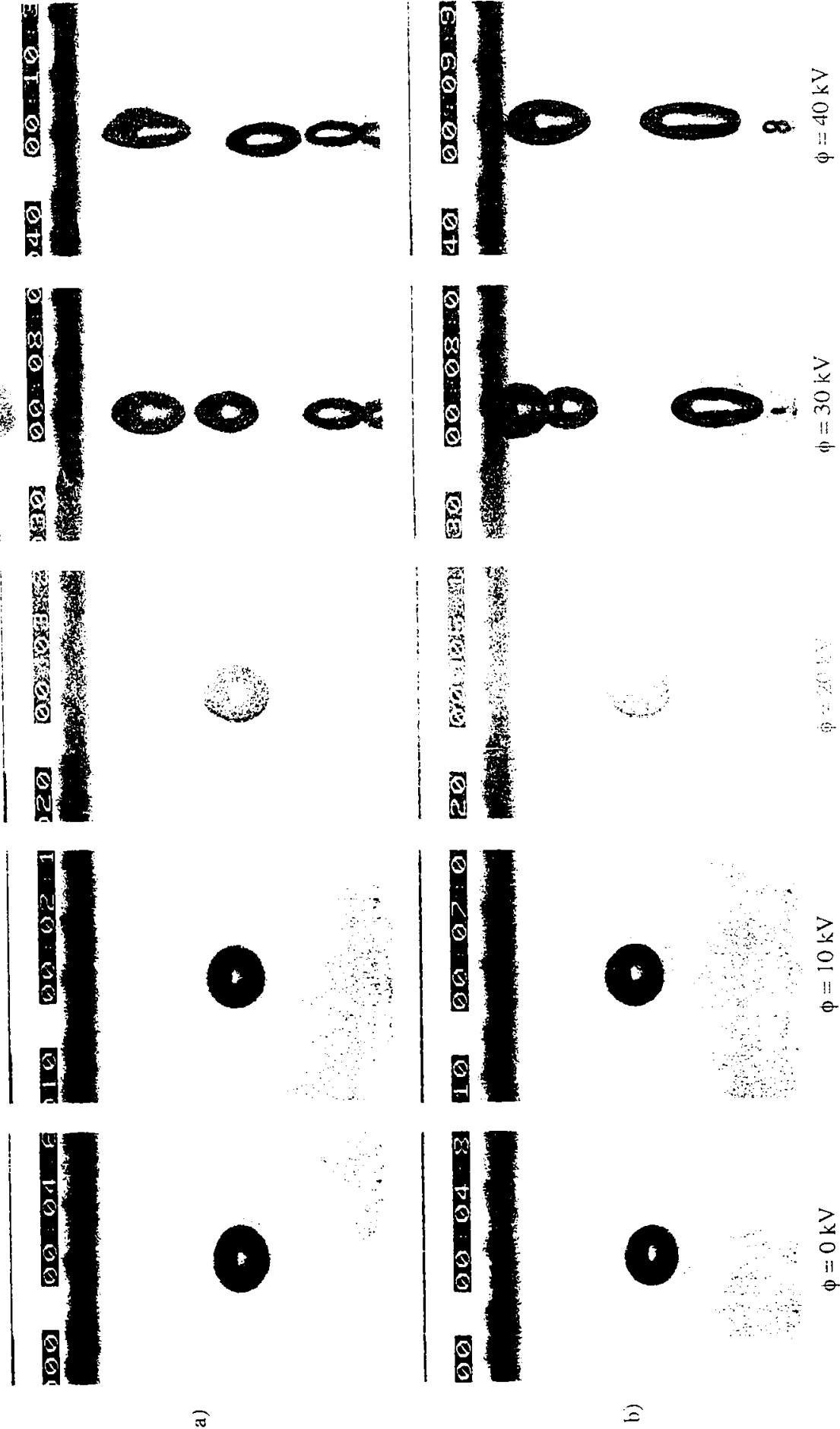


Fig. 4.7. Comportarea bulelor situate în câmp electric uniform, în prezența (a) și în absența efectului de capăt.

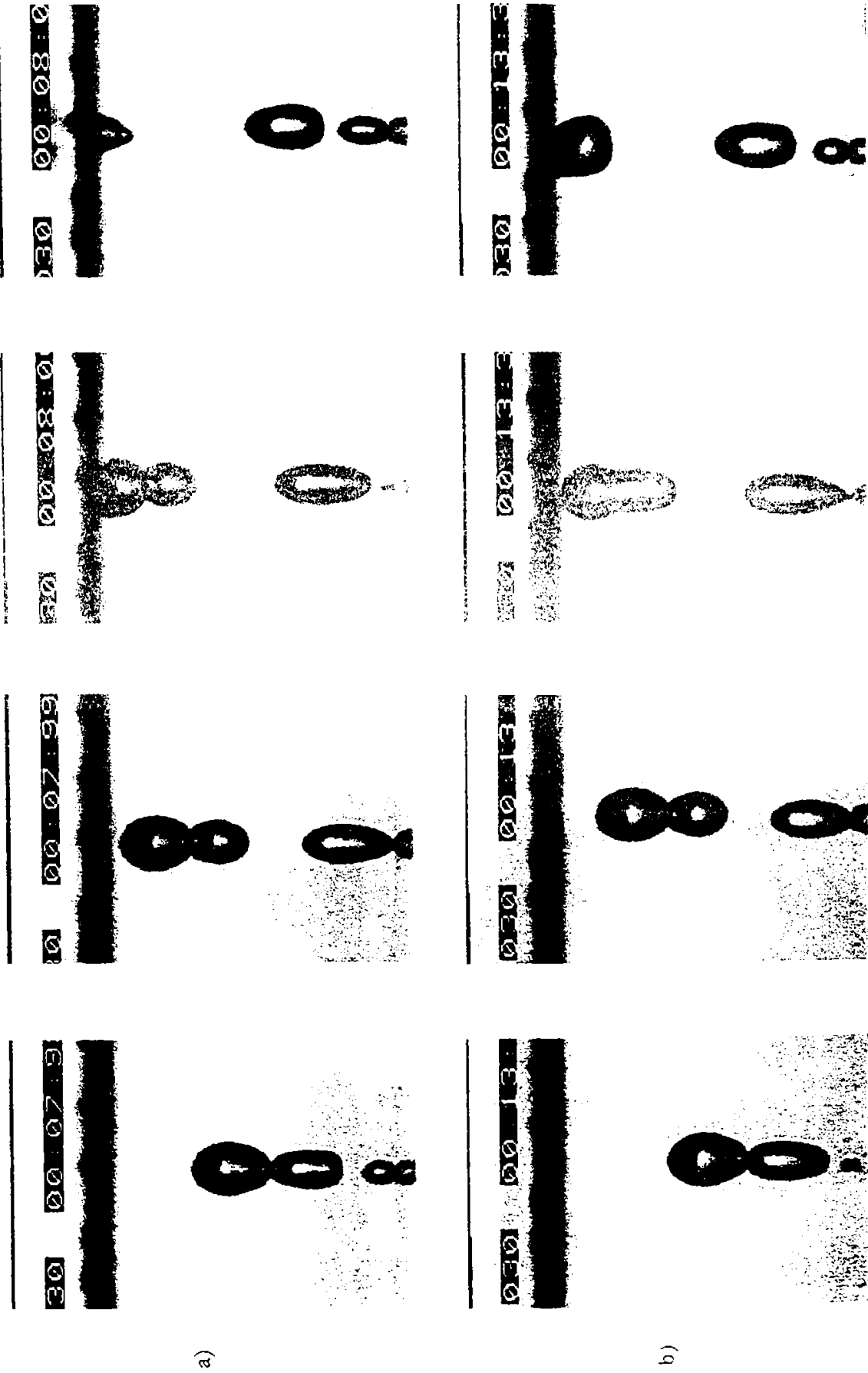


Figura 4.8. Dinamica bulelor aflate în câmp electric uniform cu (a) și fără (b) considerarea efectelor de capăt, pentru $\Delta t = 0,020$ s

Pentru studiul dinamicii bulelor în câmp electric au fost făcute două tipuri de observații: de ansamblu și de detaliu, folosind tipuri diferite de lentile transfocatoare.[102]

Pe măsură ce tensiunea a fost ridicată, atunci când s-a ajuns la valoarea de 12 kV ($E = 2,4$ kV/mm) s-a produs o schimbare semnificativă în comportamentul bulelor. La această valoare a tensiunii bulele au început să migreze pe electrodul inferior, după cum se observă și din Fig. 4.10, în care sunt prezentate spre exemplificare imagini corespunzând tensiunilor limită: 12 și 25 kV, pe lângă cazul $U = 0$ kV.

În momentul când s-au apropiat de marginea electrodului au fost împinse de forța electrică spre zona de câmp mai slab. La o creștere a tensiunii peste această valoare, numărul bulelor care au migrat pe electrod a crescut. În același timp bulele au fost alungite din ce în ce mai mult și convecția electrohidrodinamică. Pentru tensiunea de 25 kV ($E = 5$ kV/mm) a fost observat un fenomen particular constând în apariția la ieșirea din tubul de sticlă a unor bule foarte mici (diametrul mediu de ordinul zecilor de microni). Acest fenomen poate fi pus pe seama unei străpungeri locale care s-a produs în interiorul tubului și în plus, unghiul de contact dintre tub și placă s-a modificat datorită mișcării convective a lichidului. De aceea, tensiunea superficială și, în consecință, forma bulei a variat, putându-se observa bule într-o plajă largă de dimensiuni.

Observațiile de detaliu au avut drept scop studiul unei singure bule în câmp electric uniform. Când tensiunea a atins o anumită valoare (în acest caz $E = 2,4$ kV/mm) forța electrică de tracțiune care acționează între bulă și electrodul inferior a devenit mai mare decât forța de deplasare ascensională a bulei. Atunci bula începe să se deplaseze pe electrodul inferior.

Aceste observații au permis măsurarea diametrului bulelor care s-au deplasat pe suprafața electrodului, putându-se astfel determina prin calcul valoarea forței ascensionale (respectiv a forței electrice) ce a acționat asupra bulelor, pentru fiecare tensiune testată.

Ecuția de echilibru a suprafeței de separație lichid - gaz este [103]:

$$F_b = F_a - (F_e + G) \quad (4.3)$$

unde: F_b - forța ascensională, [N]

$$F_a = \rho_l V_b g \text{ [N]}, \text{ forța ascensională} \quad (4.4)$$

$$F_e = f_s S_b \text{ [N]}, \text{ forța electrică} \quad (4.5)$$

$$G = \rho_g V_b g \text{ [N]}, \text{ forța de greutate} \quad (4.6)$$

$$V_b = \frac{4\pi \cdot abc}{3}, \text{ } V_b\text{- volumul bulei [m}^3\text{]; } a, b, c\text{- semiaxele [m]} \quad (4.7)$$

$$S = 2\pi c b \left(\sqrt{1 - \varepsilon^2} + \frac{\arcsin \varepsilon}{\varepsilon} \right) \text{ și } \varepsilon = \frac{\sqrt{c^2 - b^2}}{c}, \text{ suprafața elipsoidului} \quad (4.8)$$

$$S_b = \left(-2b + \sqrt{4b^2 + \frac{S}{2}} \right)^2 \text{ [m}^2\text{]}, \quad (4.9)$$

suprafața interfeței zonei inferioare a bulei.

Pe baza relațiilor (4.3) - (4.9), a fost realizat un program de calcul utilizând limbajul FORTRAN 77. Programul elaborat a permis calcularea forței ascensionale rezultante (rel. (4.3)). În Fig.4.9 se prezintă rezultatele calculului, iar în Anexa 2 se prezintă programul de calcul, împreună cu datele de intrare și de ieșire. Ca date de intrare au fost folosite dimensiunile bulelor măsurate la o anumită intensitate a câmpului electric, precum și proprietățile electrice ale fluidelor de lucru, determinate experimental.

Se observă că în principal valorile forței ascensionale sunt negative, dar foarte mici în valoare absolută. Pe măsură ce intensitatea câmpului electric crește, forța ascensională scade cu repeziciune, de aceea bulele sunt presate pe suprafața electrodului. Mișcarea lor laterală este direcționată către câmpul electric mai slab, adică spre marginea sistemului de electrozi.

Calculul de determinare a forței ascensionale, și care ține cont de forța electrostrictivă, confirmă rezultatele experimentale.

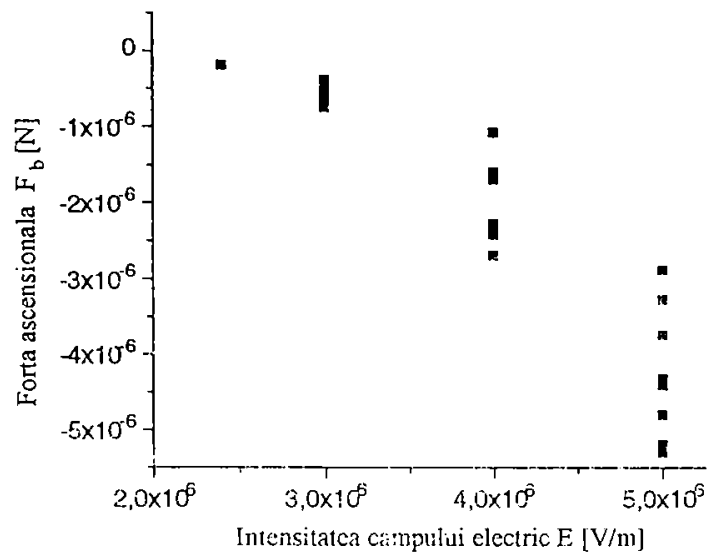


Figura 4.9. Variația forței ascensionale ce acționează asupra bulelor în câmp electric: fluid de lucru R113

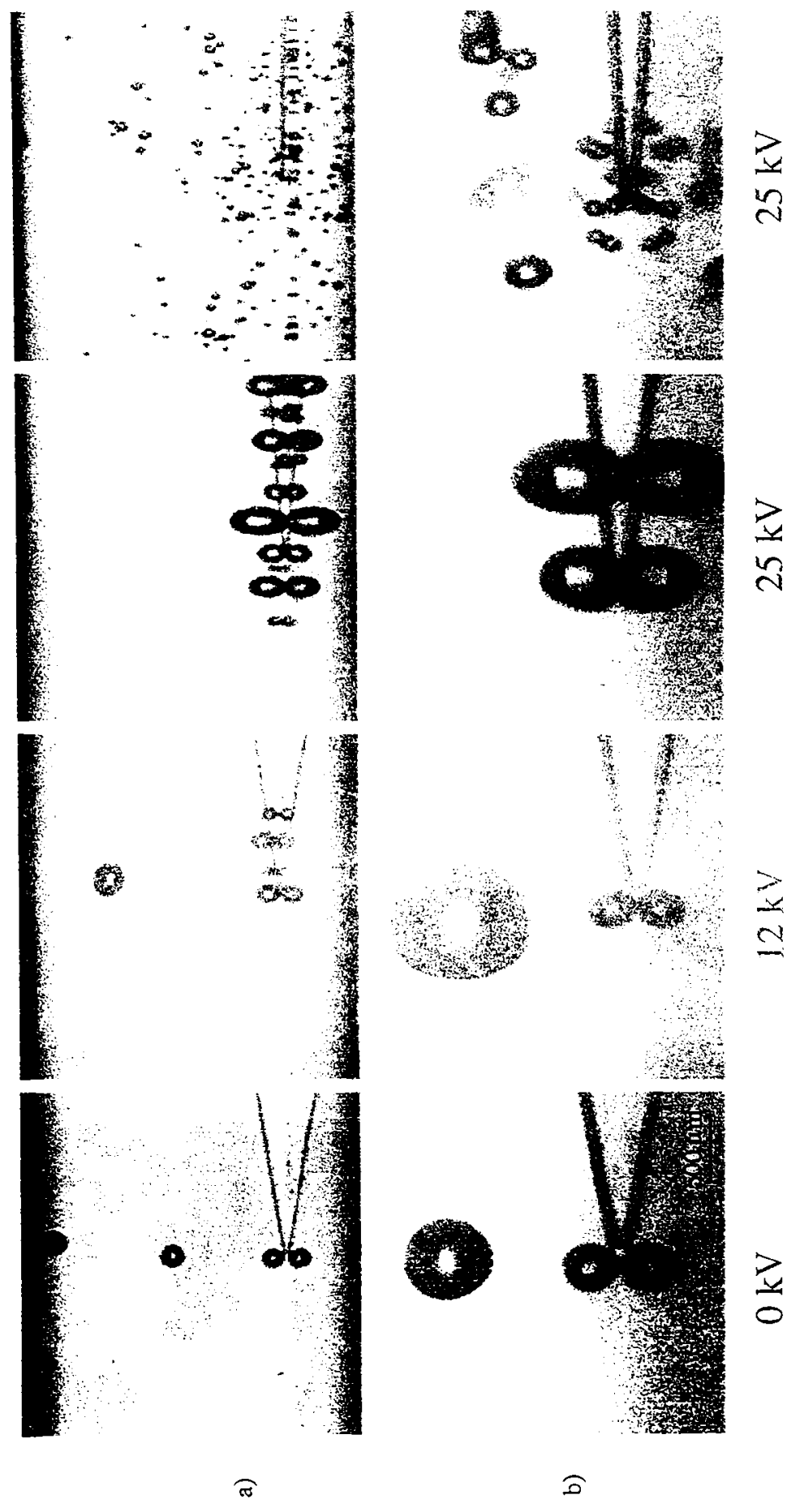


Fig. 4.10. Efectul EHD asupra bulelor de gaz injectate în zona de câmp electric uniform (lichid de lucru: freon RI13)

4.5. Influența conductivității electrice a mediului lichid asupra bulelor de gaz injectate

4.5.1. Mediul lichid de referință: uleiul siliconic KF-96 10

4.5.1.1. Rezultate experimentale

În vederea studierii influenței conductivității electrice a lichidului asupra comportării bulelor de gaz în prezența câmpului electric, s-au adăugat în uleiul siliconic, succesiv, diferite procente masice de etanol (C_2H_5OH): 2%, 4%, 10%.

