

# DESCÀRREGA PER IMPULSOS EN ELS DIELECTRICS SOLIDS

(pèrdua de la rigidesa elèctrica; dinàmica del canal de descàrrega)

*Y.N. VERSHININ*

Institut d'Electrofísica de la Divisió dels Urals  
de l'Acadèmia de Ciències de l'URSS  
Sverdlovsk, RSFSR

## 1. INTRODUCCIÓ

A la indústria especialitzada ha començat durant el darrer decenni un període de realització pràctica de dispositius per a impulsos d'alt voltage amb aïllament elèctric capaç de funcionar en les condicions més extremes, o sigui, sota la influència simultània de combinacions diferents de factors externs i de paràmetres extrems, com són els camps elèctrics i magnètics intensos, les temperatures super-baixes o super-altes, la radiació ionitzant, les oscil·lacions acústiques intenses, etc. En aquest tipus de condicions, la capacitat de diagnosticar *a priori* les propietats dels dielèctrics adquireix un sentit nou, perquè el mètode experimental utilitzat fins ara per a la investigació de les propietats dels dielèctrics esdevé menys efectiu i més treballós. Conseqüentment, cal crear la teoria i la metodologia de la determinació quantitativa de les propietats dels dielèctrics en camps intensos, i, sobretot, de llur rigidesa elèctrica.

L'estat d'aquest problema respecte els diversos tipus de dielèctrics és relativament complex. Així, la teoria de la perforació dels dielèctrics gasosos en relació a l'aïllament tècnic real ha estat desenvolupada a partir dels progressos més recents en el camp de la física dels plasmes. Actualment els esforços dels investigadors es concentren en l'estudi detallat del paper dels factors més fins que influeixen en el procés.

En relació als dielèctrics condensats, els líquids i, sobretot, els sòlids, cal dir que no es pot sotmetre encara a càlcul llur rigidesa elèctrica; només per a uns dielèctrics models (com els cristalls d'halurs alcalins, CHA) és possible d'avaluar la intensitat del camp de perforació utilitzant com a paràmetre d'ajust el valor de la massa efectiva  $m^{e+}$  dels portadors de càrrega.

Segon la nostra opinió, hi ha dues causes principals que expliquen aquesta situació:

1. Durant els últims decennis, tots els intents realitzats per aconseguir d'obtenir una relació entre els paràmetres dels dielèctrics condensats i les condicions de ruptura i la direcció de ruptura, tenien un caràcter unilateral, ja que es basaven només en les idees del mecanisme de la pèrdua de la rigidesa elèctrica. Per aquest motiu, hom considerava que cap altra etapa del procés de ruptura no podia servir de criteri per a avaluar la intensitat disruptiva del camp.

2. Essent elèctrica la forma de la ruptura, i per analogia amb els dielèctrics gasosos, pràcticament només s'admetia la ionització per xoc com a únic mecanisme de la pèrdua de la rigidesa elèctrica dels dielèctrics condensats, particularment dels sòlids. Així mateix, hom considerava com absolutament evident la possibilitat mateixa de la realització d'aquest mecanisme, tal com posen de manifest els paràgrafs corresponents de les monografies i els manuals de física dels dielèctrics publicats els darrers quaranta anys.

Hom pot acceptar l'existència d'aquestes causes indirectes degudes a limitacions conceptuals de les investigacions teòriques en la física de la ruptura dels dielèctrics sòlids. D'una banda, aquestes causes venen determinades pels èxits assolits per la física dels semiconductors, per als quals la ionització per xoc en els camps intensos és un procés natural, ben estudiat. D'altra banda, entre els especialistes en les tècniques d'altres tensions existeix l'opinió generalitzada que els semiconductors i els dielèctrics difereixen només en l'amplària de la banda prohibida, és a dir, que la diferència entre ells és purament quantitativa. Per això tots els processos propis dels semiconductors, fins i tot el de pèrdua de la rigidesa elèctrica deguda a la ionització per xoc, també haurien de tenir lloc en els dielèctrics.

Les investigacions teòriques i experimentals dutes a terme per l'autor posen de manifest que existeix un altre enfocament per a la construcció d'una teoria de la descàrrega elèctrica en el sí dels dielèctrics sòlids, que no és contradictori i que presenta les millors perspectives de desenvolupament. Aquest enfocament es basa en les idees de la inestabilitat elèctrica per rescalfament i en la descripció electrohidrodinàmica de la difusió de la descàrrega.

## 2. MECANISME DE LA PÈRDUA DE LA RIGIDESA ELÈCTRICA EN ELS DIELECTRICS SÒLIDS

Així, les idees de la ionització pel xoc dels electrons com a mecanisme bàsic de la ruptura elèctrica dels dielèctrics sòlids ocupen una posició

dominant, tant en la descripció teòrica d'aquest procés com en la discussió dels resultats experimentals [1-3]. Malgrat això, la teoria de la ionització per xoc no arribà a esdevenir bàsica per a la creació dels mètodes pràctics de càlcul de les tensions disruptives dels dielèctrics. En conseqüència, les investigacions de les regularitats observades en la ruptura dielèctrica i que són útils pràcticament es limiten en cada cas a l'esfera d'activitat de cada investigador.