Instalația experimentală folosită a fost, din nou, cea prezentată în Fig. 3.1 și 3.2. Condițiile experimentale corespunzătoare sunt:

- presiunea de lucru: atmosferică (≈ 1 atm);
- temperatura: mediul din laborator (22 °C);
- distanța dintre electrozi: $d = 10$ mm;
- curentul de lucru: $\approx 10^{-5}$ A;
- tensiunea de lucru: $0 - 45$ kV, cu un pas de 5 kV;
- suprapresiunea gazului în orificiul de injecție (asimilată în cazul de față cu presiunea internă a gazului din bulă în momentul desprinderii): 77 mm $H_2O = 755,37$ Pa (pentru 2% C_2H_5OH), 76 mm $H_2O = 745,56$ Pa (pentru 4% C_2H_5OH) și 74 mm $H_2O = 725,94$ Pa (pentru 10% C_2H_5OH);
- conductivitatea electrică a amestecurilor testate: $5 \cdot 10^{-14} - 7 \cdot 10^{-12} \Omega^{-1}m^{-1}$.

Ca și în cazul încercărilor cu ulei siliconic pur, s-a urmărit comportamentul bulelor injectate prin fiecare din cele trei orificii. În Fig.4.11 - 4.13 sunt prezentate imaginile captate de pe înregistrarea video corespunzătoare fiecărei concentrații de etanol testate, pentru a - orificiul central ($R = 0$) și b - orificiul marginal ($R = 40$ mm).

Așa cum se observă, deși conductivitatea electrică a mediului lichid a fost mărită de aproximativ 100 de ori, bulele injectate în zona de câmp uniform au avut un comportament relativ asemănător cu cel corespunzător cazului inițial (par. 4.1).

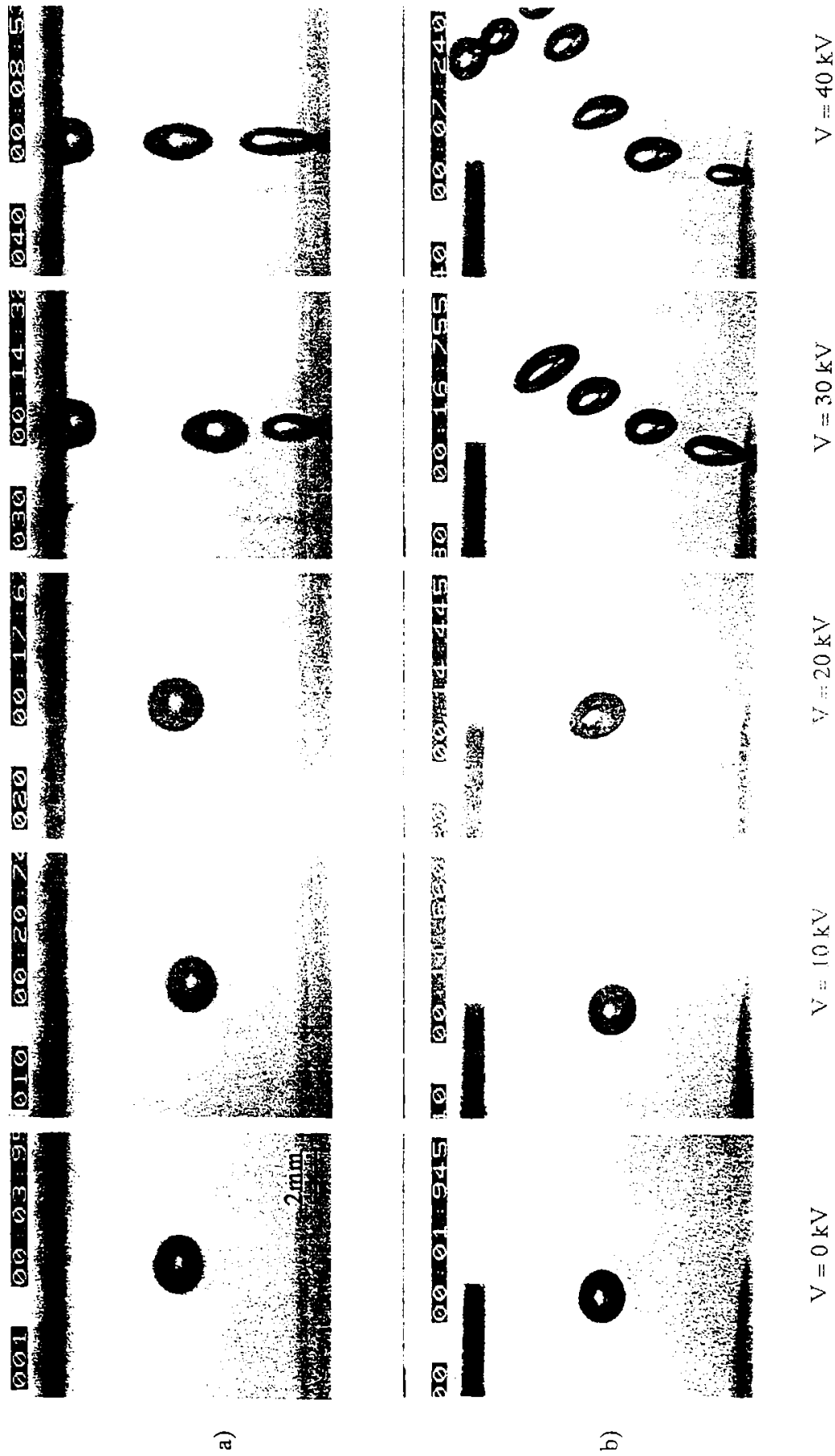


Fig. 4.11. Comportarea bulelor în câmp electric staționar uniform (a) și neuniform (b), pentru amestecul: ulei siliconic + 2% C_7H_8OH ($\sigma_e = 5 \cdot 10^{-14} \Omega^2 m^{-1}$)

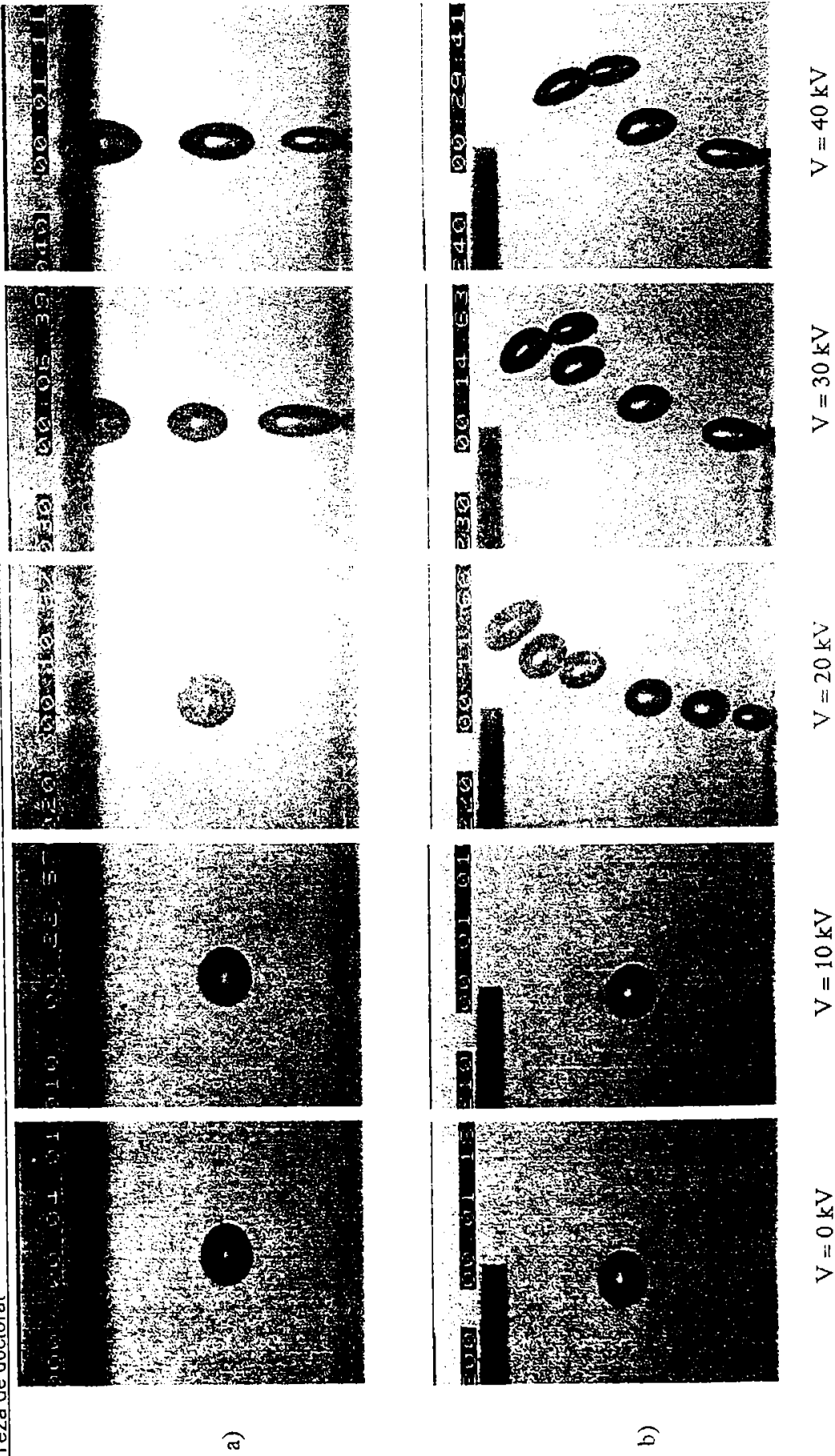


Fig. 4.12. Comportarea bulelor în câmp electric staționar uniform (a) și neuniform (b), pentru amestecul: ulei siliconic + 4% $C_7H_{15}OH$ ($\sigma_r = 5 \cdot 10^{13} \Omega^{-1}m^{-1}$)

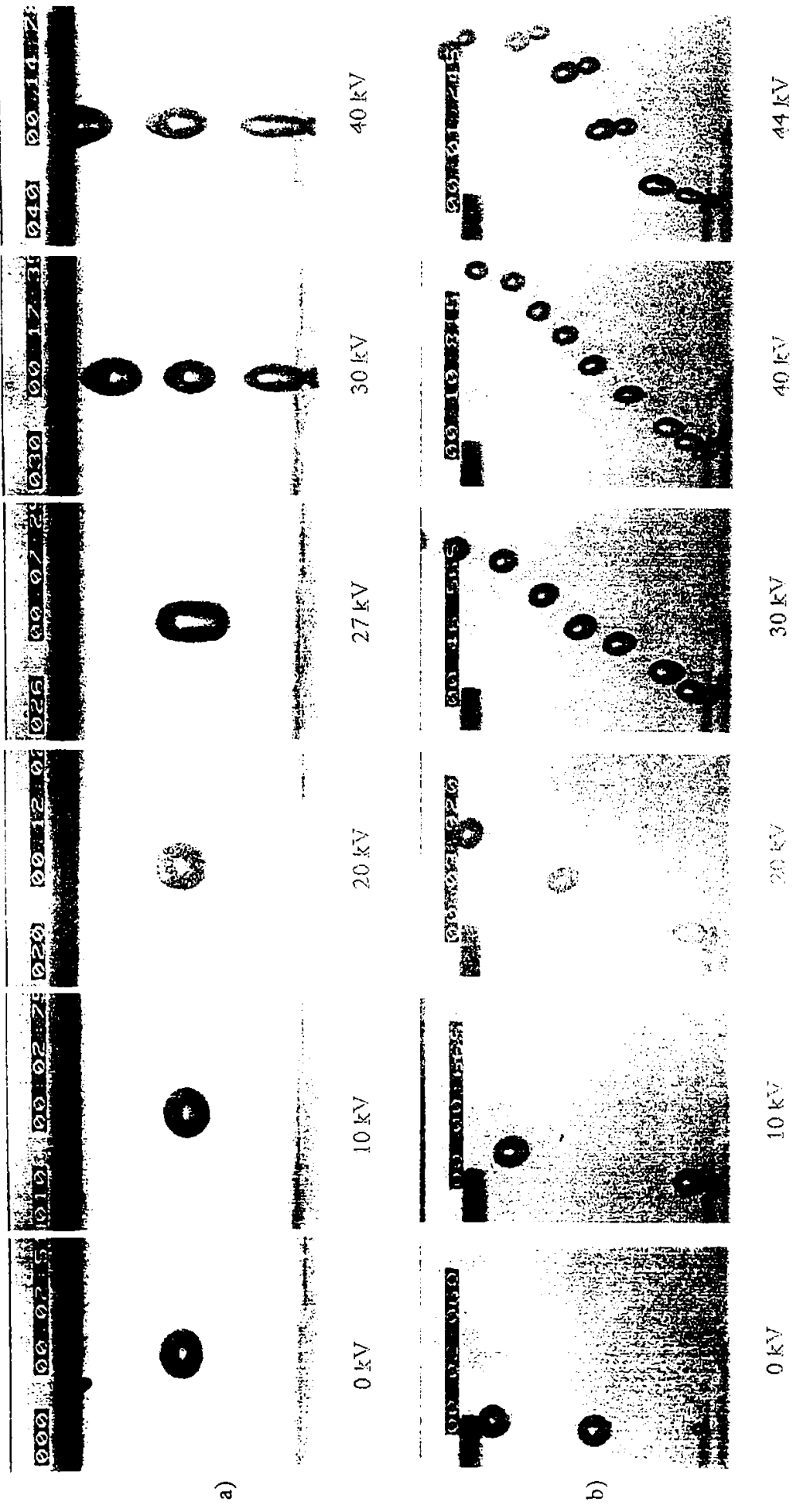


Fig. 4.13. Comportarea bulelor în câmp electric staționar uniform (a) și neuniform (b), pentru amestecul: ulei siliconic + 10% C₂H₅OH ($\sigma_e = 7 \cdot 10^{-12} \Omega^{-1} m^{-1}$)

Datorită construcției speciale a electrozilor (cu marginile rotunjite și fin polizați) a fost evitat fenomenul de extragere de sarcini libere din electrozi, comun pentru tensiuni apropiate de valoarea corespunzătoare străpungerii ($E = 4,5 \text{ kV/mm}$ în cazul de față). De asemenea prin amestecarea foarte bună a celor două componente ale amestecului a fost evitată și apariția sarcinilor libere în volum [60,75,104-108]. Aceste două măsuri ne conduc la posibilitatea să afirmăm că dinamica bulelor a fost determinată doar de acțiunea conjugată a forței dielectroforetice de suprafață și a forțelor electrice de volum, respectiv a celei de polarizație la nivelul suprafeței bulei [98, 100].

Efectul EHD s-a manifestat prin alungirea bulelor, proporțional cu E^2 , sub influența forței electrice rezultante, în prezența efectului de capăt. În cazul bulelor injectate prin orificiul marginal în zona de câmp neuniform, se observă că acestea își modifică traiectoria, pe măsură ce conductivitatea crește. Componenta tangențială a forței electrice rezultante în câmp electric neuniform crește (prin creșterea lui ϵ_1), împingând bulele mai mult spre zona de câmp mai slab, la aceeași intensitate a câmpului, E .

De asemenea, se poate observa că la valori mari ale intensității câmpului, forța de polarizație își exercită influența, determinând apariția sarcinilor superficiale legate la nivelul suprafeței de separație lichid - gaz. Astfel, bulele de gaz consecutive se atrag reciproc lipindu-se sau, atunci când forța de tensiune superficială este învinsă, se unesc într-o singură bulă. Fenomenul este observabil atât în zona de câmp uniform, pentru $E > 3 \text{ kV/mm}$, dar mai ales în zona de câmp neuniform.

4.5.1.2. Variația presiunii interne în bulă, la nivelul orificiului de injecție

Pentru fiecare orificiu și fiecare tip de amestec testat, pe lângă suprapresiunea gazului la momentul inițial ($U = 0 \text{ kV}$), a fost măsurată și valoarea acesteia pentru întregul domeniu de tensiune testată, cu un pas variabil (1 - 5 kV). Rezultatele măsurătorilor de presiune sunt prezentate în Fig.4.14 - 4.16. Suprapresiunea, asimilată în cadrul experimentului de față cu presiunea gazului din

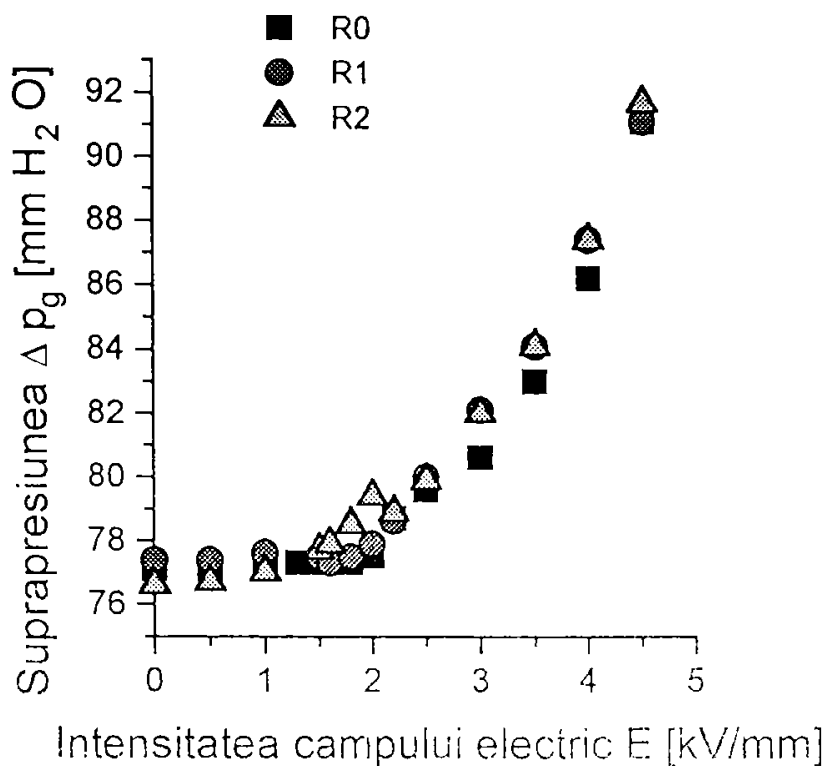


Fig. 4.14. Variația suprapresiunii gazului la nivelul orificiului de injecție pentru cele trei orificii - mediul lichid: ulei siliconic + 2% C₂H₅OH

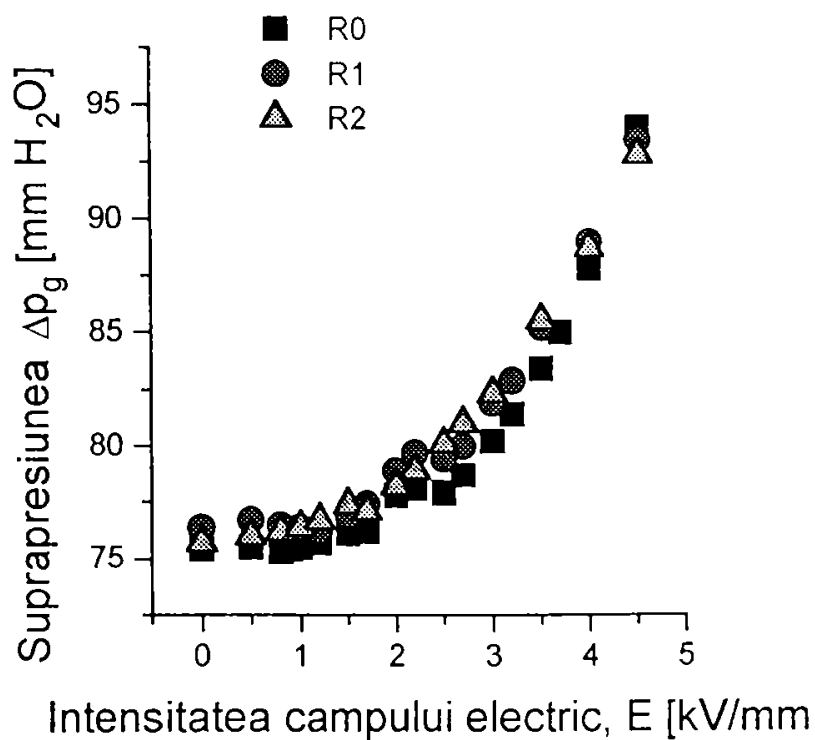


Fig. 4.15. Variația suprapresiunii gazului la nivelul orificiului de injecție pentru cele trei orificii - mediul lichid: ulei siliconic + 4% C₂H₅OH

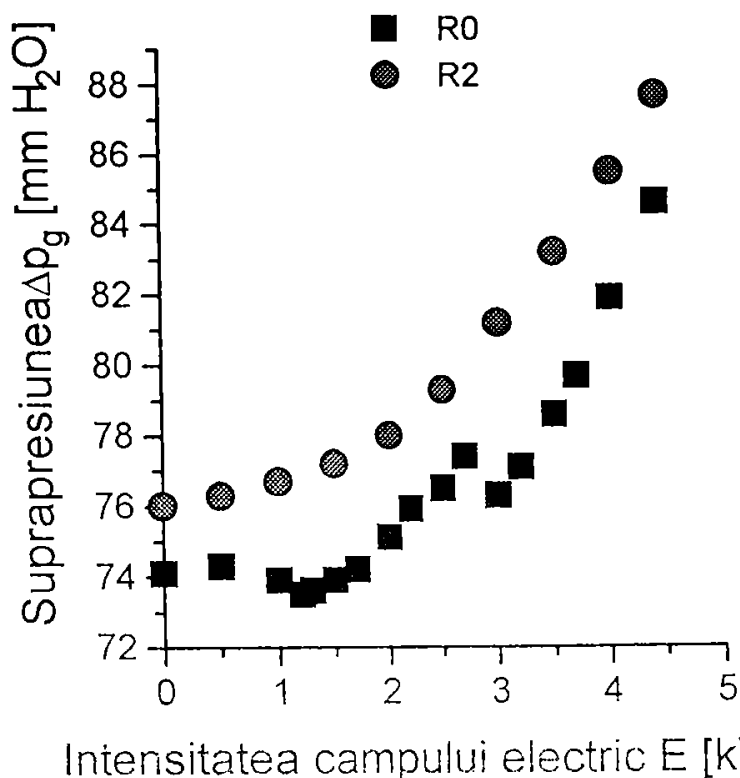


Fig. 4.16. Variația suprapresiunii gazului la nivelul orificiului de injecție pentru cele trei orificii - mediul lichid: ulei siliconic + 10% C₂H₅OH

bulă, variază parabolic, având o evoluție asemănătoare pentru toate cele trei orificii, respectiv concentrații de amestec.

Notațiile din Fig. 4.14 - 4.16 sunt: R0 - orificiul central, R1 - orificiul din stânga (R = 30mm) și R2 - orificiul marginal (R = 40 mm).

4.5.1.4. Influența dimensiunii bulelor

Pentru a studia influența conjugată a unor dimensiuni reduse ale bulelor ($d < 1$ mm) și a unei conductivități electrice mai ridicate ($\sim 10^{-10} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$) a fost utilizată instalația experimentală prezentată în Fig. 3.3 și 3.4. Pentru a obține bule de gaz de diametru redus a fost din nou folosit un tub de sticlă cu un diametru de ieșire de 53 μm , iar pentru mărirea conductivității mediului lichid (freonul R113) a fost adăugat etanol (2% în procente masice).

Observațiile cu camera video au fost făcute pentru intervalul de tensiuni 0 - 25 kV

($E = (0 \div 5) \text{ kV/mm}$), cu un pas de 1 kV. Fenomenul a fost studiat atât din punctul de vedere al comportării de ansamblu a bulelor (Fig.4.17.a) cât și al celei de detaliu (4.17.b). Comportamentul bulelor de gaz a fost asemănător cu cel din cazul când mediul lichid a fost freonul R113, cu deosebirea că în acest al doilea caz, tensiunea critică la care bulele de gaz au fost presate pe electrodul inferior a fost mai scăzută ($U = 10 \text{ kV}$, $E = 2 \text{ kV/mm}$). De asemenea, pentru $U = 5 \text{ kV}$ ($E = 1 \text{ kV/mm}$), a fost observată levitația bulelor. Acest fenomen este studiat în special pentru aplicațiile sale în controlul deversării și orientării lichidelor în condiții de gravitație redusă [54,66,95,etc].

Înregistrările video de detaliu au permis măsurarea dimensiunii bulelor injectate în spațiul dintre electrozi prin aceeași metodă descrisă anterior (par. 4.1.2.1) și, cu ajutorul programului de calcul bazat pe sistemul de ecuații (4.3 - 4.9), a fost determinată valoarea forței ascensionale ce acționează asupra bulelor în prezența câmpului electric [103]. Rezultatele calculelor sunt prezentate în Fig. 4.18. Acestea relevă faptul că forța ascensională ce acționează asupra bulelor de gaz aflate în câmp uniform și în prezența efectelor de capăt, are în general valori negative ce corespund presării bulelor pe suprafața electrodului inferior. Valorile pozitive, dar foarte mici, corespund unei valori a intensității câmpului mai mici de 2 kV/mm, când bulele levitează în spațiul dintre electrozi, pentru o perioadă scurtă de timp.

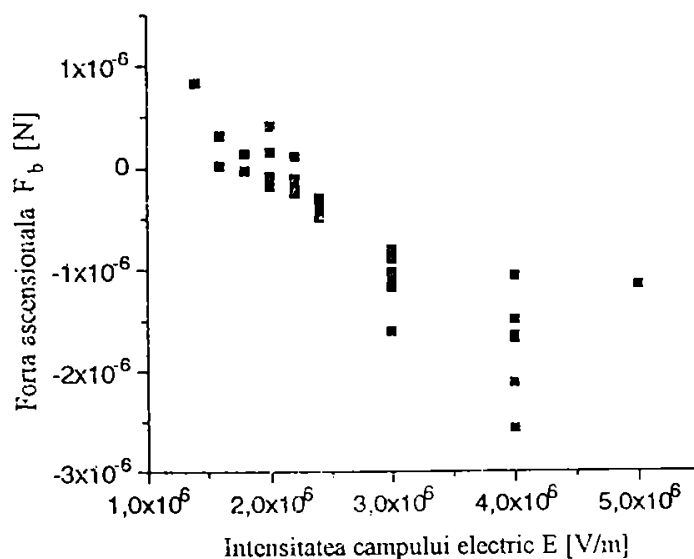


Fig.4.18. Forța ascensională ce acționează asupra bulelor de gaz, lichid de lucru- freon R113 + C₂H₅OH

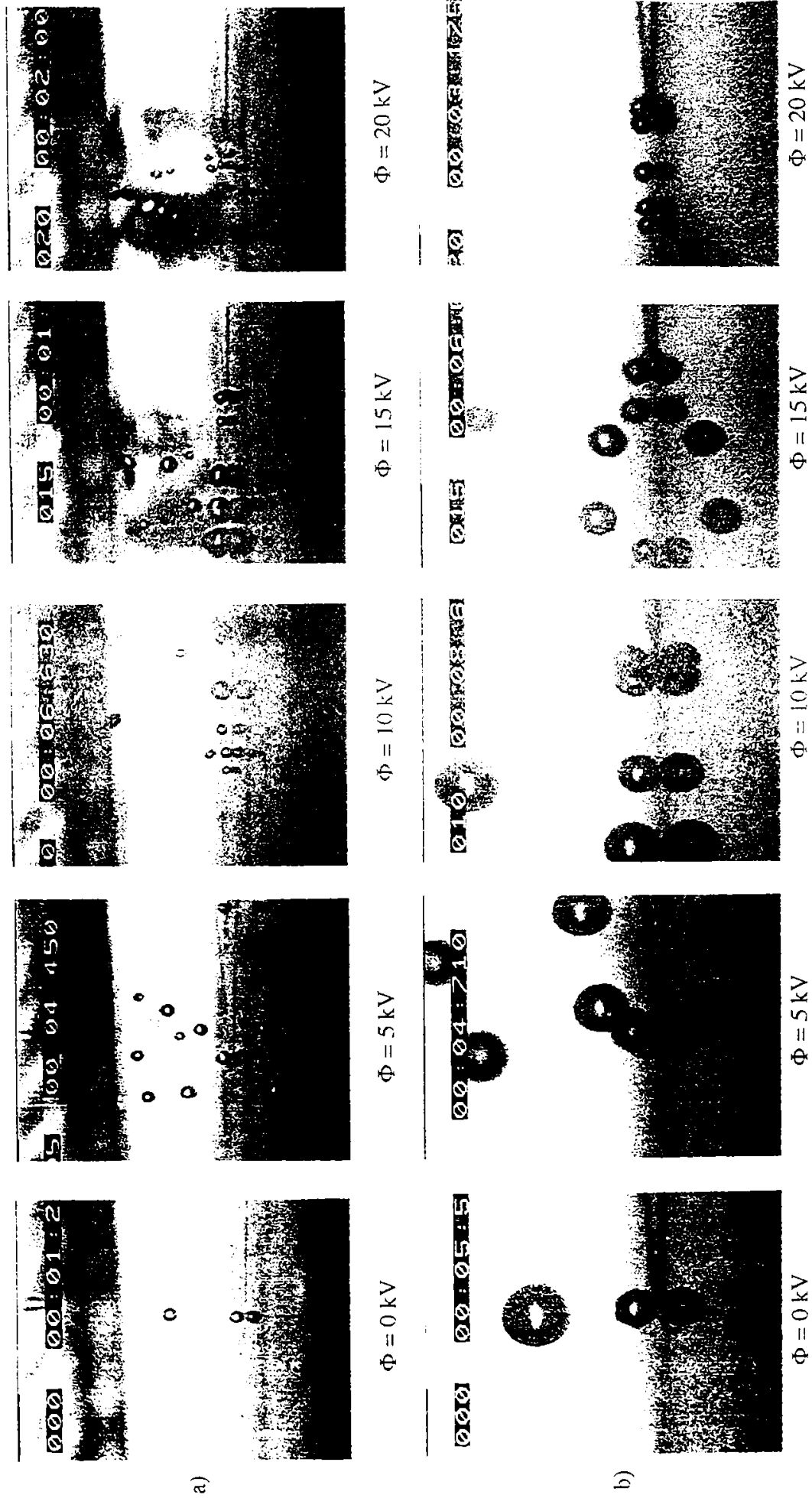


Fig. 4.17. Dinamica bulelor de gaz sub influența câmpului electric staționar, observații de ansamblu (a) și detalii (b), în cazul amestecului freon RI13 + C_2H_5OH

De asemenea, din imaginile video se observă câteva bule de gaz de dimensiuni mai mari, aflate în zona de câmp uniform și rezultate din captarea de către o bulă inițială a unor bule de dimensiuni mai mici, datorită sarcinilor electrice legate din suprafața de separație lichid - gaz. Acestea se deformează pe direcția orizontală sub influența forței electrice ce determină convecția EHD, fapt ce confirmă preponderența componentei orizontale a forței electrice superficiale (ipoteză confirmată analitic de modelul "cub" al bulei de gaz).

4.6. Concluzii privind dinamica bulelor de gaz în câmp electric staționar

1. Traectoria bulelor de gaz este afectată de poziția orificiului de injecție în zona de câmp electric - uniform sau neuniform.
2. Se confirmă experimental că efectul exercitat de forța electrică asupra bulei în prezența efectului de capăt, se manifestă prin alungirea acesteia în direcția liniilor de câmp (uniform sau neuniform).
3. Se observă că pe măsură ce tensiunea aplicată crește, volumul bulelor scade, acestea fiind comprimate.
4. Experimentele efectuate au pus în evidență o periodicitate a apariției bulelor din orificiul de injecție variabilă cu intensitatea câmpului electric aplicat.
5. Din punctul de vedere exclusiv al forțelor electrice asupra bulelor, experimentele au relevat faptul că efectul de acțiune asupra suprafeței acestora este identic indiferent de distanță, fiind variabil doar cu intensitatea câmpului electric E .
6. Pentru valori ale lui $E > 2$ kV/mm, pe măsură ce distanța dintre electrozi crește, bulele au un volum din ce în ce mai mic la aceeași valoare a intensității câmpului.
7. A fost pus în evidență experimental efectul de capăt al câmpului electric, manifestat prin acțiunea câmpului electric neuniform ce acționează la marginea sistemului de electrozi.
8. La o anumită valoare a intensității câmpului electric ($E = 2,4$ kV/mm) bulele de gaz cu dimensiuni inițiale sub 1 mm, au început să migreze pe electrodul inferior. A fost determinată prin calcul valoarea forței ascensionale (respectiv a forței electrice) ce a acționat asupra bulelor. Calculul de determinare a forței

ascensionale, și care ține cont de forța electrostrictivă, confirmă rezultatele experimentale.

9. Pentru o mărire a conductivității electrice de aproximativ 100 de ori și un diametru inițial al bulelor injectate în zona de câmp uniform ($d = 2$ mm), acestea au avut un comportament relativ asemănător cu cel corespunzător cazului inițial (mediu lichid - ulei siliconic). Suprapresiunea gazului, asimilată în cadrul experimentului de față cu suprapresiunea gazului din bulă, variază cu E^2 , a avut o evoluție asemănătoare pentru toate cele trei orificii, în cazul fiecărui mediu lichid testat.

10. În cazul bulelor injectate prin orificiul marginal în zona de câmp neuniform, bulele de gaz au fost presate pe electrodul inferior a fost mai scăzută: $U = 10$ kV ($E = 2$ kV/mm). Forța ascensională ce acționează asupra bulelor de gaz aflate în câmp uniform și în prezența efectelor de capăt, are în general valori negative ce corespund acțiunii de presare a bulelor de gaz (vapori) pe suprafața electrodului inferior.

5. Cercetări experimentale privind efectul câmpului electric staționar asupra vaporizării globulare

5.1. Efecte termo-electrohidrodinamice la vaporizarea freonului R113

Încercările experimentale privind efectul aplicării unui câmp electric (staționar sau nestaționar) asupra transferului de căldură la vaporizare au avut în vedere în primele faze vaporizarea unor lichide conductoare (precum apa, izopropanolul), ce au conductivități electrice cuprinse între $(10^{-5} - 10^{-7}) \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ [109,110, etc]. Primele încercări de vaporizare în câmp electric a lichidelor dielectrice (cum sunt și freonii) au utilizat freonul R113, care în prezent nu mai este utilizat în instalațiile comerciale dar, datorită posibilității vaporizării la presiunea atmosferică și la o temperatură ce nu necesită surse de încălzire, este și în prezent utilizat în cele mai recente încercări de laborator [de ex. 92, 93].

Agentul frigorific R113 a fost utilizat din considerente legate de instalația experimentală utilizată (presiunea de lucru - atmosferică și temperatura de lucru sub 100 °C). Rezultatele experimentale pot fi aplicate acelor agenți frigorifici care au proprietăți electrice de valori asemănătoare, ținând cont de faptul că în prezent R113 nu mai poate fi folosit - datorită toxicității - în instalațiile frigorifice comerciale.

Condițiile experimentale au fost următoarele:

- presiunea de lucru: atmosferică;
- temperatura suprafeței încălzite: $(40 \div 60) \text{ } ^\circ\text{C}$;
- tensiunea aplicată: $0 \div 30\text{kV}$, distanța dintre electrozi $d = 5 \text{ mm}$;
(intensitatea câmpului electric, $E = 0 \div 6 \text{ kV/mm}$);
- temperatura de vaporizare: $t_v = 47.8^\circ\text{C}$ la presiunea atmosferică.

Tensiunea aplicată a fost mărită gradual de la 0 la 30 kV.

Instalația experimentală utilizată a fost cea prezentată în Fig. 3.3 și 3.4. Tensiunea de alimentare a rezistorului a fost ridicată în trepte, pentru o încălzire cât mai uniformă a suprafeței electrodului inferior.

Temperatura suprafeței de încălzire a fost menținută constantă în intervalul de timp în care s-au făcut măsurătorile, pentru fiecare valoare a tensiunii la care s-au făcut observațiile. Trebuie menționat că înaintea efectuării experimentelor, suprafața a fost încălzită până când s-a ajuns la vaporizarea freonului, astfel aerul din microcavități fiind înlocuit cu vapori.

Observațiile efectuate [98, 102, 113] au evidențiat următoarele:

- 1) pentru temperaturi ale suprafeței de încălzire sub temperatura de vaporizare a freonului R113 (în intervalul 40 - 47,8 °C) și pentru o anumită valoare a tensiunii aplicate (7 ÷ 9 kV), pe placă au apărut mici bule de vapori provenite din microcavitățile acesteia. Bulele au început să se deplaseze spre zona de câmp mai slab (Fig.5.1.a,b). În vederea verificării fenomenului nou observat, încercările au fost repetate de mai multe ori, de fiecare dată făcându-se în prealabil degazeificarea suprafeței electrodului cald. Tensiunea critică la care a fost observat pentru prima dată fenomenul de generare de bule la $T < T_{\text{sat}}$ a avut valori aproximativ identice, în toate cazurile (Fig. 5.3).
- 2) la mărirea valorii tensiunii aplicate, bulele au fost alungite în direcția câmpului electric, datorită neuniformității acestuia în zonele de margine ale sistemului de electrozi. În același timp, numărul bulelor care apar este din ce în ce mai mare, ele fiind menținute mai mult timp pe placa încălzită;
- 3) volumul bulelor de vapori provenite din microcavități a crescut pe măsură ce acestea s-au deplasat pe suprafața electrodului încălzit. Suprafața bulelor este polarizată datorită câmpului electric. De asemenea, suprafața de separație lichid - vapori de la nivelul microcavităților este la rândul ei polarizată, sarcinile pe suprafețele adiacente fiind de semn contrar. Din această cauză, atunci când o bulă trece pe deasupra unei microcavități ce conține vapori, îi “colectează”;
- 4) Odată cu depășirea temperaturii de vaporizare, bulele de vapori se mișcă tot mai puțin, acum începând să se manifeste fenomenul de vaporizare globulară (Fig.5.1.c);
- 5) pentru o supraîncălzire de peste 7°C, după deconectarea sursei de înaltă tensiune, s-a observat că numărul centrelor de nucleație s-a mărit considerabil, față de

situația momentului inițial (înainte de aplicarea tensiunii), contribuind astfel la intensificarea procesului de transfer de căldură. În Fig.5.2 este prezentată situația în cazul unei supraîncălziri a suprafeței de $10\text{ }^{\circ}\text{C}$, înainte, în timpul și respectiv, după aplicarea unei tensiuni de 30 kV (6 kV/mm).