Cal recordar que totes les teories mecànico-quàntiques actuals de la ionització per xoc empenen en qualitat de criteri la intensitat de camp  $E_m$  amb què s'aconsegueix l'equilibri entre l'energia A adquirida en el camp pel portador de càrrega o pel grup de portadors al llarg del seu recorregut lliure, i l'energia B perduda durant la interacció electró-fonó. Això s'esdevé a l'energia  $E_{cr} = 4 \hbar \omega_0 = 0,1 \div 0,2$  eV (figura 1). Hom suposa també que la sort dels portadors de càrrega en un camp  $E > E_m$  no té cap interès particular, ja que hom sobreentén que aquests portadors tenen, en principi, la possibilitat d'assolir les energies E de la banda de conducció, que sobrepassa l'amplada de la banda prohibida  $E_g$ , i de realitzar d'aquesta manera la ionització per xoc.

Algunes diferències en les regularitats de la difusió de la descàrrega des del càtode i des de l'ànode s'expliquen per analogia amb la descàrrega gasosa. Hom suposa que es produeix en ambdós casos el mecanisme d'ionització per xoc, però en camps elèctrics de magnituds diferents.

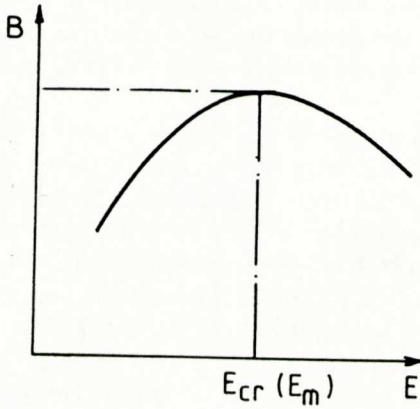
Actualment hom disposa de totes les raons per a afirmar que aquestes idees estan en contradicció amb les investigacions sobre l'estructura de zones dels dielèctrics cristallins [4]. Així, la desviació de la llei de dispersió dels electrons respecte la llei de la paràbola, per a energies  $E \ll E_g$ , pot establir el límit superior de l'energia dels portadors de càrrega fins a valors als quals la ionització per xoc dels electrons de valència esdevé impossible.

Precisament això s'observa en els cristalls d'halurs de metalls alcalins (CHA), particularment en el clorur de sodi, NaCl (figura 1). Tampoc van tenir èxit alguns intents [5] de confirmar experimentalment la possibilitat de transició directa entre bandes dels electrons dels dielèctrics, per a valors reals de les intensitats de camp.

Tot això estimulà la recerca d'altres mecanismes de la pèrdua de la rigidesa elèctrica, no contradictoris i exempts de les restriccions esmentades.

L'escalfament dels portadors de corrent quan la temperatura electrònica  $T_e$  ultrapassa la temperatura de la xarxa  $T_c$ , és un resultat real de l'acció dels camps elèctrics intensos sobre el dielèctric. Al seu torn, l'escalfament dels portadors de càrrega condueix, fet i fet, a una distribució heterogènia de la intensitat del camp i del corrent dins de la mostra, la qual cosa reb el nom d'instabilitat elèctrica de domini (IED) si s'empra

NaCl :  $E_{\max} = E_A \approx e \text{ eV} < E_g = 7,2 \text{ eV}$



$$A(E_m) = B(E_m)$$

$E_m$ : criteri de la ionització per xoc

$$E_{cr}(E_m) \approx 4\hbar \omega_0 \approx 0,1 \div 0,2 \text{ eV}$$

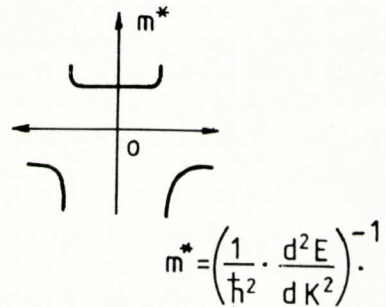
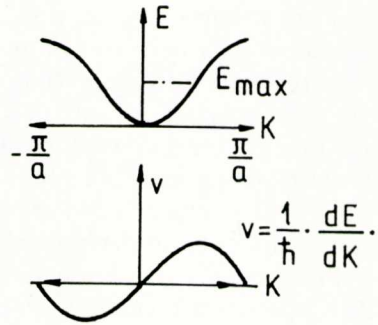
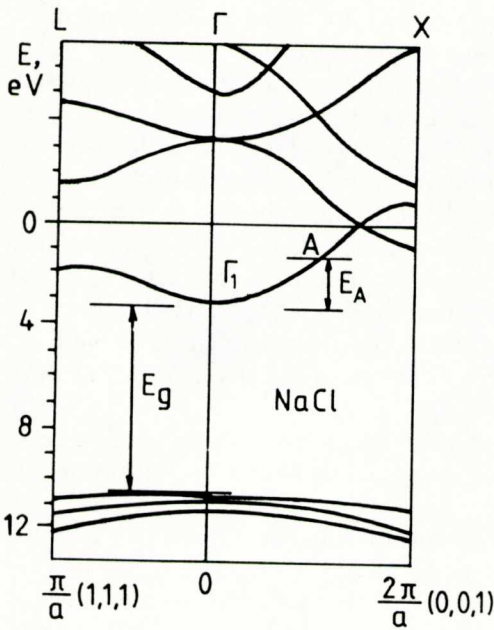


Fig. 1.  $E_A > E_g$  : criteri per a la realització del mecanisme de la ionització per xoc.

la terminologia de la física dels semiconductors [6,7]. En determinades condicions, les fluctuacions del corrent o del camp poden augmentar temporalment i, en provocar destruccions locals de la substància, poden iniciar l'aparició de la descàrrega.