Aceste fenomene au fost însoțite și de o convecție intensificată a lichidului dintre plăcile - electrod, datorită efectului în volum al câmpului electric.

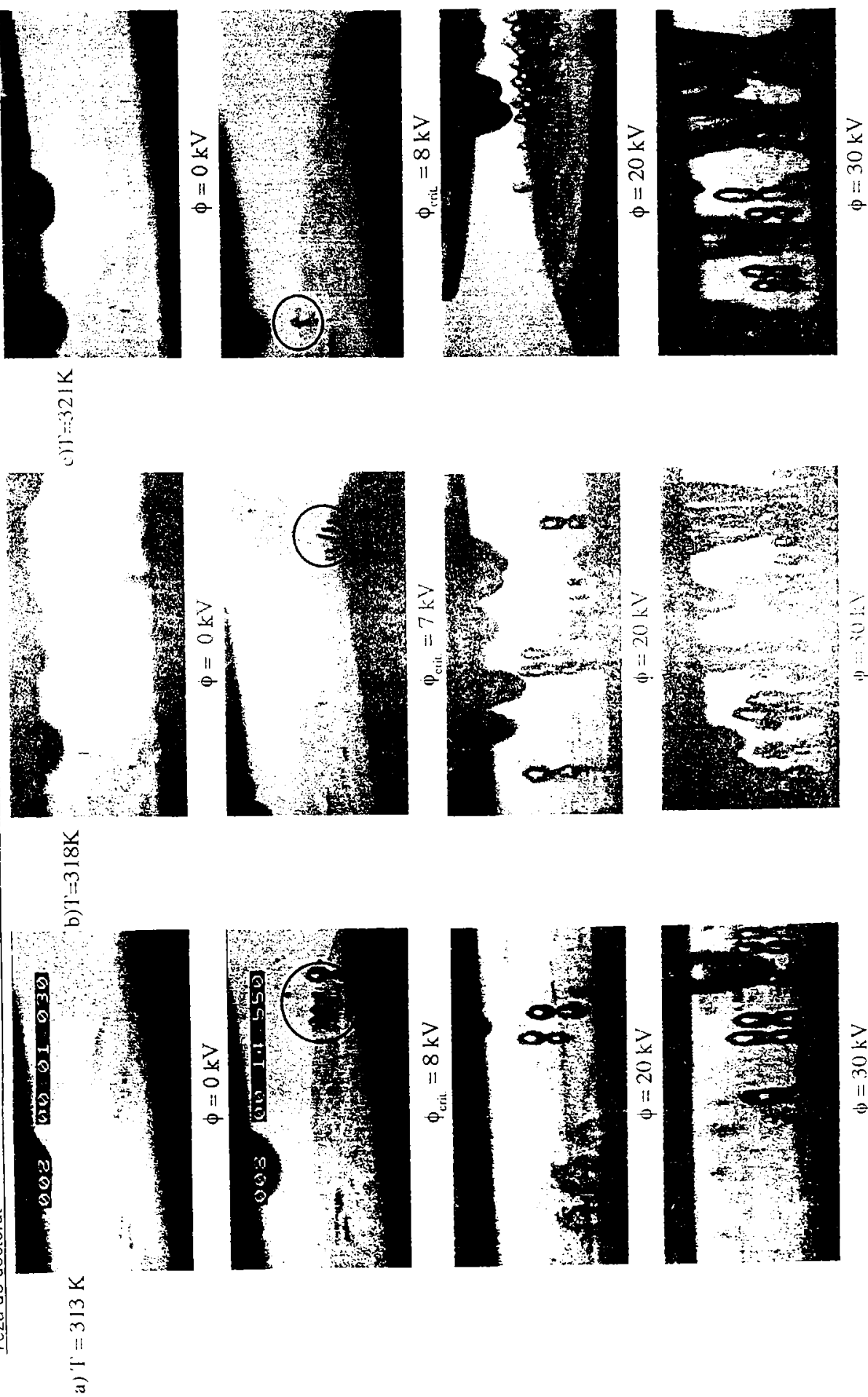


Fig. 5.1. (a - c) Efectul EHD la vaporizarea, fiind dată R113 ($T = 313 + 321\text{ K}$)



d) T=323 K

$\phi = 0 \text{ kV}$



$\phi_{\text{crit}} = 6 \text{ kV}$



$\phi = 20 \text{ kV}$



$\phi = 30 \text{ kV}$



e) T=328 K

$\phi = 0 \text{ kV}$



$\phi_{\text{crit}} = 8 \text{ kV}$



$\phi = 20 \text{ kV}$



$\phi = 30 \text{ kV}$



f) T=333 K

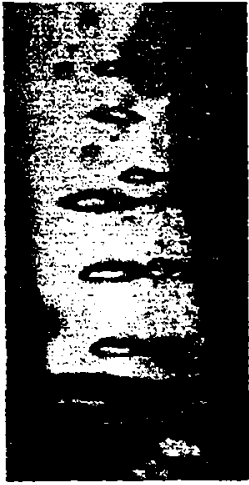
$\phi = 0 \text{ kV}$



$\phi_{\text{crit}} = 8 \text{ kV}$

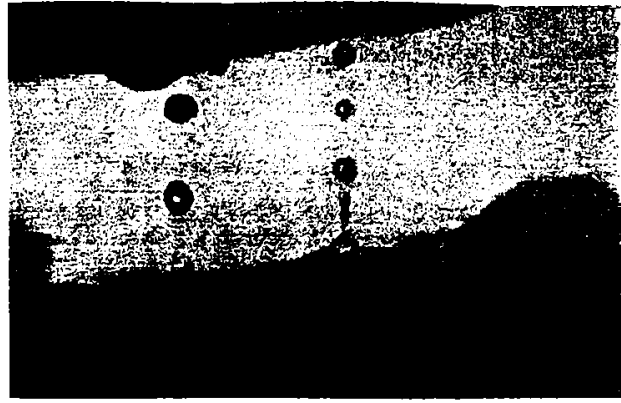


$\phi = 20 \text{ kV}$



$\phi = 30 \text{ kV}$

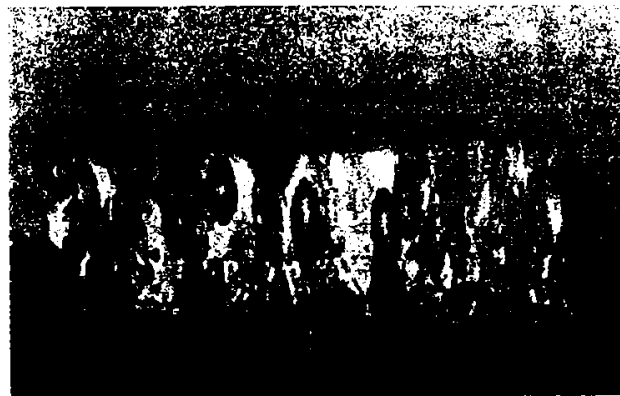
Fig. 5.1. (d - f) Efectul EHD la vaporizarea freonului R113 ($T = 323 \div 333 \text{ K}$)



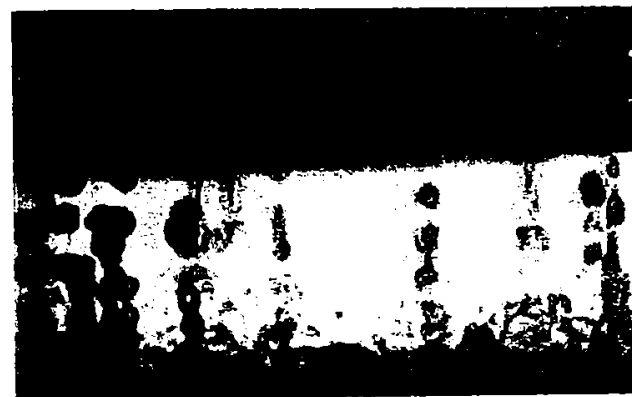
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 5.2. Efectul de EHD de activare a centrelor de nucleație la $T = 323K$, (a) - $U = 0kV$, (b), (c) - $U = 30kV$, (d) - $U = 0kV$

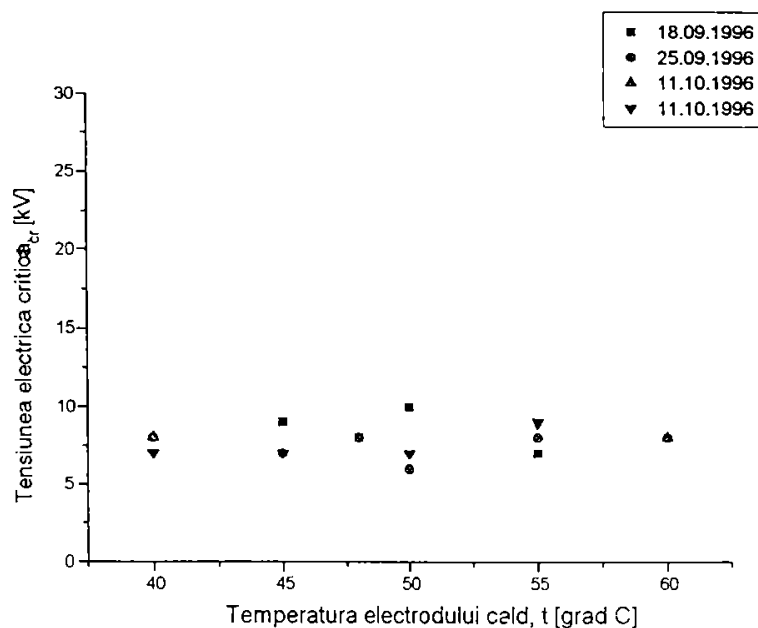


Fig. 5.3. Valoarea tensiunii critice pentru apariția fenomenului de generare a bulelor de vapori, sub temperatura de vaporizare a R113

Activarea unui număr mai mare de centre de nucleație se datorează și mișcării oscilatorii a bulelor de vapori aflate inițial în apropierea suprafeței încălzite care, mișcându-se deasupra microcavităților suprafeței și în condițiile unei mișcări convective intensificate, pot înlocui o parte a lichidului din microcavități cu vapori. Acest nucleu de vapori va constitui astfel un nou centru de generare de bule.

În ceea ce privește mecanismul de generare a bulelor la temperaturi mai mici ca T_{sat} , acesta nu a fost încă elucidat complet, urmând a fi efectuat un studiu complementar, suplimentar celui prezentat în lucrarea de față. În continuare se prezintă o analiză calitativă a acestui fenomen.

Presupunând că modelul suprafeței de separație lichid - vapori într-o microcavitate este cel prezentat în Fig.5.4, în absența câmpului electric, suprafața de separație lichid - vapori trebuie să fie într-o stare de echilibru termodinamic (determinată de temperatura peretelui T_p și de presiunea vaporilor p_v).

Dacă presupunem că suprafața de separație este de tip "echipotențială" atunci, conform rel. (2.44), forța electrică superficială va acționa spre faza gazoasă, determinând menținerea vaporilor existenți la momentul inițial în cavitate. Mecanismul prin care cantitatea de vapori din interiorul microcavităților crește depinde atât de forța

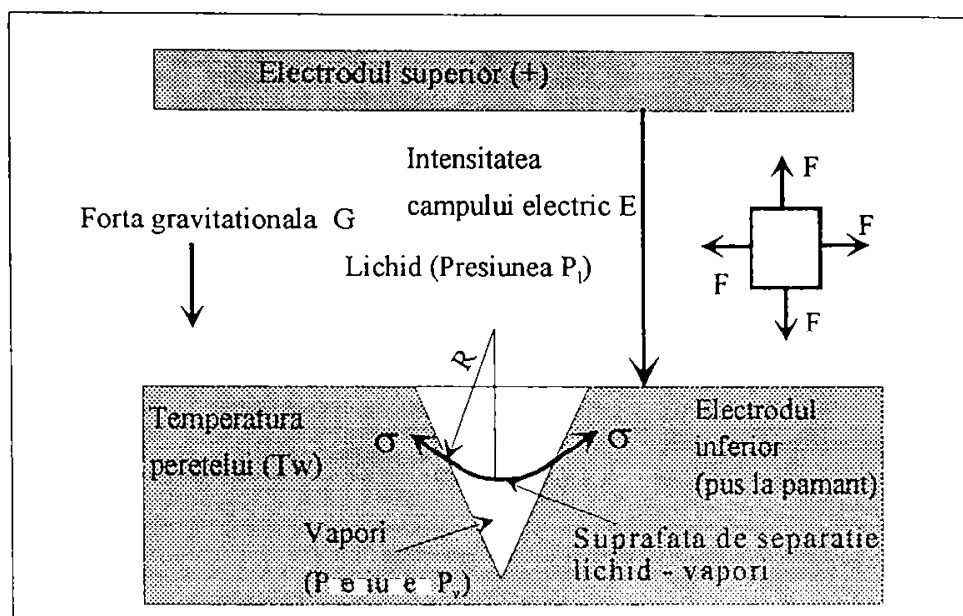


Fig. 5.4. Modelul suprafeței de separație lichid - vapori în interiorul unei microcavități

electrică superficială, cât și de convecția EHD în masa lichidului. Se presupune că forța electrică de suprafață poate desprinde straturi succesive de molecule de substanță din zona de lichid, determinând mărirea masei și volumului fazei gazoase, în condițiile în care nu s-a putut pune în evidență existența unei instabilități hidrodinamice de tip Rayleigh - Taylor la nivelul unei microcavități. Valoarea intensității câmpului la care a fost observat prima dată fenomenul de generare de bule de vapori corespunde unei lungimi de undă mult mai mare decât diametrul unei microcavități.

Spre exemplificare se prezintă calculul efectuat în cazul tensiunii critice la care fenomenul a fost prima dată observat. Lungimea de undă critică corespunzătoare poate fi calculată ținând cont de relația [50]:

$$\lambda = \frac{2\pi}{k^*} = \frac{4\pi\sigma_s}{\epsilon_l E_l^2 + \epsilon_g E_g^2} \quad [m] \quad (5.1)$$

unde: σ_s - tensiunea superficială, în N/m;

ϵ_l, ϵ_g - permitivitatea electrică a lichidului, respectiv a gazului (vaporilor);

E_l, E_g - intensitatea câmpului electric în lichid respectiv, în gaz (vapori).

Prin înlocuirea valorilor cu datele situației analizate, și anume:

$\sigma_s = 19 \cdot 10^{-3}$ N/m [99], $\epsilon_l = 2,1594 \cdot 10^{-11}$ F/m, $\epsilon_g = 8,9325 \cdot 10^{-12}$ F/m, $E_l = E_g = 1,4 \cdot 10^6$ V/m, rezultă:

$$\lambda = \frac{4 \cdot \pi \cdot 19 \cdot 10^{-3}}{21,594 \cdot 10^{-12} (1,4 \cdot 10^6)^2 + 8,9325 \cdot 10^{-12} \cdot (1,4 \cdot 10^6)^2} = 3,9905 \text{ mm}$$

Se observă că lungimea de undă corespunzătoare valorii critice a tensiunii (respectiv a intensității câmpului electric), este mult mai mare decât dimensiunile microcavităților existente în electrodul încălzit (fiind o suprafață polizată fin, se apreciază că microcavitățile au dimensiuni de ordinul zecimilor de microni).

5.2. Influența valorii conductivității electrice a lichidului asupra fenomenului de vaporizare

Pentru studierea influenței valorii conductivității electrice asupra fenomenului de vaporizare și a intensificării transferului de căldură corespunzător, a fost reluat procesul de încălzire și vaporizare pentru un amestec de freon R113 și C₂H₅OH (2% procente masice), cu o conductivitate electrică medie $\sigma_e = 3.4 \cdot 10^{-10} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$. Si de această dată s-a făcut în prealabil o degazeificare a suprafeței electrodului inferior prin fierberea amestecului lichid. Tensiunea aplicată a fost variată între 0 și 25 kV, iar distanța dintre electrozi a fost menținută la $d = 5 \text{ mm}$.

Temperatura electrodului încălzit a fost adusă la valoarea de test treptat, pentru o încălzire cât mai uniformă a suprafeței acestuia. Pe perioada înregistrărilor video pentru fiecare tensiune, care au avut o durată cuprinsă între 10 și 30 secunde, aceasta a fost menținută constantă.

Spre deosebire de cazul precedent, pentru intervalul de temperaturi (40 - 47,8) °C, nu a mai fost observat fenomenul de generare de bule de vapori. Așa cum se poate observă din imaginile video, convecția EHD a fost mai intensă. Intensificarea convecției EHD poate fi pusă si pe seama prezenței unor ioni în masa de lichid, rezultați ca urmare a disocierii moleculelor inițial neutre - efectul Poole - Frenkel (citată în [60]).

La valori ridicate ale intensității câmpului este posibil ca din electrozi să fie “smulși” electroni cu urmarea că la termenii cunoscuți ai forței locale (2.17) se adaugă cel electroforetic: ρE [115]. Efectele dinamice electroforetice (migrarea

ordonată a purtătorilor de sarcină către electrozii de semn opus) duc la diminuarea (până la dispariție) a efectelor EHD (fapt observat încă de la începutul cercetărilor de electrostricțiune).

La temperatura de 48 °C și în condițiile aplicării unei tensiuni de 10 kV, a fost observată declanșarea vaporizării globulare. Însă, datorită convecției EHD la atingerea tensiunii de 25 kV centrul de vaporizare a fost înneecat.

Următoarea valoare de temperatură testată a fost 50 °C. Și în acest caz, la aplicarea tensiunii de 10 kV un centru de vaporizare a fost activat și s-a menținut activ chiar dacă tensiunea a fost ridicată până la 25 kV.

La temperaturile de 55°C și respectiv 60°C, fenomenul de vaporizare, instalat înainte de aplicarea tensiunii, a fost vizibil intensificat la atingerea tensiunii de 10 kV. Bulele de vapori au fost foarte mult alungite (aproape pe întreaga distanță dintre cei doi electrozi) și suprafața lor este foarte distorsionată. Se poate concluziona că în acest caz tensiunea critică are valoarea de 10 kV (respectiv intensitatea câmpului electric este 2 kV/mm).

Pentru exemplificarea fenomenului descris se prezintă, pentru temperaturile de 48, 50, 55 și 60 °C, situația dinaintea aplicării câmpului electric ($\Phi \equiv U = 0\text{kV}$), pentru $\Phi = 10\text{ kV}$ și în final după întreruperea alimentării cu tensiune (Fig. 5.5).

5.3. Concluzii privind intensificarea vaporizării globulare sub influența efectului EHD

1. La temperaturi ale suprafeței încălzite cuprinse în intervalul $T_0 < T < T_{\text{sat}}$ ($T_0 = 313\text{K}$ în cazul R113) apare un fenomen nou, asemănător vaporizării globulare și denumit în lucrare “generare de bule de vapori”. Fenomenul a fost pus în evidență prin experimente succesive, pornind de la condiții inițiale identice.
2. Inițierea generării de bule de vapori este dependentă de trei factori ce acționează concertat: temperatura suprafeței încălzite, intensitatea câmpului electric aplicat și valoarea conductivității electrice a lichidului.

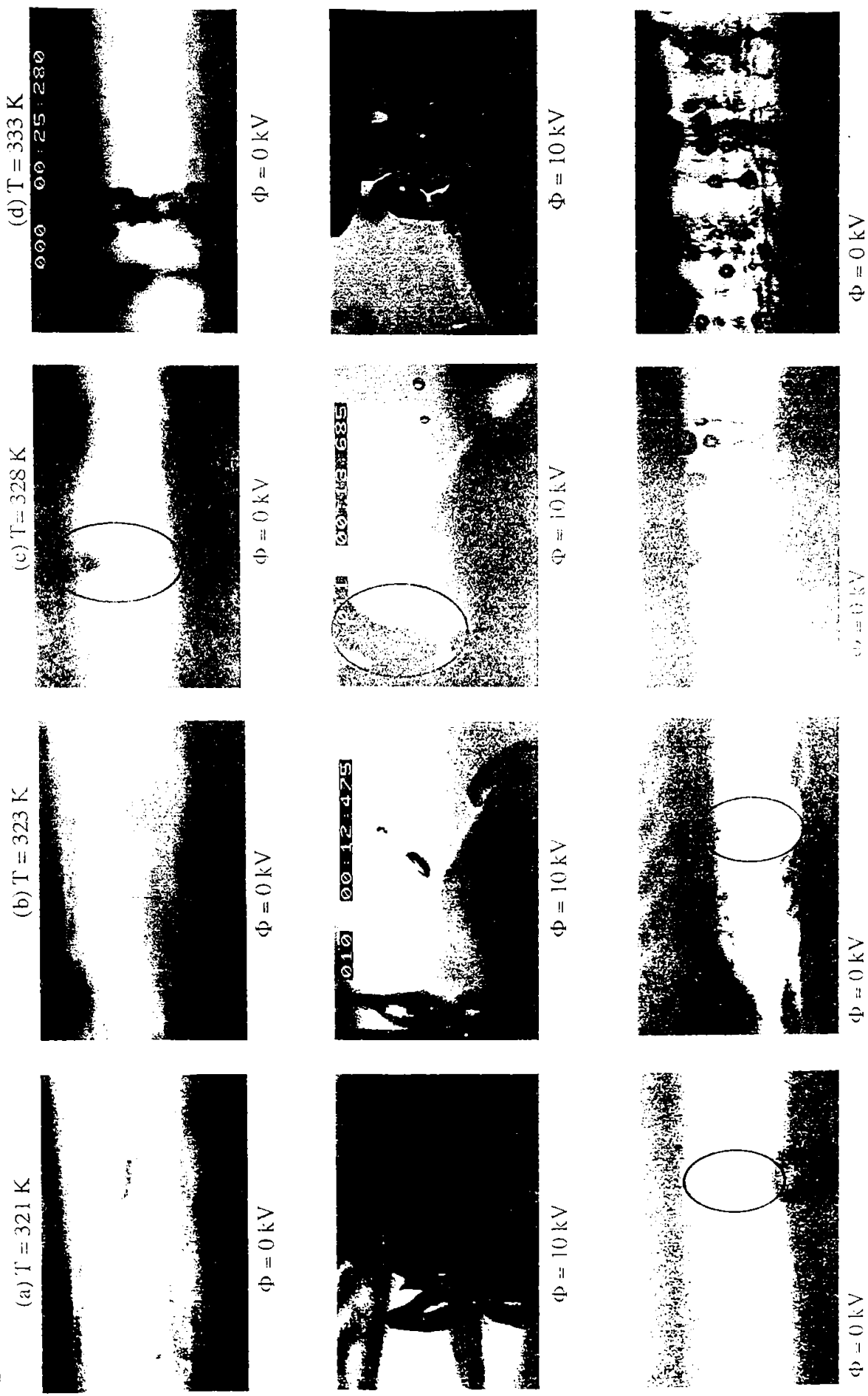


Fig. 5.5. Efectul termo-electrohidrodinamic în cazul vaporizării amestecului dinon R113 - 2% $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ (T - temperatura suprafeței electrodului inferior)

1. Modelul calitativ al mecanismului de generare a bulelor de vapori are la bază convecția EHD în masa de lichid și acțiunea forței electrice de suprafață la nivelul microcavităților din suprafața electrodului.
2. Prin utilizarea unui lichid dielectric cu o conductivitate mărită - amestec R113 + C_2H_5OH în cazul de față - supraîncălzirea peretelui necesară pentru inițierea vaporizării globulare scade până la zecimi de grad, fapt observat și de alți cercetători [35-37,40,45].
3. Prin aplicarea câmpului electric centrele de vaporizare sunt activate și rămân active și după întreruperea alimentării cu tensiune, în ambele cazuri (freon R113 respectiv, amestec R113 + C_2H_5OH).
4. Bulele de vapori sunt mult mai alungite în cazul vaporizării amestecului R113 + C_2H_5OH față de cazul vaporizării freonului.
5. În cazul vaporizării amestecului R113 + C_2H_5OH în câmp electric staționar fenomenul este mult mai violent față de cazul vaporizării R113 în aceleași condiții.

Cap.6. Concluzii generale

Aplicarea efectelor electrohidrodinamice în scopul intensificării și controlului transferului de căldură la vaporizare constituie o tematică actuală pe plan internațional [37, 111, 112, 116 - 135], deocamdată cu cele mai multe aplicații în tehnica aeronautică, respectiv spațială. Însă, datorită avantajelor menționate: dispariția histerezisului la incipiența vaporizării, a ratei de intensificare deosebit de mari, în condițiile în care se pot utiliza agenți frigorifici alternativi (ecologici), se poate întrevădea și o aplicare a acestor efecte la vaporizatoarele convenționale, cu o bună eficiență.

Tematica generală a tezei o constituie confirmarea experimentală a noului modelului analitic propus pentru comportarea bulelor de vaporii în prezența câmpului electric, cu efect asupra explicării mecanismului fizic al intensificării vaporizării globulare în aceste condiții. Prin studiul bibliografic în domeniul transferului de căldură la vaporizare, al hidrodinamicii și al efectelor EHD (având în vedere complexitatea fenomenului), a fost pus în evidență stadiul precum și direcțiile actuale ale cercetărilor în domeniu

Cele mai cunoscute și utilizate modele de mecanisme ale intensificării EHD a vaporizării globulare [35-38, 40, etc.] analizează fenomenele exclusiv din punctul de vedere al forțelor electrice de suprafață (la interfața lichid - gaz). Pe baza analizei comparative a acestor modele, în lucrarea de față este propus un model nou, bazat pe acțiunea conjugată a forțelor electrice de suprafață și de volum. Modelul "cub" al bulei în câmp electric uniform, ce implică doar suprafețe tip "echipotențială" sau "de câmp" este relativ simplu de tratat din punct de vedere matematic, și permite interpretarea calitativă a rezultatelor experimentale.

Parcursul literaturii de specialitate reprezentative a permis stabilirea principalilor parametri care influențează vaporizarea în câmp electric: poziția în câmp a centrului de vaporizare, distanța dintre electrozi, efectul de capăt al sistemului de electrozi, dimensiunea bulelor (respectiv a centrelor de nucleație), conductivitatea

electrică a mediului de lucru. Acești parametri au fost apoi studiați în cadrul cercetărilor experimentale proprii, rezultatele obținute fiind apoi comparate, după caz, cu cele teoretice sau cu cele din literatură.

6.1. Concluzii generale privind cercetările experimentale

Pentru a putea studia atât dinamica bulelor cât și vaporizarea în câmp electric staționar a freonului R113, a fost concepută și realizată o instalație experimentală multifuncțională, care a oferit posibilitatea studierii celor două tematici principale, complementare:

- I. studiul dinamicii bulelor de gaz injectate într-un lichid dielectric, în prezența câmpului electric staționar și în absența unui gradient de temperatură, cu următoarele obiective:
 - influența poziției orificiului de injecție;
 - influența distanței dintre electrozi;
 - influența efectului de capăt al sistemului de electrozi;
 - influența dimensiunii bulelor de gaz;
 - influența conductivității electrice a mediului lichid;
- II. studiul vaporizării globulare a freonului R113 în prezența câmpului electric staționar, cu următoarele obiective principale:
 - efecte electrohidrodinamice în domeniul de temperaturi ale peretelui electrodului încălzit, $t_p = 40 - 47,8$ °C
 - efecte electrohidrodinamice la vaporizarea globulară a R113;
 - influența conductivității electrice inițiale a mediului de lucru asupra fenomenului de vaporizare globulară în câmp electric staționar.

În vederea unei observări cât mai detaliate a fenomenelor studiate, s-a utilizat un sistem de înregistrare video de înaltă viteză, prevăzut cu diferite transfocatoare. Imaginile obținute au permis determinarea dimensiunilor bulelor de gaz, a deformării lor în prezența câmpului electric staționar, precum și vizualizarea traiectoriei bulelor. Pentru că valoarea conductivității electrice a mediului de lucru este un parametru important al caracterizării convecției electrohidrodinamice, s-a avut în vedere determinarea valorii acesteia. De asemenea, s-a avut în vedere măsurarea cât mai precisă a temperaturii suprafeței electrodului inferior, pentru vaporizarea R113.

Atât instalația cât și încercările experimentale au fost realizate în Laboratorul de Transfer de Caldură al Institutului de Științe Industriale de la Universitatea din Tokyo, Japonia.

Din cercetările experimentale efectuate asupra dinamicii bulelor de gaz, în prezența câmpului electric staționar și în absența unui gradient de temperatură, utilizând ca lichide de lucru uleiul siliconic și amestecurile acestuia cu diferite proporții masice (2, 4, 10 %) de etanol (C_2H_5OH) respectiv, freonul R113 și amestecul acestuia cu 2% etanol, au rezultat următoarele concluzii:

- alungirea și variația volumului bulelor de gaz situate în câmp electric uniform staționar depind de forța electrică superficială;
- din punct de vedere al fenomenului electrohidrodinamic, distanța dintre electrozi nu afectează comportarea bulei în câmp (alungirea, respectiv traiectoria acesteia);
- efectul de capăt exercitat de sistemul de electrozi asupra bulelor de gaz situate în câmp electric staționar uniform se manifestă prin alungirea bulelor în direcția liniilor de câmp. Astfel, se confirmă ipoteza inițială că dinamica bulei în câmp depinde atât de forțele electrice superficiale cât și de cele de volum.
- dimensiunea bulelor influențează asupra comportării acestora în câmp. În cazul bulelor cu diametrul inițial de aproximativ 2 mm (sferice), indiferent de intensitatea câmpului electric aplicat (în domeniul $E = 0 - 4$ kV/mm), s-a constatat că forța ascensională este predominantă. Pentru bulele de gaz de dimensiuni mai reduse, similare bulelor de vapori (diametrul inițial de aproximativ 1mm), s-a constatat că la atingerea unei anumite intensități E_{cr} a câmpului staționar, acestea au fost presate pe suprafața electrodului inferior de forța electrică.
- s-a arătat că prin creșterea conductivității electrice a mediului lichid în limitele substanțelor dielectrice, se obține o ușoară scădere a valorii intensității electrice critice la care bulele de gaz de dimensiuni reduse sunt împiedicate să se ridice de pe suprafața electrodului inferior. Rezultă că în condițiile unui câmp de temperaturi constant, creșterea conductivității electrice nu are o influență semnificativă, iar creșterea permitivității dielectrice este de asemenea nesemnificativă. Singurul fenomen deosebit este apariția în cel de-al doilea caz a levitației bulelor de gaz, pentru o valoare a intensității câmpului sub cea

critică.

- pe baza determinărilor experimentale (dimensiunile bulelor funcție de intensitatea câmpului electric, proprietățile electrice ale mediilor de lucru) și a sistemului de ecuații pentru echilibrul bulei în zona limitrofă electrodului inferior, a fost elaborat un program de calcul al forței rezultante ascensionale. Rezultatele numerice obținute au indicat descreșterea forței rezultante ascensionale cu creșterea intensității câmpului E , la atingerea intensității critice forța rezultantă devenind negativă, deci forța electrică prevalează asupra celei arhimedice.

În cazul studiului efectelor electrohidrodinamice asupra vaporizării globulare se subliniază următoarele concluzii privind rezultatele obținute:

- pentru freonul R113, în cazul când temperatura peretelui electrodului inferior (pus la pământ) este cuprinsă în intervalul (40 - 47,8)°C și începând de la valori ale intensității câmpului electric $E = 1,4$ kV/mm, a fost pus în evidență un fenomen nou asemănător vaporizării globulare, denumit “generare de bule de vapori”. Acest fenomen ar putea fi folosit, spre exemplu pentru răcirea componentelor electronice, în condiții de subrăcire. Având în vedere că, din cercetările efectuate, manifestarea acestui fenomen implică o anumită conductivitate electrică a mediului de lucru, anumite condiții de temperatură și o anumită valoare a intensității câmpului electric, sunt necesare noi investigații pentru găsirea unui mediu alternativ la freonul R113.
- prin utilizarea unui lichid cu conductivitate electrică mărită, la limita mediilor dielectrice, se poate ajunge la inițierea vaporizării globulare la o temperatură foarte apropiată de cea de vaporizare; în prezent pe plan mondial se încearcă înlocuirea freonilor clasici cu diferiți agenți frigorifici alternativi, care din punctul de vedere al proprietăților electrice se apropie de mediile conductoare, putând fi astfel folosiți la vaporizoare cu efect EHD, cu bune rezultate.
- prin aplicarea unui câmp electric centrele de vaporizare sunt activate la o supraîncălzire a peretelui cu câteva grade peste temperatura de vaporizare, rămânând active și după întreruperea alimentării cu tensiune. Această caracteristică a vaporizării globulare în prezența câmpului electric permite aplicarea acestei metode chiar și numai la pornirea vaporizatorului, cu scăderea supraîncălzirii necesare și evitarea fenomenului de histerezis.

6.2. Contribuții personale

În tematica studiată, se subliniază următoarele contribuții ale autoarei:

- ◆ propunerea unui model nou pentru mecanismul intensificării transferului de căldură la vaporizarea globală în câmp electric, care oferă posibilitatea explicării calitative a numeroase determinări experimentale; acest model se bazează pe acțiunea conjugată a forțelor electrice de suprafață și de volum asupra bulelor.
- ◆ concepția și proiectarea instalației experimentale multifuncționale, realizată practic în Fabrica de prototipuri a Institutului de Științe Industriale, Universitatea din Tokyo.
- ◆ evidențierea prin determinări experimentale, a efectului de capăt al sistemului de electrozi, care determină deformarea bulelor de vapori în lungul liniilor câmpului electric;
- ◆ clarificarea, prin determinări experimentale și analitice, a influenței distanței dintre electrozi asupra procesului de vaporizare globală în câmp electric. S-a arătat că indiferent de distanța dintre electrozi, alungirea bulelor este cu bună aproximație aceeași, diferențele rezultate în valoarea ratei de intensificare a transferului de căldură în încercările realizate de alți cercetători datorându-se intensificării mișcării convective a lichidului încălzit;
- ◆ elaborarea unui program de calcul pentru determinarea forței ascensionale rezultante ce acționează asupra bulei în prezența câmpului electric, pe baza sistemului de ecuații (4.3 - 4.9). Valorile măsurate ale dimensiunilor bulelor de gaz au fost introduse ca date inițiale în program, fiind verificată valoarea intensității câmpului la care bulele de gaz sunt presate pe electrodul inferior.
- ◆ confirmarea experimentală a influenței conductivității electrice a lichidului asupra comportării bulei de gaz în prezența câmpului electric staționar, manifestată prin intensificarea convecției EHD;
- ◆ evidențierea unui fenomen nou, denumit “generare de bule de vapori”, manifestat prin apariția unor bule de vapori ai freonului R113 la aplicarea unui câmp electric cu o intensitate $E \geq 1,4 \text{ kV/mm}$, în domeniul de temperaturi ale peretelui electrodului încălzit $40^\circ\text{C} \leq t_p \leq t_{\text{sat}}$ ($t_{\text{sat}} = 47,8^\circ\text{C}$);
- ◆ propunerea unui model calitativ pentru explicarea acestui fenomen nou, bazat pe

efectul conjugat al forțelor electrice superficiale la nivelul suprafeței de separație lichid - gaz și al convecției EHD; pentru a putea propune un model matematic al acestui fenomen sunt necesare investigații detaliate privind procesul care are loc la nivelul unei microcavități;

- ◆ confirmarea experimentală a observației privind activarea centrelor de nucleație prin aplicarea unui câmp electric, centrele rămânând active și după deconectarea alimentării cu tensiune;
- ◆ confirmarea efectului creșterii conductivității electrice inițiale a lichidului asupra inițierii vaporizării globulare: o supraîncălzire foarte redusă a peretelui și o intensitate a câmpului electric relativ redusă ($E \geq 2 \text{ kV/mm}$) determină inițierea vaporizării globulare.