El 1968 foren fets els primers intents d'aplicar als dielèctrics les idees de la inestabilitat elèctrica de domini en relació amb les investigacions sobre llur ruptura elèctrica [8]. És un tema àmpliament estudiat a les obres [9-11] el del mecanisme de rescalfament per a la inestabilitat elèctrica de domini en relació amb les peculiaritats de la dispersió de l'energia i de l'impuls i en funció de la temperatura electrònica mitjana en els cristalls d'halurs de metalls alcalins i, com a resultat d'aquest mecanisme, la forma en què el desenrotllament de la descàrrega depèn de la temperatura i dels paràmetres d'espai i temps.

Cal dir que la condició necessària per a l'aparició de la inestabilitat elèctrica de domini és la presència en la corba característica tensió-corrent d'una secció que tingui un diferencial de conductància negatiu. Per al mecanisme de rescalfament [6,7] aquesta condició pren la forma següent:

$$\sigma_d = \frac{dj}{dE} = \sigma(T_e) \frac{\frac{dP}{dT_e} + E^2 \frac{d\sigma}{dT_e}}{\frac{dP}{dT_e} - E^2 \frac{d\sigma}{dT_e}} \quad (1)$$

on  $j$  és la densitat del corrent,  $\sigma$  és la conductància,  $E$  és la intensitat del camp,  $P$  és la potència específica transmesa a la xarxa pels portadors de càrrega i  $T_e$  és la temperatura efectiva dels electrons.

Al seu torn, la transició des de la secció òhmica de la corba característica tensió-corrent a la secció amb diferencial negatiu de la conductància es realitza quan el numerador i el denominador del trencat a (1) passen a tenir signes diferents. Depenent de la relació dels signes de numerador i denominador de l'expressió (1), la corba característica tensió-corrent té la forma de N o de S (figura 2).

Si els electrons injectats al dielèctric (descàrrega des del càtode) es troben a la zona on  $\sigma_d > 0$ , aleshores les fluctuacions de la càrrega volumètrica i les del camp i del corrent són reabsorbides dins del temps característic de relaxació de Maxwell.

En les condicions en què  $\sigma_d < 0$ , l'evolució de les fluctuacions depèn del tipus de la corba característica tensió-corrent. Si aquesta és del tipus N, la fluctuació longitudinal del camp  $E_o$  i de la càrrega es desplaça amb la velocitat  $\mu(E)E$  i augmenta amb el temps creant el domini del camp

$$\sigma_d = \frac{dj}{dE} = \sigma(T_e) \frac{\frac{dP}{dT_e} + E^2 \frac{d\sigma}{dT_e}}{\frac{dP}{dT_e} - E^2 \frac{d\sigma}{dT_e}} < 0$$

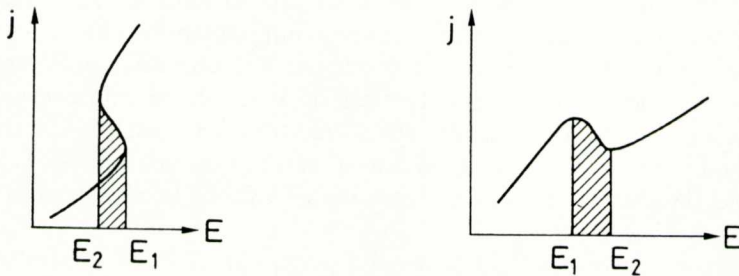


Fig. 2. Condicions per a l'aparició de la inestabilitat de rescalfament.

elèctric. Si és del tipus S, aleshores les fluctuacions longitudinals s'amorxeixen i les transversals s'incrementen. El resultat d'això és l'aparició d'un estat heterogeni en forma de cordó de corrent.

L'anàlisi de la possibilitat d'aparició de la inestabilitat de rescalfament de tipus S en els cristalls dels halurs dels metalls alcalins fou realitzat [7] en condicions anàlogues a les admeses en la teoria de la "ruptura col·lectiva" [13] de Fröhlich-Paranjape.

Hom ha demostrat que en camps dintre de l'interval  $E_1 \leq E \leq E_2$ , en els cristalls dels halurs alcalins realment es compleix la condició que  $\sigma_d > 0$ . Així, la inestabilitat del tipus S apareix per a camps pròxims al d'equilibri  $E_m$ , l'excés dels quals condueix a l'efecte de "fugida dels electrons", que s'identifica amb la ionització per xoc (Taula 1).

Taula 1. Comparació dels criteris de la ionització per xoc ( $E_m$ ) amb els de la inestabilitat de rescalfament ( $E_2 + E_1$ ).

$T_0 = 300 \text{ K}$	$E_2 + E_1$ , MV/cm, $m^* = m_0$	$E_m$ , MV/cm, $m^* = m_0$	$E_{exp}$ , MV/cm
NaCl	0,795 + 0,856	0,895	1,5
KCl	0,643 + 0,693	0,730	1,0
RbCl	0,575 + 0,617	0,642	0,83
NaJ	0,434 + 0,465	0,482	0,80
KBr	0,460 + 0,500	0,517	0,70
KJ	0,302 + 0,328	0,338	0,57
RbBr	0,339 + 0,433	0,447	0,63

A la Taula 2 hom dona les temperatures electròniques relatives en unitats de temperatura de Debye ( $T_e/Q$ ) en els camps  $E_1$ ,  $E_2$  i  $E_m$ ; hom dona també el valor de  $T_e/Q$  en el moment de la ionització per xoc.