6.3. Perspective

1. Analiza procesului de creștere a bulei de gaz în prezența câmpului electric staționar, pe baza determinărilor experimentale existente și cu considerarea efectului concertat al forțelor electrice de suprafață și de volum, va permite cunoașterea în profunzime a fenomenului de vaporizare în câmp electric. Prin prelucrarea suplimentară a datelor experimentale obținute din încercările pentru ulei siliconic se va putea studia un model analitic de creștere a bulei funcție de intensitatea câmpului electric.
2. Studiul experimental aprofundat al fenomenului de “generare de bule de vapori”, care ar putea fi aplicat la sistemele de răcire a componentelor electronice.
3. Găsirea unor agenți termici alternativi care să aibă aceleași proprietăți electrice cu freonul R113, având în vedere că acesta din urmă nu mai este folosit în instalațiile industriale, datorită toxicității.
4. Utilizarea rezultatelor obținute într-o etapă superioară la încercarea unui sistem de electrozi cilindrici (tip țevă), poziționați orizontal sau vertical, în vederea aplicării industriale ale fenomenelor observate.

Bibliografie

- [1] Vlădeea, I.: *Tratat de termodinamică tehnică și transmiterea căldurii*, Editura Didactică și Pedagogică, București, cap. IX.4, 1974;
- [2] Negru, L. D.: *Contribuții la studiul schimbului de căldură la vaporizarea freonului 11* - Teza de doctorat, Institutul Politehnic "Traian Vuia" Timisoara, Facultatea de Mecanică, 1982;
- [3] Shi, M.-H., Ma, J. și Wang, B.-X.: *Analysis on hysteresis in nucleate pool boiling heat transfer*, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 36, No. 18, p. 4461-4466, 1993;
- [4] Shi, M.-H. și Ma, J.: *An investigation on the mechanism of boiling incipience hysteresis*, Proceedings of the National Heat and Mass Transfer Conference, Yantai, China, 1991 (citată în [3]);
- [5] Cole, R. și Schulman, H.L., Chem. Eng. Prog. Symp., Ser. No. 64, 62, p.6, 1962 (citată în [2]);
- [6] Mc Fadden, P.W și Grassmann, P., Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 5, p. 169, 1962;
- [7] Yvey, H.J.: *Relationships between bubble frequency, departure diameter and rise velocity in nucleate boiling*, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 10, p. 1023-1040, 1967;
- [8] Westwater, J. W.: *Boiling of Liquids*, Adv. Chem. Eng. Press, New York, 1956;
- [9] Han, C.Y., Griffith, P., Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 8, No. 1, p. 105, 1965;
- [10] Ruckestein, E., Buletinul Stiintific al U.P. București, Vol. XII, p. 113, 1959;
- [11] Ruckestein, E., Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 9, p. 229, 1966;
- [12] Chawla, T.C. și Bingle, J.D., Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 28, No. 1, p. 81, 1985;
- [13] Cooper, M. G. și Lloyd, A. J. P.: *The microlayer in nucleate pool boiling*, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 12, p. 895-913, 1969;
- [14] Guo, Z. și El-Genk, M. S.: *Liquid microlayer evaporation during nucleate boiling on the surface of a flat composite wall*, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 37, No. 11, p. 1641-1655, 1994;
- [15] Soare, Gh.: *Mecanismul și intensificarea transferului termic la fierbere* - Teză de doctorat, Institutul Politehnic București, Facultatea de Tehnologie Chimică, 1987;

- [16] Graham, R. W. si Hendricks, R.S.: *Assesment of convection, conduction and evaporation in nucleate boiling* - NASA Technical Note D 3943 - mai 1967;
- [17] Forster, H. K. si Zuber, N., citată în [2];
- [18] Rohsenow, W.M.: *A Method of Correlating Heat-Transfer Data for Surface Boiling of Liquids*, Transactions ASME, Vol. 74, p. 969-976, 1952;
- [19] Ivaskevici, A. A., Teploenergetika, Vol. 7, Nr. 5, p.76-81, 1960;
- [20] Stephan, K.: *Mechanismus und Modellgesetz des Wärmeübergangs bei der Blasenverdampfung*, Ch. Ing. Techn., Vol. 11, 1963;
- [21] Cornwell, K.si Houston, S.D.: *Nucleate pool boiling on horizontal tubes: a convection - based correlation*, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.37, p. 303-309, Supl. I 1994;
- [22] Görenflo, D.: *Behaltersieden (Pool Boiling)*, în Wärmeatlas (Editia a 6-a), VDI Düsseldorf, 1991;
- [23] Görenflo, D., Köster, R.: *Pool Boiling Heat Transfer from Horizontal Tubes to Mixtures*, Keynote Lecture I, Convective and Pool Boiling Conference. Irsee (Germania), AN-07, 18 - 23 mai 1997;
- [24] Bergles, A. E.: *Enhancement of Phase -Change Heat Transfer*, Keynote Lecture II, Convective and Pool Boiling Conference, Irsee (Germania), AN-07, 18 - 23 mai 1997;
- [25] Ma, H.B., Peterson, G.P. si Lu, X.J.: *The influence of vapor - liquid interactions an the liquid pressure drop in triangular microgrooves*, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 37, No. 15, p. 2211-2219, 1994;
- [26] Bier, K. si Lambert, M.: *Heat transfer in nucleate boiling of different low boiling substances*, Rev. Int. Froid, Vol. 13, p. 293-300, septembrie 1990;
- [27] Leiner, W.: *Heat transfer by nucleate pool boiling - general correlation based on thermodynamic similarity*, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 37, No. 5, p. 763-769, 1994;
- [28] Hsieh, S.- S. si Hsu, P.- T.: *Nucleate boiling characteristics of R-114, distilled water (H₂O) and R-134a on plain and rib-roughened tube geometries*, Int. J.Heat and Mass Transfer, Vol. 37, No. 10, p. 1423-1432, 1994;
- [29] Castrogiovanni, A. si Sforza, P.M.: *Numerical modeling and scaling of high heat flux subcooled boiling heat transfer*, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol.37, p. 1155-1163, 1994;
- [30] Bergles, A.E.: *The challenge of enhanced heat transfer with phase change*. CALORE e TECNOLOGIA (Italia), Vol. 7, No. 3-4, p. 1-12, 1989;

- [31] Pate, M.B., Ayub, Z. H. si Kohler, J.: *Heat Exchangers for the Air-Conditioning and Refrigeration Industry: State-of-the-Art Design and Technology*, in Compact Heat Exchangers, Hemisphere, New York, p. 567-590, 1990;
- [32] Miller, W.J., Gebhart, B. si Wright, N.T.: *Effects of boiling history on a microconfigured surface in a dielectric liquid*, Int. Comm. Heat and Mass Transfer, Vol. 17, p. 389-398, 1990;
- [33] Abe, Y., Oka, T., Mori, Y.H. si Nagashima, A.: *Pool boiling of a non-azeotropic binary mixture under microgravity*, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 37, No. 16, p. 2405-2413, 1994;
- [34] Negru, L.D., Stoian, Floriana D.: *Consideratii teoretice referitoare la influenta materialului vaporizatorului asupra coeficientului de transfer de căldură la vaporizare*, Conferinta Nationala de Termotehnica, Vol. IV, p. 9-17, Timisoara , 3-4 iunie 1994;
- [35] Ogata, J. s.a.: *Boiling heat transfer enhancement in tube bundle evaporators utilizing electric field effects*, ASHRAE Transactions: Symposia, BA-92-5-2, p. 435-444, 1992;
- [36] Ogata, J. si Yabe, A.: *Basic study on the enhancement of nucleate boiling heat transfer by applying electric fields*, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 36, No. 3, p. 775-782, 1993;
- [37] Ogata, J. si Yabe, A.: *Augmentation of boiling heat transfer by utilizing the EHD effect - EHD behavior of boiling bubbles and heat transfer characteristics*, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 36, No.3, p. 783-791, 1993;
- [38] Yokoyama, T. s.a.: *The Effect of an Electric Field on Boiling Heat Transfer of Fluorocarbon R-11* - XVIII Int. Centre for Heat and Mass Transfer, Dubrovnik, Yugoslavia, pp.140-151, 1987;
- [39] Chen, J.C.: *A Correlation of Boiling Heat Transfer to Saturated Fluid in Convective Flow*", ASME Paper No. 63-HT-34, 1963;
- [40] Cooper, P.: *EHD Enhancement of Nucleate Boiling*, Transactions of ASME, J. Heat Transfer, Vol. 112, p. 458-464, 1990;
- [41] Asch, V.: *Electrokinetic Phenomena in Boiling "Freon - 113"*, J. Appl. Phys., Vol. 37, No. 7, p. 2654-2658, 1966;
- [42] Bonjour, E., Verdier, J. si Weil, L.: *Electroconvection effects on heat transfer*, Chemical Engineering Progress, Vol. 58, No. 7, p. 63 -66, 1962;
- [43] Müller, L.: *Wiss. Veröffentl. Siemens Werken*, Vol. 17, p. 20-36, 1938 (citat în [41]);
- [44] Pohl, H. A.: *Some effects of Nonuniform Fields on Dielectrics*, J. Appl. Phys., Vol.29,

- No. 8, p. 1182-1188, 1958;
- [45] Kawahira, H. s.a.: *The Effect of an Electric Field on Boiling Heat Transfer of Refrigerant - 11 - Boiling on a Single Tube*, IEEE Transactions on Industry Applications, Vol. 36, No. 2, p. 359-364, 1990;
- [46] Yabe, A., Mori, Y. si Hijikata, K.: *Active Heat Transfer Enhancement by Utilizing Electric Fields*, Annual Review of Heat Transfer, Vol.7, Cap. 4, Begell House, 1995;
- [47] Woodson, H. H., Melcher, J.R.: *Electromechanical Dynamics: Part II; Fields, Forces and Motion*, (John Wiley & Sons, Inc.), New York , p. 378, 1968;
- [48] Hakim, S.S., Higham, J.B.: *An experimental Determination of the Excess Pressure produced in a Liquid Dielectric by an Electric Field*, Proceedings of Phys. Soc., Vol. 80, pp. 190-198, 1962;
- [49] Turnbull, R.J. si Melcher, J.R.: *Electrohydrodynamic Rayleigh - Taylor Instability*, The Physics of Fluids, Vol. 12, No. 6, p. 1160-1166; 1969;
- [50] Melcher, J.R. si Smith, Ch.V., Jr.: *Electrohydrodynamic Charge Relaxation and Interfacial Perpendicular-Field Instability*. The Physics of Fluids, Vol.12, No. 4, p. 778-790, 1969;
- [51] Melcher, J.R., Taylor, G.I.: *Electrohydrodynamics: A review of the role of interfacial shear stresses*, Annual Review of Fluid Mechanics (Ed. W.R. Sears), Palo Alto, California, p. 111-146, 1969;
- [52] Kao, K.C.: *Some electromechanical effects on dielectrics*, British J. Appl. Phys., Vol. 12, p. 629-632, 1969;
- [53] Cretu, T., Macarie, Gh. si Solomon, M.: *Some aspects of the electrohydrodynamical behaviour of organic dielectrics*, Brit.J.Appl.Phys. (J.Phys.D), Ser. 2, Vol. 2, p. 999-1004, 1969;
- [54] Melcher, J.R.: *Review of the I.U.T.A.M. - I.U.P.A.P. Symposium on Electrohydrodynamics*, J. Fluid Mechanics, Vol. 40, partea a 3-a, p. 641-655, 1970;
- [55] Mirza, J.S., Smith, C.W. si Calderwood, J.H.: *Liquid motion and internal pressure in electrically stressed insulating liquids*, British J. Appl. Phys. (J. Physics D) Ser. 2, No. 3, p. 580-585, 1970;
- [56] Lovenguth, R.F. si Hanesian, D.: *Boiling Heat Transfer in the presence of Nonuniform, Direct Current Electric Fields*, Ind. Eng. Chem. Fundam., Vol. 10, No. 4, p. 570-576, 1971;
- [57] Jones, T.B.: *Interfacial parametric electrohydrodynamics of insulating dielectric*

- liquids*, J. Appl. Phys., Vol. 43, No. 11, p. 4400-4404, 1972;
- [58] Terasawa, H., Mori, Y.H. si Kotomori, K.: *Instability of Horizontal Fluid Interface in a Perpendicular Electric Field: Observational Study*, Chemical Engineering Science, Vol. 38, No. 4, p. 567-573, 1983;
- [59] Ogata, J. si Yabe, A.: *Augmentation of Nucleate Boiling Heat Transfer by Applying Electric Fields: EHD Behavior of Boiling Bubble*, Proceedings of the ASME/ JSME Thermal Engineering Joint Conference, Vol. 3, p. 41-46, 1991;
- [60] Maekawa, T., Haga, M. si Tanasawa, I.: *Study on EHD convection*, Experimental Heat transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Vol. 1, Elsevier Science Publishers (editori: M.D. Keller s.a.), p. 164-171, 1993;
- [61] Maekawa, T., Abe, K. si Tanasawa, I. - *Onset of natural convection under an electric field*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.35, No.3, pp.613-621, 1992;
- [62] Takano, K., Tanasawa, I. si Nishio, S.: *Enhancement of Evaporation of a Droplet Using EHD Effect (Onset of Instability of Gas-Liquid Interface under Electric Field Applied in a Stepwise Manner)*, JSME International Journal, Series B, Vol. 38, No. 2, p. 288-294, 1995;
- [63] Takano, K., Tanasawa, I. si Nishio, S.: *Enhancement of Evaporation of a Liquid Droplet using EHD Effect: Criteria for Instability of Gas-Liquid Interface Under Electric Field*, J. Enhanced Heat Transfer, Vol. 3, No. 1, p. 73-81, 1996;
- [64] Tanasawa, I., Nishio, S., Takano, K. si Uemura, M.: *Active enhancement of evaporation and boiling heat transfer using an electric field*, Energy Conversion and Utilization with High Efficiency, Subarea D: Efficient Utilization of Energy, p. 69-74, sept. 1993;
- [65] Stratton, J.: *Theorie de l'electromagnetisme*, Dunod, Paris, 1961;
- [66] Melcher, J.R.: *Continuum Electromechanics*, Vol. I-III, MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 1981;
- [67] Sora, C.: *Bazele electrotehnicii*, EDP, Bucuresti, 1982;
- [68] Daba, D.: *Contributii privind fortele exercitate de câmpul electromagnetic macroscopic asupra mediilor corporale, cu aplicatii la fluide - Teza de doctorat*, Institutul Politehnic "Traian Vuia" Timisoara, 1971;
- [69] Tinga, W. si Voss, A.G.: *Generalized approach to multiphase dielectric mixture theory - Appl. Phys.*, Vol. 44, No. 9, p. 3897-3902, 1973;
- [70] Abraham, M. si Becker, R.: *Theorie der Electricität*, Leipzig Verlag, 1932;
- [71] Simony, K.: *Electrotehnica teoretica*, Ed.Tehnica, Bucuresti, 1974;

- [72] Landau, L.D., Lifsit, E.: *Electrodinamica mediilor continue*, (traducere din lb. rusa), Ed. Tehnica, 1970;
- [73] Birks, J.B. s.a.: *Progress in dielectrics*, Temple Press, Londra, 1965;
- [74] Hippel, A.: *Les dielectricques et leur applications*, Dunod, Paris, 1961;
- [75] Jones, T.B.: *Electrohydrodynamically Enhanced Heat Transfer in Liquids*, A Review - Advances in Heat Transfer, p. 107-148, 1978;
- [76] Bologa, M.K., Savin, I.: *Electrohidrodinamica sistemelor de vaporizare si condensare* (original in limba rusa), Ed. Stiinta, Chisinau, 1991;
- [77] Bologa, M.K. s. a.: *Electroconvectia*, (original în limba rusă), Ed. Tehnica, Chisinau, 1978;
- [78] Turnbull, R.J.: *Effect of Dielectrophoretic Forces on the Bénard Instability*, The Physics of Fluids, Vol. 12, No. 9, p. 1809-1815, 1969;
- [79] Chandrashekar, S.: *Hydrodynamic and Hydromagnetic stability*, Oxford, Calderon Press, 1961;
- [80] Milne-Thomson, L.M.: *Theoretical Hydrodynamics* (ed.a 5-a), MacMillan, New York, 1971;
- [81] Oertel, H. Jr.: *Thermal instabilities - Convective transport and instability phenomena*, Karlsruhe, (editori: J.Zierep, H. Oertel, Jr.), p. 3-24, 1982;
- [82] Perez-Garcia, C.: *Some physical mechanisms of hydrodynamical instabilities - Lecture Notes in Physics, Stability of Thermodynamic Systems*, Proceedings, Barcelona, sept.1981, Vol.164, p. 94-137, editori: J.Casas-Vazquez si G.Lebon; Springer -Verlag, 1982;
- [83] Casas-Vazquez, J.: *Thermodynamic theory of stability*, Lecture Notes in Physics, Vol.210, p.1-93, Cellular Structures in Instabilities, in Proceedings "Structures cellulaires dans les instabilités- périodicité, défauts, turbulence de phase", Gif-sur-Yvette, France, iunie 20-22, 1983, editori: J.E.Wesfreid, S.Zaleski; Springer-Verlag, 1984;
- [84] Daba, D.: *Asupra exprimarii fortelor superficiale exercitate de cimpul electromagnetic in medii fluide printr-un procedeu la limita*, Rev. Electrotehnica, Anul 18, No. 8, p. 273-275, 1970;
- [85] Daba, D.: *Asupra localizarii spatiale a fortelor echivalente exercitate de cimpul electromagnetic macroscopic in mediile fluide slab polarizabile*, Studii si cercetari de fizica, Tomul 24, Nr. 5, p. 523-534, Bucuresti, 1972;
- [86] Tanasawa, I., Nishio, S., Takano, K. si Uemura, M.: *Enhancement of boiling heat*