Taula 2.

$T_o = 300$ K	$T_e(1)/Q - T_e(2)/Q$	$T_e(m)/Q$	$T_e(\text{ion.x})/Q$
NaCl	2,54 8,34	3,5	>200
RbBr	3,70 7,05	5,13	

Aquestes dades posen de manifest que el mecanisme de la inestabilitat de rescalfament es realitza en el camp de temperatures electròniques  $T_e/Q \leq 10$ , mentre que per a la ionització per xoc calen temperatures electròniques  $T_e/Q > 200$ .

Els resultats obtinguts permeten d'arribar a les següents conclusions principals:

1. Per a camps pròxims al d'equilibri,  $E_m$ , en el sistema d'electrons de conducció es comença a desenrotllar una inestabilitat global relacionada tant amb la deformació de la distribució dels electrons en funció de llurs velocitats com en la deformació de llur distribució espacial.

2. Els valors dels camps crítics, tant els determinats a partir de les idees de la ionització per xoc com els deduïts de la teoria de la inestabilitat de rescalfament, es comparen amb els valors experimentals dels camps disruptius amb igual grau d'aproximació.

3. Fins i tot còmptant amb les limitacions que es presenten degudes a l'amplària i a l'estructura de la banda de conducció, el mecanisme de la inestabilitat de rescalfament sembla més real en comparació amb el de la ionització per xoc.

Una revisió d'altres mecanismes de la dispersió dels fonons  $i$ , en primer lloc, de la dispersió acústica, ha demostrat [10] que la conclusió relativa a la preferència de la inestabilitat també és vàlida en aquest cas, però que augmenta el nombre de les variants possibles de la intensitat elèctrica de domini (figura 3). Els resultats obtinguts permeten de formular les tesis principals d'aquest mecanisme de la pèrdua de la rigidesa elèctrica [12].

Cal subratllar que en totes les obres citades fins ara, els camps crítics  $E_1$ ,  $E_2$  i  $E_3$ , així com també els tipus d'inestabilitat són determinats sota el supòsit que la capacitat calorífica del subsistema fonònic és infinita. En realitat, l'aparició de la inestabilitat dels electrons de conducció, particularment en el sipus  $S$ , implica el posterior escalfament del subsistema fonònic  $i$ , com a resultat, la variació dels paràmetres de la interacció electró-fonó. Els fonons acústics "calents" adquireixen un paper determinant.

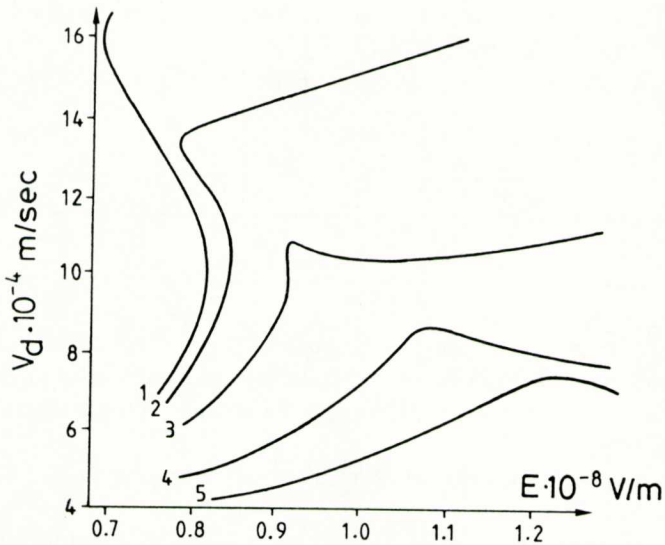


Fig. 3a. Velocitat de deriva dels electrons,  $v_d$ , en NaCl, per a  $T_0 = 30$  K (corba 1), 60 K (corba 2), 120 K (corba 3), 210 K (corba 4) i 300 K (corba 5).

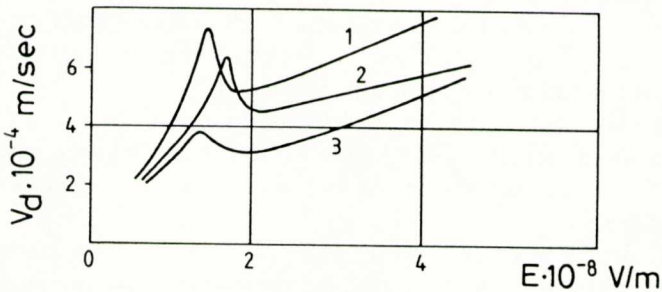


Fig. 3b. Velocitat de deriva dels electrons en NaCl, a  $T_0 = 300$  K. Corba 1:  $m^* = m_0$ ; corba 2:  $m^* = 1,23 m_0$ , segons la funció de distribució de Maxwell-Boltzman; corba 3:  $m^* = m_0$ , segons tècniques de Monte-Carlo.

El procés s'acaba amb la transició de primer gènere de la substància del dielèctric a l'estat de plasma al canal de descàrrega. En aquest cas, la velocitat de difusió del canal de descàrrega des del càtode,  $v_{dc}$ , igual a la velocitat dels electrons,  $v_e$ , no ha de superar la velocitat del so,  $c_0$ , en el dielèctric sòlid (figura 4).

Aquesta tesi ha estat confirmada experimentalment [14]. Provocada la ruptura en cristalls de NaCl mitjançant impulsos d'alta tensió de paràmetres:  $30 \leq V_{max} \leq 300$  kV,  $0 \leq dV/dt \leq 10^{14}$  V/s, la descàrrega que



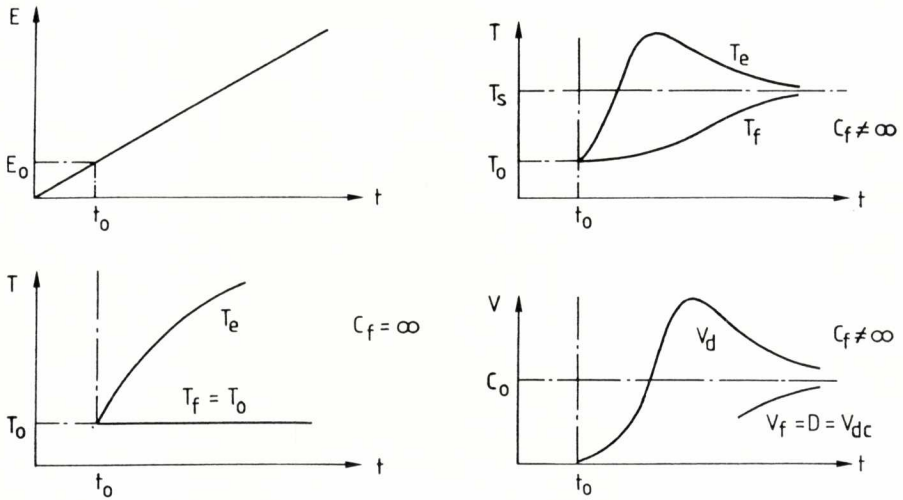


Fig. 4. Influència de la capacitat calorífica dels fonons,  $c$ , sobre les interaccions electró-fonó.  $T_s, v_s$ ; temperatura i velocitat de desplaçament de la transició de fase;  $c_0$ : velocitat del so;  $T_e, T_f$ : temperatura dels electrons i dels fonons.

es difon des del càtode no aconsegueix de superar la barrera sònica, és a dir,  $v_{dc} \leq c_0 = 4,78 \cdot 10^3 \text{ m/s}$  (figura 5). Hom ha constatat simultàniament que la velocitat de la descàrrega des de l'ànode,  $v_{da}$ , a les mateixes condicions de ruptura, superava sempre la velocitat del so ( $c_0 \leq v_{da} \leq 10^6 \text{ m/s}$ ).

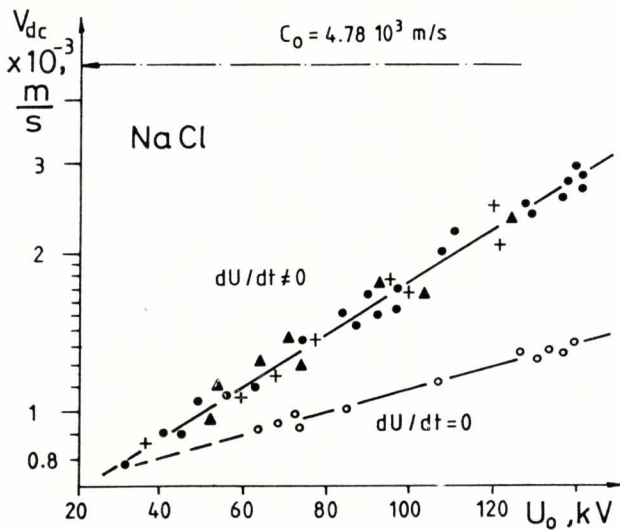


Fig. 5. Velocitat de descàrrega des del càtode,  $v_{dc}$

Amb això hom va poder expressar més clarament (figura 6) que en el cas de la descàrrega des del càtode la relació existest entre la velocitat  $v_{da}$  i la tensió d'aparició del canal,  $v_{o}$ , i el diferencial  $dV/dt$ . Les velocitats en qüestió foren determinades pel mètode de la cronografia electrònica òptica.

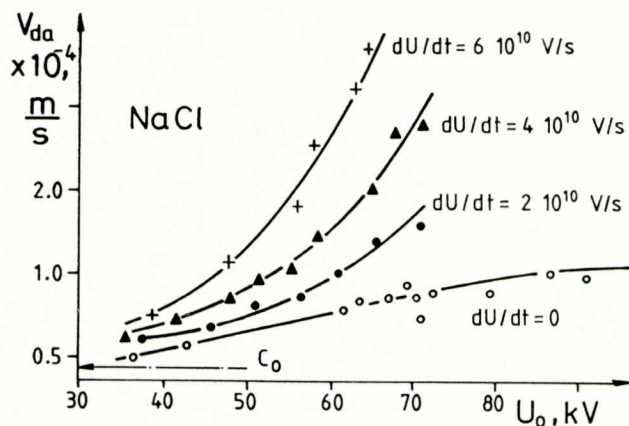


Fig. 6. Velocitat de descàrrega des de l'ànode,  $v_{da}$

### 3. MODEL ELECTROHIDRODINÀMIC DE LA DESCÀRREGA ELÈCTRICA

Els processos que tenen lloc dins dels dielèctrics a l'etapa de la pèrdua de la rigidesa elèctrica acaben amb l'aparició de la descàrrega elèctrica. Aquest procés pot ésser descrit fenomenològicament com a la difusió en el medi dielèctric de la substància plàsmica conductora que apareix com a resultat de la transició de fase corresponent.