- transfer by electric field*, Energy Conversion and Utilization with High Efficiency, Subarea D: Efficient Utilization of Energy, D 01-09, p. 53-58, decembrie 1990;
- [87] Stoian, Floriana D.: *Efecte EHD în freoni* - Conferința Națională de Termotehnică, Ed. a IV-a, Vol. 3, p. 235-241, Timisoara, 3-4 iunie 1994;
- [88] Stoian, Floriana D., Daba, D.: *The forces exerted on the gas inclusions in liquid insulating schemes*, Premier Atelier Scientifique Franco - Canadiano - Roumain - Materiaux pour L' Electrotechnique, p. 322-325, Bucuresti, 9-11 iunie 1997;
- [89] Watanabe, A.: *Investigations of Some Electric Force Effects in Dielectric Liquid*, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 12, No. 4, p. 593-602, 1973;
- [90] Kao, K.C. si Higham, J.B.: *The Effects of Hydrostatic Pressure, Temperature and Voltage Duration on the Electric Strengths of Hydrocarbon Liquids*, J. Electrochemical Society, p. 522-528, iunie 1961;
- [91] Lahoz, D.G. si Walker, G.: *An experimental analysis of electromagnetic forces in liquids*, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 8, p. 1994-2001, 1975;
- [92] Benguigui, L. si Lin, I.J.: *Experimental analysis of dielectrophoretic forces*, J. Appl. Phys., 49 (4), p. 2536-2539, 1978;
- [93] Zaky, A.A. si Nosseir, A.: *Bubble injection and electrically induced hydrostatic pressure in insulating liquids subjected to non-uniform fields*, J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 10, L189-L191, 1977;
- [94] Berghmans, J.: *Electrostatic fields and the maximum heat flux*, Int. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 19, p. 791-797, 1976;
- [95] Jones, T.B. si Kallio, G.A.: *Dielectrophoretic Levitation of Spheres and Shells*, J. Electrostatics, Vol. 6, p. 207-224, 1979;
- [96] Jones, T.B. si Bliss, G.W.: *Bubble Dielectrophoresis*, J. Appl. Phys., Vol. 48, No. 4, p. 1412-1417, 1977;
- [97] Hewlett - Packard Corp. Ltd. - *High Resistance Meter 4329A Handbook*, Section I;
- [98] Stoian, Floriana D., Daba, D.: *Experimental Studies Regarding The Electrohydrodynamic Effects Used for The Enhancement of Nucleate Boiling Heat Transfer*, Buletinul Stiintific al Universității "Politehnica" din Timisoara, Seria Electrotehnică, Electronică si Comunicatii, Tom 42 (56), Fascicola 1, p. 21-28, 1997;
- [99] ASHRAE: *Fundamentals Handbook, Cap. 16 (Refrigerants)*, 1989;
- [100] Daba, D., Stoian, Floriana D.: *The Effects of Electric Fields on The Dynamics of Gas Bubbles Injected in Liquids*, Buletinul Stiintific al Universității "Politehnica" din

- Timisoara, Seria Electrotehnică, Electronică si Comunicatii, Tom 42 (56), Fascicola 1, p. 29-36, 1997;
- [101] Stoian, Floriana D.: *Asupra dinamicii bulelor de gaz influentată de prezenta câmpului electric neuniform* - A VII - a Conferință Natională de Termotehnică, Vol. III, p. 183-191, Brasov, 23-24 mai 1997;
- [102] Stoian, Floriana D., Takano, K., Tanasawa, I., Nishio, S.: *Fundamental Study Regarding the Activation of Nucleation Sites Using the EHD Effect*, Convective and Pool Boiling Conference - An International Engineering Foundation Conference, Irsee (Germania), AN-07, Paper III-4, 18 - 23 mai 1997;
- [103] Lelea, D., Stoian, Floriana D., Ungureanu, C.: *Applications of Theoretical Analysis of Thermodynamic Processes for Conventional and Non - Conventional Heat Transfer Methods*, 2nd International Joint Romanian - German Symposium on Environmentally Friendly Thermal Processes and Industrial Equipments - Section C: Thermodynamics & Energy, 19-21 mai 1997, Timisoara;
- [104] Singh, B. s.a.: *Prebreakdown processes in electrically stressed insulating liquids*, J.Phys.D: Appl.Phys., Vol. 5, p. 1457-1464, 1972;
- [105] Krasucki, Z.: *Breakdown of liquid dielectrics*, Proc. Roy. Soc. A, Vol. 294, p. 393-404, 1966;
- [106] Garton, C.G. si Krasucki, Z.: *Bubbles in insulating liquids: stability in an electric field*, Proceedings of Royal Society, Series A280, p. 211-226, 1964;
- [107] Melcher, J.R. si Guttman, D.S.: *Dielectrophoretic orientation*, J. Spacecraft, Vol. 6, No. 1, p. 25-32, 1969;
- [108] Watanabe, A.: *Trapping of Gas Bubbles Injected through Cappillary Electrodes into Dielectric Liquid* - Japanese Journal of Applied Phisics, Vol. 14, No. 9, p. 1301-1306, 1975;
- [109] Markels, M., Jr. si Durfee, R.L.: *The Effect of Applied Voltage on Boiling Heat Transfer* - A. I. Ch. E. Journal, Vol. 10, No. 1, p. 106-110, 1964;
- [110] Markels, M., Jr. si Durfee, R. L.: *Studies of Boiling Heat Transfer with Electrical Fields: Part I. Effect of Applied A.C. Voltage on Boiling Heat Transfer to Water in Forced Circulation* - A. I. Ch. E. Journal, Vol. 11, No.4, p. 716-723, 1965;
- [111] Kweon, Y.C., Kim, M.H. si Kang, I.S.: *An experimental study on dynamic behavior of vapor bubbles in an electric field* - Convective and Pool Boiling Conference - An International Engineering Foundation Conference, Irsee (Germania), AN-07, Paper XI-1,

- 18 - 23 mai 1997;
- [112] Di Marco, P. si Grass, W.: *Mechanism of reducing pool boiling hysteresis induced by variation of start - up conditions* - Convective and Pool Boiling Conference - An International Engineering Foundation Conference, Irsee (Germania), AN-07, Paper XI-5, 18 - 23 mai 1997;
- [113] Stoian, Floriana D.: *Efectele campului electric asupra fenomenului de vaporizare a freonului 113* - Revista ECOCLIMA, Nr.2, p. 16-17, iunie 1997;
- [114] Stoian, Floriana D., Takano, K., Tanasawa, I. si Nishio, S.: *Experimental Study on Enhancement of Bubble Generation Using Electric Field* - Proceedings of 34th National Heat Transfer Symposium of Japan, Vol. II, p. 385 - 386, Sendai, 1997;
- [115] Pickard, W.F.: *Experimental Investigation of the Sumoto Effect*, J. Appl. Phys., Vol. 32, No. 10, p. 1888-1893, 1965;
- [116] Atten, P. si Elouadie, L.: *EHD convection in a dielectric liquid subjected to unipolar injection: - coaxial wire/cylinder geometry*, J. Electrostatics, Vol. 34, No. 2-3, p. 279-297, mar. 1995;
- [117] Ke-Li, S. si Wang-Yi, W.: *Electrophoresis of two arbitrary axisymmetric prolate particles*, Int. Journal of Multiphase Flow, Vol. 21, No. 4, p. 705-714, aug. 1995;
- [118] Masson, V. si Carrica, P.M.: *Effects of an externally imposed electric field on subcooled boiling critical heat flux*, Int. Comm. in Heat and Mass Transfer, Vol. 22, No.4, p. 483-492, iul./aug. 1995;
- [119] Vanderschueren, H.W., Louppe, M.-O. si Vanderschueren, A.: *Laplacian solution for a quasi-toroidal electrode configuration suitable for experiments in dielectrophoresis and thermoelectroconvection*, J. Electrostatics, Vol. 35, No. 4, p. 323-338, sept. 1995;
- [120] Zimmels, Y.: *Thermodynamics of electroquasistatic systems: The parallel plate capacitor*, J. Electrostatics, Vol. 38, No. 4, p. 283-301, dec. 1996;
- [121] Z., C.F. si Leal, L.G.: *Numerical simulation of the dynamics of an electrostatically levitated drop*, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 22, No. 1, p. 93-120, febr. 1996;
- [122] Guglielmini, G., Misale, M. si Schenone, C.: *Experiments on pool boiling of a dielectric fluid on extended surfaces*, Int. Comm. in Heat and Mass Transfer, Vol. 23, No. 4, p. 451-462, iul./aug. 1996;
- [123] Bonneau, D., GuinesFrene, D.J. si Toplosky, J.: *EHD analysis, including structural inertia effects and a mass-conserving cavitation model*, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 22, No. 1001, p. 146, Supl. dec. 1996;

- [124] Jones, T.B. si Washizu, M.: *Multipolar dielectrophoretic and electrorotation theory*, J. Electrostatics, Vol. 37, No. 1-2, mai 1996, p. 121-134;
- [125] H., J.C., I., S.K., Y., C.K. si M., H.K.: *Study of the behavior of a bubble attached to a wall in a uniform electric field*, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 22, No. 5, p. 909-922, sept. 1996;
- [126] Duncan, D. si Trabold, T.A.: *Cross-duct electric field perturbation void fraction probe*, Int. Comm. in Heat and Mass Transfer, Vol. 24, No. 2, p. 285-294, mar./apr. 1997;
- [127] Dikarev, B.N., s.a.: *Electrization and electrical conduction of dielectric liquids*, J. Electrostatics, Vol. 40-41, p. 147-151, iunie 1997;
- [128] Nakao, Y. s.a.: *Influence of molecular structure on the propagation of streamer discharge in dielectric liquids*, J. Electrostatics, Vol. 40-41, p. 199-204, iunie 1997;
- [129] Seyed-Yagoobi, J. s.a.: *Experimental study of electrohydrodynamically augmented pool boiling heat transfer on smooth and enhanced tubes*, J. Electrostatics, Vol. 40-41, p. 597-602, iunie 1997;
- [130] Maximuk, E.P. si Bologna, M.K.: *Some mechanisms of electric field influence on mass transfer processes in the gas-liquid system*, J. Electrostatics, Vol. 40-41, p. 663-668, iunie 1997;
- [131] Shen, J., Spindler, K. si Hahne, E.: *Pool boiling heat transfer of propane from a horizontal wire*, Int. Comm. in Heat and Mass Transfer, Vol. 24, No. 5, p. 633-641, sept. 1997;
- [132] Jog, M.A. si Hader, M.A.: *Transient heat transfer to a spheroidal liquid drop suspended in an electric field*, Int. J. of Heat and Fluid Flow, Vol. 18, No. 4, p. 411-418, aug. 1997;
- [133] Cheung, K., Ohadi, M. M., Dessiatoun S. si Singh A.: *EHD-Enhanced Boiling Coefficients and Visualization of R-134a Over Enhanced Tubes*, ASME Transactions, J. of Heat Transfer, Vol. 119, No.2, p. 332-339, mai 1997;
- [134] Yamashita, K. si Yabe, A.: *Electrohydrodynamic Enhancement of Falling Film Evaporation Heat Transfer and its Long-Term Effect on Heat Exchangers*, ASME Transactions, J. Heat Transfer, Vol. 119, No.2, p. 339-346, mai 1997;
- [135] Owsenek, B. L. si Seyed-Yagoobi, J.: *Theoretical and Experimental Study of Electrohydrodynamic Heat Transfer Enhancement Through Wire-Plate Corona Discharge*, ASME Transactions, J. Heat Transfer, Vol. 119, No.3, p. 604-610, aug. 1997;

ANEXA 1
TABELE DE DATE

Tabelul A.1. Forta electrică rezultantă și alungirea bulelor de gaz în câmp electric staționar, orificiul central (Fig.4.2)

Intensitatea câmpului electric, E [kV/mm]	Forta electrică rezultantă specifică f [N/m ²]	Alungirea bulei de gaz d ₂ /d ₁ [-]
0	0	1
0.5	3.52975	1.037
1	14.119	1.1111
1.5	31.76775	1.2193
2	56.476	1.3125
2.5	88.24375	1.4286
3	127.071	1.6842
3.5	172.95775	1.7306

Tabelul A.2. Date experimentale: alungirea bulelor de gaz și variația volumului acestora funcție de intensitatea câmpului electric, orificiul central (d = 10 mm); mediul de lucru: ulei silionic (Fig.4.3)

Intensitatea câmpului electric, E [kV/mm]	d ₁ [mm]	d ₂ [mm]	d ₂ /d ₁ [-]	V [mm ³]
0	1.968	1.968	1	31.927
0.5	1.8977	1.968	1.037	29.688
1	1.845	2.05	1.1111	29.23
1.5	1.8157	2.214	1.2193	30.575
2	1.7493	2.296	1.3125	29.43
2.5	1.722	2.46	1.4286	30.556
3	1.558	2.624	1.6842	26.68
3.5	1.4965	2.5898	1.7306	24.295

*Tabelul A.3. $\Delta t = t_i - t_{i-1}$ pentru $U = 0 \text{ kV}$, $d = 10 \text{ mm}$, fluid de lucru: ulei siliconic
(Fig. 4.4.a)*

Nr. crt.	t_i [s]	t_{i-1} [s]	Δt [s]
1	0.085	0.19	0.105
2	0.19	0.29	0.1
3	0.29	1.035	0.745
4	1.035	1.76	0.725
5	1.76	1.88	0.12
6	1.88	2.605	0.725
7	2.605	2.725	0.12
8	2.725	3.455	0.73
9	3.455	3.57	0.115
10	3.57	4.305	0.735
	4.305	4.42	0.115
	4.42	5.15	0.73
	5.15	5.27	0.12
	5.27		

*Tabelul A.4. $\Delta t = t_i - t_{i-1}$ pentru $U = 5 \text{ kV}$, $d = 10 \text{ mm}$, fluid de lucru: ulei siliconic
(Fig. 4.4.b)*

Nr. crt.	t_i [s]	t_{i-1} [s]	Δt [s]
1	0.685	0.74	0.055
2	0.74	1.43	0.69
3	1.43	1.495	0.065
4	1.495	2.33	0.835
5	2.33	2.37	0.04
6	2.37	2.975	0.605
7	2.975	3.06	0.085
8	3.06	3.805	0.745
9	3.805	3.855	0.05
10	3.855	4.53	0.675
11	4.53	4.6	0.07
12	4.6	5.465	0.865
13	5.465	5.5	0.035
14	5.5	--	--

Tabelul A.5. $\Delta t = t_i - t_{i-1}$ pentru $U = 10 \text{ kV}$, $d = 10 \text{ mm}$, fluid de lucru: ulei siliconic
(Fig.4.4.c)

Nr. crt.	t_i [s]	t_{i-1} [s]	Δt [s]
1	0.565	0.7	0.135
2	0.7	1.415	0.715
3	1.415	1.465	0.05
4	1.465	2.18	0.715
5	2.18	2.265	0.085
6	2.265	3.035	0.77
7	3.035	3.15	0.115
8	3.15	3.83	0.68
9	3.83	3.955	0.125
10	3.955	4.64	0.685
11	4.64	4.765	0.125
12	4.765	5.44	0.675
13	5.44	5.555	0.115
14	5.555	6.28	0.725
15	6.28	6.385	0.105
16	6.385	7.1	0.715
17	7.1		

Tabelul A.6. $\Delta t = t_i - t_{i-1}$ pentru $U = 15 \text{ kV}$, $d = 10 \text{ mm}$, fluid de lucru: ulei siliconic
(Fig.4.4.d)

Nr. crt.	t_i [s]	t_{i-1} [s]	Δt [s]
1	1	1.09	0.09
2	1.09	1.99	0.9
3	1.99	2.075	0.085
4	2.075	2.975	0.9
5	2.975	3.06	0.085
6	3.06	3.955	0.895
7	3.955	4.04	0.085
8	4.04	4.96	0.92
9	4.96	5.05	0.09
10	5.05	5.955	0.905
11	5.955	6.04	0.085
12	6.04	6.935	0.895
13	6.935	7.02	0.085
14	7.02		

Tabelul A.7. $\Delta t = t_i - t_{i-1}$ pentru $U = 20 \text{ kV}$, $d = 10 \text{ mm}$, fluid de lucru: ulei siliconic (Fig.4.4.e)

Nr. crt.	t_i [s]	t_{i-1} [s]	Δt [s]
1	0.375	0.825	0.45
2	0.825	1.265	0.44
3	1.265	1.71	0.445
4	1.71	2.155	0.445
5	2.155	2.605	0.45
6	2.605	3.055	0.45
7	3.055	3.505	0.45
8	3.505	3.955	0.45
9	3.955	4.405	0.45
10	4.405	4.855	0.45
11	4.855	5.29	0.435
12	5.29	5.735	0.445
13	5.735	6.18	0.445
14	6.18	6.63	0.45
15	6.63	7.08	0.45
16	7.08	7.525	0.445
17	7.525		

Tabelul A.8. $\Delta t = t_i - t_{i-1}$ pentru $U = 25 \text{ kV}$, $d = 10 \text{ mm}$, fluid de lucru: ulei siliconic (Fig.4.4.f)

Nr. crt.	t_i [s]	t_{i-1} [s]	Δt [s]
1	1.02	1.055	0.035
2	1.055	1.73	0.675
3	1.73	1.76	0.03
4	1.76	1.775	0.015
5	1.775	2.79	1.015
6	2.79	2.82	0.03
7	2.82	3.49	0.67
8	3.49	3.52	0.03
9	3.52	4.33	0.81
10	4.33	4.36	0.03
11	4.36	5.095	0.735
12	5.095	5.125	0.03
13	5.125	5.92	0.795
14	5.92	5.955	0.035
15	5.955	6.7	0.745
16	6.7	6.73	0.03
17	6.73	6.745	0.015
18	6.745	7.785	1.04
19	7.785	7.815	0.03
20	7.815	8.495	0.68
21	8.495		

Tabelul A.9. $\Delta t = t_i - t_{i-1}$ pentru $U = 30 \text{ kV}$, $d = 10 \text{ mm}$, fluid de lucru: ulei siliconic (Fig.4.4.g)

Nr. crt.	t_i [s]	t_{i-1} [s]	Δt [s]
1	0.885	0.915	0.03
2	0.915	0.935	0.02
3	0.935	1.97	1.035
4	1.97	2	0.03
5	2	2.015	0.015
6	2.015	3.06	1.045
7	3.06	3.09	0.03
8	3.09	3.11	0.02
9	3.11	4.13	1.02
10	4.13	4.16	0.03
11	4.16	4.18	0.02
12	4.18	5.21	1.03
13	5.21	5.24	0.03
14	5.24	5.255	0.015
15	5.255	6.3	1.045
16	6.3	6.335	0.035
17	6.335	7.135	0.8
18	7.135	7.17	0.035
19	7.17	7.985	0.815
20	7.985	8.02	0.035
21	8.02	8.035	0.015
22	8.035	9.085	1.05
23	9.085	9.115	0.03
24	9.115	9.135	0.02
25	9.135	10.18	1.045
26	10.18	10.215	0.035
27	10.215	11.035	0.82
28	11.035	11.065	0.03
29	11.065	11.085	0.02
30	11.085	12.135	1.05
31	12.135	12.17	0.035
32	12.17	12.185	0.015
33	12.185	13.22	1.035
34	13.22	13.25	0.03
35	13.25	13.27	0.02
36	13.27	14.32	1.05
37	14.32	14.35	0.03
38	14.35	14.365	0.015
39	14.365		