Tenint en compte aquestes idees de la descàrrega elèctrica, el sistema general d'equacions que descriu la dinàmica de la ruptura dels medis condensats ha d'incloure les equacions de la mecànica dels medis continus generalitzats per la presència dels camps magnètics, les equacions electrodinàmiques de Maxwell, les relacions cinètiques dels processos fora d'equilibri, i les equacions termodinàmiques d'estat dels medis en qüestió.

La solució d'aquest sistema d'equacions per als dielèctrics gasosos, líquids i sòlids, en les dues variants de l'aproximació electrodinàmica (ED) i l'aproximació magnetohidrodinàmica (MHD), ve detallada als treballs de Vershinin [15-18]. En l'aproximació electrohidrodinàmica (EHD), les equacions de la hidrodinàmica com a lleis de conservació per als dielèctrics sòlids prenen la forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \rho \dot{u}_k = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \dot{u}_i + \frac{\partial}{\partial x_k} [ \rho \dot{u}_i \dot{u}_k + P_E \delta_{ik} - (\sigma_{ik}^u + \sigma_{ik}^i + \sigma_{ik}^e) ] = 0 \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \rho \frac{\dot{u}_i^2}{2} + U_E \right) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \rho \dot{u}_k \frac{u^2}{2} + \dot{u}_k W_E - \right. \\ \left. - \dot{u}_i (\sigma_{ik}^u + \sigma_{ik}^i + \sigma_{ik}^e) - x \frac{\partial T}{\partial x_k} + P^e \right] = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

on l'energia interna ve donada per:

$$U_E = U_o + \left( \frac{\partial T e_{ik}}{\partial T} \right)_p \frac{E_i E_k}{2} \quad (5)$$

l'entalpia per:

$$W_E = W_o + \left[ \left( \frac{\partial T e_{ik}}{\partial T} \right)_p - \left( \frac{\partial \rho e_{ik}}{\partial \rho} \right)_T \right] \frac{E_i E_k}{2} \quad (6)$$

la pressió per:

$$P_E = P_o - \left( \frac{\partial \rho e_{ik}}{\partial \rho} \right)_p \frac{E_i E_k}{2} \quad (7)$$

el tensor dielèctric per:

$$e_{ik} = \epsilon_o \delta_{ik} + a_1 u_{ik} + a_2 u_{ll} \delta_{ik} \quad (8)$$

el tensor de deformació per:

$$\sigma_{ik}^u = 2\mu \left[ u_{ik} - \frac{1}{3} u_{ll} \delta_{ik} + H u_{ll} \delta_{ik} - \frac{1}{2} ( a_1 E_i E_k + a_2 \delta_{ik} E^e ) \right] \quad (9)$$

el tensor de la tensió viscosa per:

$$\sigma_{ik}^i = 2\eta \left( \dot{u}_{ik} - \frac{1}{3} u_{ll} \delta_{ik} \right) + \xi u_{ll} \delta_{ik} \quad (10)$$

el tensor de la tensió elèctrica per:

$$\sigma_{ik}^e = ( E_i D_k - E_l D_l \delta_{ik} ) \quad (11)$$

i el vector de Poyinting per:

$$P^e = ( \bar{j} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} ) \varphi \quad (12)$$

$u_i$ , és el component de desplaçament i  $\dot{u}_i$  és la seva velocitat;  $\mu$  és el mòdul del desplaçament;  $H$  és el mòdul de compressió multilateral;  $\eta$  i  $\xi$  són els coeficients de viscositat volumètrica i de desplaçament, respectivament;  $x$  és el coeficient de conductivitat tèrmica;  $i, k, l = 1, 2, 3$ ; l'índex "Q" significa l'absència de camp; els índexs repetits dues vegades signifiquen addició;  $\delta_{ik}$  és el símbol de Kroneker;  $a_1$  i  $a_2$  són magnituds escalars.

A la referència [18] hom demostra que la transició de fase en presència d'un camp elèctric es realitza per a un mínim de l'estabilitat termodinàmica del sistema. L'acció que exerceixen sobre el dielèctric camps amb una intensitat real de  $10^6$  a  $10^7$  V/cm condueix a un ascens de la corba de saturació per la pressió i al creixement de les isoterms corresponents. Des del punt de vista de la física, aquest efecte pot ésser interpretat com un augment de les forces d'interacció intermolecular per l'acció del camp (com la constant de força de l'equació d'estat de van der Waals).

Aquesta conclusió es comprova amb més rigor en relació amb la descàrrega des del càtode. El caràcter pre-sònic de la difusió del front de la transició de fase suposa en aquest cas la possibilitat de la transformació successiva de la substància del dielèctric primerament en líquid i després en gas ionitzat.

En la descàrrega des de l'ànode, la natura física de la transició de fase es complica considerablement. Atès que  $V_{da} > C_o$ , les superfícies de les fases mòbils han d'excitar les ones de xoc la intensitat de les quals va determinada per la velocitat i per la geometria de la superfície de la fase i també pel nombre de Mach,  $M = D/c_o$ . Han estat registrades realment en el cas de l'aigua [19] ones que abracen la zona local en una extensió de  $1,5 \cdot 10^{-2}$  a  $2 \cdot 10^{-2}$  cm prop del capçal de la descàrrega des de l'ànode, i que es mouen amb velocitats  $D \geq 10^5$  m/s.

Però la determinació dels paràmetres de la substància del dielèctric a l'ona de xoc i fora del front d'aquesta ona,  $T_1, P_1, \rho_1 = f(M)$ , emprant les relacions conegudes [20] que no tenen en compte la singularitat de la descàrrega, pot conduir a errors considerables. Això està relacionat, com a mínim, amb la necessitat de redeterminar en presència del camp la velocitat del so en els medis dielèctrics concrets. És evident que

$$C_E^2 = \left[ \frac{\partial P(E)}{\partial \rho(E)} \right]_{S(E)} \neq C_o^2 = \left( \frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S \quad (13)$$

Aquesta concepció exposada fins aquí de la descripció dels paràmetres de la descàrrega per impulsos en els dielèctrics sòlids posa de manifest la necessitat de planificar un conjunt complex de recerques teòriques i experimentals orientades vers un únic objectiu, l'elaboració dels mètodes quantitius per al càlcul de les regularitats observades en la descàrrega per impulsos. Voldria subratllar la universalitat dels conceptes relatius a la natura de la descàrrega per impulsos comentats abans. Aquests conceptes poden ésser aplicats també a altres dielèctrics, tal com els medis líquids i els gasosos [15, 21].

La utilització directa de les equacions (2) - (4) per als càlculs quantitius ve dificultada en alguns casos per la manca de les dades necessàries. Però després de fer algunes simplificacions, aquestes equacions poden resultar útils per a comparar qualitativament els diferents dielèctrics sòlids pel que fa a les regularitats de llur ruptura per impulsos.

Cal tenir en compte per damunt de tot que les velocitats de la descàrrega,  $v_{dc}$  i  $v_{da}$ , que depenen de les condicions d'aparició d'aquesta [14], són gairebé constants dins d'una fracció considerable de l'espai de descàrrega. Aleshores, els membres de les equacions (2) - (4) que contenen  $d/dt$  poden ésser negligits. Després, en les condicions reals de la descàrrega és admissible descriure el procés segons l'aproximació unidimensional [21]. En llur aspecte més senzill, és a dir, sense prendre en consideració a les equacions (6) i (7) en el sistema de coordenades mòbils, ni la conductivitat tèrmica, ni la viscositat, ni les deformacions, ni la presència del camp, les lleis de conservació de la massa, de l'impuls i de l'energia adopten la forma següent (figura 7):

*Descàrrega des del càtode ( $v_{dc} < c_o$ )*

$$\rho_1 v_{dc} = \rho_2 (v_{dc} + v_2) \quad (14)$$

$$P_1 = P_2 + \rho_2 v_{dc} v_2 \quad (15)$$

$$\begin{aligned} h_1 + \frac{1}{2} v_{dc}^2 - \frac{\epsilon_1 E_1^2}{2} + \frac{j_{1,cond} + j_{1,cts}}{\rho_1 v_{dc}} \varphi_1 = \\ = h_2 + \frac{1}{2} (v_{dc} + v_2)^2 - \frac{\epsilon_2 E_2^2}{2\rho_2} + \frac{j_{2,cond} + j_{2,cts}}{\rho_2 (v_{dc} + v_2)} \varphi_2 \end{aligned} \quad (16)$$

Equacions de la electrohidrodinàmica

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \rho \dot{u}_k = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \dot{u}_i + \frac{\partial}{\partial x_k} [ \rho \dot{u}_i \dot{u}_k + P_E \delta_{ik} - \sum \sigma_{ik} ] = 0$$

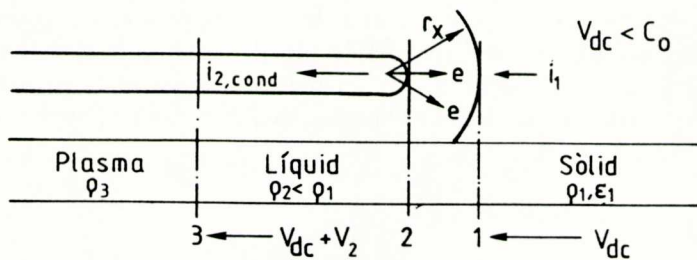
$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \rho \frac{\dot{u}_i^2}{2} + U_E \right) + \frac{\partial}{\partial x_k} [ \rho \dot{u}_k \frac{\dot{u}^2}{2} + \dot{u}_k W_E - \dot{u}_i (\sigma_{ik}^u + \sigma_{ik}^v + \sigma_{ik}^s) + K \frac{\partial T}{\partial x_k} + P^e ] = 0$$

Aproximació unidimensional

$$-Q_{dc} = \left( \frac{\epsilon_1 E_1^2}{2\rho_1} + \frac{j_{1,cond} \Delta\phi}{\rho_1 v_{dc}} \right) = \Delta h_c + v_{dc}^2 \frac{\rho_1^2 - \rho_2^2}{2\rho_2^2}$$

$$-Q_{da} = \left( \frac{\epsilon_1 E_1^2}{2\rho_1} + \frac{j_{1,cond} \Delta\phi}{\rho_1 v_{da}} \right) = \Delta h_a + v_{da}^2 \frac{\rho_2^2 - \rho_1^2}{2\rho_2^2}$$

Descàrrega des del càtode



Descàrrega des de l'ànode

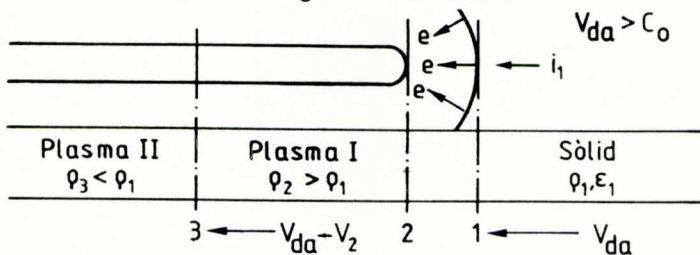


Fig. 7.