Tabelul A.10. $\Delta t = t_i - t_{i-1}$ pentru $U = 35 \text{ kV}$, $d = 10 \text{ mm}$, fluid de lucru: ulei siliconic (Fig.4.4.h)

Nr. crt.	t_i [s]	t_{i-1} [s]	Δt [s]
1	0.525	0.545	0.02
2	0.545	0.56	0.015
3	0.56	1.355	0.795
4	1.355	1.375	0.02
5	1.375	1.39	0.015
6	1.39	2.14	0.75
7	2.14	2.16	0.02
8	2.16	2.175	0.015
9	2.175	3.005	0.83
10	3.005	3.025	0.02
11	3.025	3.53	0.505
12	3.53	3.55	0.02
13	3.55	3.565	0.015
14	3.565	4.36	0.795
15	4.36	4.38	0.02
16	4.38	4.395	0.015
17	4.395	5.235	0.84
18	5.235	5.255	0.02
19	5.255	5.27	0.015
20	5.27	6.04	0.77
21	6.04	6.06	0.02
22	6.06	6.075	0.015
23	6.075	6.87	0.795
24	6.87	6.89	0.02
25	6.89	6.9	0.01
26	6.9		

Tabelul A.10. $\Delta t = t_i - t_{i-1}$ pentru $U = 40 \text{ kV}$, $d = 10 \text{ mm}$, fluid de lucru: ulei siliconic (Fig.4.4.i)

Nr crt.	t_i [s]	t_{i-1} [s]	Δt [s]
1	0.66	0.675	0.015
2	0.675	0.69	0.015
3	0.69	1.365	0.675
4	1.365	1.38	0.015
5	1.38	1.39	0.01
6	1.39	2.025	0.635
7	2.025	2.04	0.015
8	2.04	2.055	0.015
9	2.055	2.7	0.645
10	2.7	2.72	0.02
11	2.72	2.73	0.01
12	2.73	3.445	0.715
13	3.445	3.645	0.2
14	3.645	3.66	0.015
15	3.66	4.125	0.465
16	4.125	4.145	0.02
17	4.145	4.16	0.015
18	4.16	4.895	0.735
19	4.895	4.915	0.02
20	4.915	4.925	0.01
21	4.925	5.595	0.67
22	5.595	5.61	0.015
23	5.61	5.625	0.015
24	5.625		

Tabelul A.11. Date experimentale: alungirea bulelor de gaz si variatia volumului acestora functie de intensitatea câmpului electric, orificiul central ($d = 7$ mm); mediul de lucru: ulei siliconic (Fig.4.5)

Intensitate a câmpului electric, E [kV/mm]	d_1 [mm]	d_2 [mm]	d_2/d_1 [-]	V [mm ³]
0	1.9188	1.9188	1	29.592
0.71429	1.8901	1.968	1.0412	29.45
1.4286	1.804	2.132	1.1818	29.064
2.1429	1.722	2.378	1.381	29.537
2.8571	1.64	2.706	1.65	30.486
3.5714	1.558	2.8905	1.8553	29.39

Tabelul A.12. Date experimentale: alungirea bulelor de gaz si variatia volumului acestora functie de intensitatea câmpului electric, orificiul central ($d = 13$ mm); mediul de lucru: ulei siliconic (Fig.4.6)

Intensitate a câmpului electric, E [kV/mm]	d_1 [mm]	d_2 [mm]	d_2/d_1 [-]	V [mm ³]
0	1.886	1.886	1	28.1
0.38462	1.886	1.886	1	28.1
0.76923	1.8951	1.9543	1.0312	29.4
1.1538	1.8587	2.0409	1.098	29.534
1.5385	1.804	2.132	1.1818	29.064
1.9231	1.722	2.214	1.2857	27.5
2.6923	1.64	2.419	1.475	27.253
3.4615	1.476	2.542	1.7222	23.197

Tabelul A.13. Valoarea suprapresiunii gazului la iesirea din orificii functie de intensitatea câmpului electric, pentru amestecul ulei siliconic + 2 % C₂H₅OH

<i>E</i> [kV/m m]	Δp_g pentru orificiul central (R0) [mmH ₂ O]	Δp_g pentru orificiul stânga (R1) [mmH ₂ O]	Δp_g pentru orificiul dreapta (R2) [mmH ₂ O]
0	77.1	77.4	76.6
0.5	77.1	77.4	76.7
1	77.3	77.6	77
1.3	77.3	--	--
1.5	77.3	77.5	77.7
1.6	77.3	77.3	77.9
1.8	77.3	77.5	78.5
2	77.5	77.9	79.4
2.2	78.7	78.6	78.9
2.5	79.6	80	79.9
3	80.6	82.1	82
3.5	83	84.1	84.1
4	86.2	87.4	87.4
4.5	91.1	91.1	91.7

Tabelul 4.14. Valoarea suprapresiunii gazului la iesirea din orificii functie de intensitatea câmpului electric, pentru amestecul ulei siliconic + 4% C₂H₅OH

<i>E</i> [kV/mm]	Δp_g pentru orificiul central (R0) [mmH ₂ O]	Δp_g pentru orificiul stânga (R1) [mmH ₂ O]	Δp_g pentru orificiul dreapta (R2) [mmH ₂ O]
0	75.4	76.4	75.7
0.5	75.5	76.7	76
0.8	75.3	76.5	76.2
0.9	75.4	76.3	--
1	75.5	76.4	76.4
1.2	75.7	76.2	76.7
1.5	76.1	76.9	77.4
1.7	76.2	77.4	77.1
2	77.8	78.9	78.2
2.2	78.1	79.7	78.9
2.5	77.9	79.4	80.1
2.7	78.7	80	81
3	80.2	81.9	82.3
3.2	81.4	82.9	--
3.5	83.4	85.2	85.5
3.7	85	--	--
4	87.8	89	88.7
4.5	94	93.5	92.8

Tabelul 4.14. Valoarea suprapresiunii gazului la iesirea din orificii functie de intensitatea câmpului electric, pentru amestecul ulei siliconic + 10% C₂H₅OH

<i>E</i> [kV/mm]	Δp_g pentru orificiul central (R0) [mmH ₂ O]	Δp_g pentru orificiul dreapta (R2) [mmH ₂ O]
0	74.1	76
0.5	74.3	76.3
1	73.9	76.7
1.2	73.5	--
1.3	73.6	--
1.5	73.9	77.2
1.7	74.2	--
2	75.1	78
2.2	75.9	--
2.5	76.5	79.3
2.7	77.4	--
3	76.3	81.2
3.2	77.1	--
3.5	78.6	83.2
3.7	79.7	--
4	81.9	85.5
4.4	84.6	87.7

Tabelul A.17. Valoarea fortei ascensionale rezultante ce actioneaza asupra bulei, lichid de lucru R113 (Fig. 4.9)

<i>Intensitatea campului electric E [V/m]</i>	<i>Forta rezultanta ascensionala F_b [N]</i>
2,4E6	-1,922E-7
3E6	-3,84E-7
3E6	-5,415E-7
3E6	-6,621E-7
3E6	-6,621E-7
3E6	-5,269E-7
3E6	-6,621E-7
3E6	-7,304E-7
3E6	-7,485E-7
4E6	-1,687E-6
4E6	-1,594E-6
4E6	-1,594E-6
4E6	-1,075E-6
4E6	-1,075E-6
4E6	-2,282E-6
4E6	-2,696E-6
4E6	-2,417E-6
5E6	-3,276E-6
5E6	-5,203E-6
5E6	-4,804E-6
5E6	-5,307E-6
5E6	-2,888E-6
5E6	-4,331E-6
5E6	-3,749E-6
5E6	-4,413E-6

Tabelul A.18. Valoarea fortei ascensionale rezultante ce actioneaza asupra bulei, lichid de lucru R113 + etanol (Fig. 4.18)

Intensitatea campului electric E [V/m]	Fora rezultanta ascensionala F_b [N]
1,4E6	8,211E-7
1,6E6	1,364E-8
1,6E6	3,078E-7
1,8E6	1,293E-7
1,8E6	-3,331E-8
2E6	-1,464E-7
2E6	-1,258E-7
2E6	-1,85E-7
2E6	4,002E-7
2E6	1,485E-7
2E6	-1,595E-7
2E6	-8,45E-8
2,2E6	-2,237E-7
2,2E6	-2,558E-7
2,2E6	-1,119E-7
2,2E6	-1,573E-7
2,2E6	1,077E-7
2,2E6	-1,407E-7
2,4E6	-4,463E-7
2,4E6	-4,903E-7
2,4E6	-4,272E-7
2,4E6	-3,025E-7
2,4E6	-3,387E-7
2,4E6	-4,29E-7
2,4E6	-4,489E-7
3E6	-8,07E-7
3E6	-1,028E-6
3E6	-1,162E-6
3E6	-1,604E-6
3E6	-1,162E-6
3E6	-8,262E-7
3E6	-8,934E-7
3E6	-1,059E-6
3E6	-1,166E-6
4E6	-2,573E-6
4E6	-2,116E-6
4E6	-1,063E-6
4E6	-1,493E-6
4E6	-1,063E-6
4E6	-1,678E-6

4E6	-1,678E-6
4E6	-1,648E-6
4E6	-1,678E-6
5E6	-1,155E-6
5E6	-1,155E-6

Tabelul A.19. Valoarea tensiunii critice pentru aparitia fenomenului de generare bule de vapori, pentru cele patru incercari (Fig. 5.3)

Temperatura t [°C]	18.09 1996	25.09. 1996	11.10 1996 (I)	11.10 1996(II)
40	--	8	8	7
45	9	7	--	7
48	8	8	--	--
50	10	6	--	7
55	7	8	--	9
60	--	8	8	--

ANEXA 2
PROGRAMUL DE CALCUL

```

****
DIMENSION a(100),b(100),e(100),Fa(100),Vb(100),S(100),ep(100)
)
DIMENSION X(100),T(100),Y(100),h(100)

c OPEN(1,FILE='param.dat',STATUS='old')
c OPEN(2,FILE='rez1.dat',STATUS='new')

rol = 1565
rog = 1.2
g = 9.81
eps1 = 1.95E-11
epsg = 8.5E-12

WRITE(*,300) ' Numarul de masuratori N = '
READ(*,150) N

DO I=1,N
READ(1,100) a(I),b(I),e(I)
END DO

DO I=1,N
ep(I)=SQRT(a(I)**2-b(I)**2)/a(I)
Vb(I)=4.15*a(I)*b(I)**2
S(I)=6.28*a(I)*b(I)*(SQRT(1-ep(I)**2)+(asin(ep(I))/ep(I)))
h(I)=-a(I)+SQRT(a(I)**2+(S(I)/2))
X(I)=.5*((eps1-epsg)**2)/(3*epsg)*e(I)**2*(2*h(I)**2)
T(I)=.5*((eps1**2-epsg**2)/epsg)*e(I)**2*(2*h(I)**2)
Y(I)=rol*Vb(I)*g
Fa(I)=Y(I)-(rog*Vb(I)*g+X(I)+T(I))
END DO

10 DO I=1,N
WRITE(6,120) X(I),T(I),Y(I),h(I),e(I),Fa(I)
END DO

100 FORMAT(2E10.4,E7.2)
120 FORMAT(3E12.4,E10.4,E7.2,E12.4)
150 FORMAT(I4)
300 FORMAT(/ A \)

END

```

Tabelul B.1. Dimensiunile bulelor de gaz functie de intensitatea campului electric, fluid de lucru: R113

E=2.4*10 ⁶ [V/m]		E=3*10 ⁶ [V/m]		E=4*10 ⁶ [V/m]		E=5*10 ⁶ [V/m]	
a =b [mm]	c [mm]	a =b [mm]	c [mm]	a =b [mm]	c [mm]	a =b [mm]	c [mm]
0.4416	0.5796	0.2622	0.3312	0.4278	0.6486	0.4416	0.7038
		0.3312	0.414	0.4002	0.5796	0.621	1.104
		0.3726	0.4416	0.4002	0.5658	0.5658	0.9246
		0.3726	0.4416	0.3174	0.4692	0.5934	0.9246
		0.345	0.4692	0.3174	0.4692	0.414	0.69
		0.3726	0.4416	0.5106	0.7176	0.5382	0.9246
		0.4002	0.4692	0.6348	0.966	0.4692	0.69
		0.4416	0.552	0.5244	0.7176	0.552	0.9798
				0.5382	0.828		

0.1719E-05 0.1528E-05 0.3393E-03 0.24E07 -0.1922E-06

.5652E-06	.1813E-06	.1556E-03	.30E+07	-.3840E-06
.9029E-06	.3617E-06	.1967E-03	.30E+07	-.5415E-06
.1150E-05	.4883E-06	.2220E-03	.30E+07	-.6621E-06
.1150E-05	.4883E-06	.2220E-03	.30E+07	-.6621E-06
.9713E-06	.4448E-06	.2040E-03	.30E+07	-.5269E-06
.1150E-05	.4883E-06	.2220E-03	.30E+07	-.6621E-06
.1328E-05	.5985E-06	.2386E-03	.30E+07	-.7304E-06
.1605E-05	.8573E-06	.2623E-03	.30E+07	-.7485E-06

.2632E-05	.9454E-06	.2519E-03	.40E+07	-.1687E-05
.2316E-05	.7217E-06	.2362E-03	.40E+07	-.1594E-05
.2316E-05	.7217E-06	.2362E-03	.40E+07	-.1594E-05
.1451E-05	.3765E-06	.1870E-03	.40E+07	-.1075E-05
.1451E-05	.3765E-06	.1870E-03	.40E+07	-.1075E-05
.3771E-05	.1490E-05	.3015E-03	.40E+07	-.2282E-05
.5793E-05	.3100E-05	.3737E-03	.40E+07	-.2696E-05
.3987E-05	.1572E-05	.3100E-03	.40E+07	-.2417E-05
.4161E-05	.1910E-05	.3167E-03	.40E+07	-.2253E-05

.4368E-05	.1093E-05	.2596E-03	.50E+07	-.3276E-05
.8592E-05	.3391E-05	.3640E-03	.50E+07	-.5203E-05
.7160E-05	.2357E-05	.3323E-03	.50E+07	-.4804E-05
.7898E-05	.2593E-05	.3490E-03	.50E+07	-.5307E-05
.3829E-05	.9419E-06	.2430E-03	.50E+07	-.2888E-05
.6462E-05	.2133E-05	.3157E-03	.50E+07	-.4331E-05
.4958E-05	.1210E-05	.2765E-03	.50E+07	-.3749E-05
.6789E-05	.2378E-05	.3236E-03	.50E+07	-.4413E-05

Teza de doctorat/A.2/R113+Etnl.

.6911E-06	.1513E-05	.3393E-03	.14E+07	.8211E-06
.2821E-06	.2959E-06	.1896E-03	.16E+07	.1364E-07
.4504E-06	.7588E-06	.2396E-03	.16E+07	.3078E-06
.5225E-06	.6523E-06	.2294E-03	.18E+07	.1293E-06
.5380E-06	.5050E-06	.2328E-03	.18E+07	-.3331E-07
.4913E-06	.3452E-06	.2002E-03	.20E+07	-.1464E-06
.8589E-06	.7337E-06	.2647E-03	.20E+07	-.1258E-06
.6684E-06	.4838E-06	.2335E-03	.20E+07	-.1850E-06
.1203E-05	.1605E-05	.3133E-03	.20E+07	.4002E-06
.1313E-05	.1462E-05	.3273E-03	.20E+07	.1485E-06
.6642E-06	.5050E-06	.2328E-03	.20E+07	-.1595E-06
.1003E-05	.9193E-06	.2861E-03	.20E+07	-.8450E-07
.1602E-05	.1379E-05	.3286E-03	.22E+07	-.2237E-06
.4817E-06	.2261E-06	.1802E-03	.22E+07	-.2558E-06
.1189E-05	.1078E-05	.2832E-03	.22E+07	-.1119E-06
.1487E-05	.1331E-05	.3167E-03	.22E+07	-.1573E-06
.2021E-05	.2130E-05	.3692E-03	.22E+07	.1077E-06
.1383E-05	.1243E-05	.3053E-03	.22E+07	-.1407E-06
.1652E-05	.1206E-05	.3059E-03	.24E+07	-.4463E-06
.1546E-05	.1057E-05	.2960E-03	.24E+07	-.4903E-06
.2285E-05	.1860E-05	.3599E-03	.24E+07	-.4272E-06
.2261E-05	.2010E-05	.3580E-03	.24E+07	-.2524E-06
.2555E-05	.2254E-05	.3805E-03	.24E+07	-.3025E-06
.2137E-05	.1799E-05	.3480E-03	.24E+07	-.3387E-06
.1890E-05	.1462E-05	.3273E-03	.24E+07	-.4290E-06
.1431E-05	.9828E-06	.2848E-03	.24E+07	-.4489E-06
.1121E-05	.3138E-06	.2016E-03	.30E+07	-.8070E-06
.1625E-05	.5976E-06	.2427E-03	.30E+07	-.1028E-05
.1923E-05	.7608E-06	.2641E-03	.30E+07	-.1162E-05
.3160E-05	.1558E-05	.3385E-03	.30E+07	-.1604E-05
.1923E-05	.7608E-06	.2641E-03	.30E+07	-.1162E-05
.1226E-05	.3997E-06	.2108E-03	.30E+07	-.8262E-06
.1353E-05	.4603E-06	.2215E-03	.30E+07	-.8934E-06
.1634E-05	.5747E-06	.2434E-03	.30E+07	-.1059E-05
.1791E-05	.6262E-06	.2549E-03	.30E+07	-.1166E-05
.3388E-05	.8153E-06	.2629E-03	.40E+07	-.2573E-05
.2642E-05	.5260E-06	.2321E-03	.40E+07	-.2116E-05
.1229E-05	.1663E-06	.1583E-03	.40E+07	-.1063E-05
.1775E-05	.2817E-06	.1903E-03	.40E+07	-.1493E-05
.1229E-05	.1663E-06	.1583E-03	.40E+07	-.1063E-05
.1992E-05	.3138E-06	.2016E-03	.40E+07	-.1678E-05
.1992E-05	.3138E-06	.2016E-03	.40E+07	-.1678E-05
.1978E-05	.3296E-06	.2009E-03	.40E+07	-.1648E-05
.1992E-05	.3138E-06	.2016E-03	.40E+07	-.1678E-05

.1237E-05	.8140E-07	.1271E-03	.50E+07	-.1155E-05
.1237E-05	.8140E-07	.1271E-03	.50E+07	-.1155E-05

!

!

!

!