Descàrrega des de l'ànode ( $v_{da} > c_o$ )

$$\rho_1 v_{da} = \rho_2 (v_{da} - v_2) \quad (17)$$

$$\rho_1 v_{da}^2 + P_1 = P_2 + \rho_2 (v_{da} - v_2)^2 \quad (18)$$

$$\begin{aligned} h_1 + \frac{1}{2} v_{da}^2 - \frac{e_1 E_1^2}{2 \rho_1} + \frac{j_{1,cond} + j_{1,cis}}{\rho_1 v_{da}} - \varphi_1 = \\ = h_2 + \frac{1}{2} (v_{da} - v_2)^2 - \frac{e_2 E_2^2}{2 \rho_2} + \frac{j_{2,cond} + j_{2,cis}}{\rho_2 (v_{da} - v_2)} \varphi_2 \end{aligned} \quad (19)$$

on  $h_o$  i  $h_1$  són l'entalpia i  $\psi_o$  i  $\psi_1$  i el potencial;  $\epsilon_{1,2} = \epsilon_o \epsilon$ .

Donem les equacions (14), (15) i (17), (18) en la forma de les lleis de conservació dels fluxos de massa i d'impuls; les equacions (16) i (19) en la forma d'una equació de l'energia per unitat de massa.

Anem a veure les equacions de l'energia. L'elecció de les superfícies "1" i "2" (figura 7) permet d'ometre els corrents de conducció ( $j_{1,cond}$ ) en el terme de l'esquerra, i els de polarització ( $j_{2,cis}$ ) en el de la dreta. Si tenim en compte les equacions (14) i (17) i la continuïtat de la densitat del corrent a les superfícies de separació ( $j_{1,cis} = j_{1,cond}$ ), aleshores:

$$-Q_c = -\left( \frac{e_1 E_1^2}{2 \rho_1} + \frac{j_{1,cond}}{\rho_1 v_{dc}} \Delta \varphi \right) = \Delta h_c + v_{dc}^2 \frac{\rho_1^2 - \rho_2^2}{2 \rho_2^2} \quad (20)$$

$$-Q_a = -\left( \frac{e_1 E_1^2}{2 \rho_1} + \frac{j_{1,cond}}{\rho_1 v_{dc}} \Delta \varphi \right) = \Delta h_a + v_{da}^2 \frac{\rho_2^2 - \rho_1^2}{2 \rho_2^2} \quad (21)$$

El signe menys davant de Q a les equacions (20) i (21) significa que el treball es realitza contra les forces exteriors.

En fer l'anàlisi numèrica de les expressions (20), (21) i (23) cal tenir en compte que durant la descàrrega des del càtode, en les condicions reals, la superfície "1" limita la zona de la descàrrega volumètrica dels electrons injectats des del canal de descàrrega a través de la superfície "2". El seu radi efectiu és  $r_x = k U^{1/2} \gg r_o$  [22].

Durant la descàrrega des de l'ànode,  $r$ , limita la zona de la descàrrega volumètrica positiva. Hom pot suposar que aquest límit és el front de l'ona de xoc (figura 7).

En ambdós casos el corrent de cisallament,  $i_{cis}$ , curtcircuita a la superfície en forma d'un hemisferi de radi  $f_x$ :

$$i_{cis} = \frac{d(CU)}{dt} \approx 2\pi \epsilon_1 r_x^2 \left( \frac{2}{r_x} \cdot \frac{dU}{dt} + \frac{v_d}{d^2} U \right) \quad (22)$$

on  $d$  és la distància entre aquesta superfície i l'elèctrode oposat.

Per l'altre costat de la superfície "1" circula el corrent de conducció. En el capçal del canal de descàrrega de radi  $f_x$  la densitat del corrent augmenta fins al valor:

$$j_{2,cond} = \epsilon_1 \left( \frac{r_x}{r_o} \right)^2 \left( \frac{2}{r_x} \cdot \frac{dU}{dt} + \frac{v_d}{d^2} U \right) \quad (23)$$

Substituint el valor donat per (23) a les equacions (20) i (21) obtenim  $Q$  en la forma:

$$Q_{c,a} = \frac{\epsilon_1}{\rho_1} \left[ \frac{E_1^2}{2} + \Delta U \left( \frac{r_x}{r_o} \right)^2 \left( \frac{2}{r_x} \cdot \frac{dU}{dt} + \frac{v_d}{d^2} U \right) \right] \quad (24)$$

on  $\Delta U = \Delta\phi$  i  $\epsilon_1 = \epsilon_o$ .

En comparar (20) i (21) amb les proposicions anàlogues de la física de les altes densitats d'energia [20] hom observa determinades semblances. Així, per exemple, la magnitud  $Q_c$  de l'equació (20) és anàloga a la densitat d'energia de la radiació per làser  $Q = q/P_o D$ , essent  $D < c_o$  ( $q$  - W/m<sup>2</sup>). La magnitud  $Q_a$  per al cas que  $D > c_o$  coincideix amb el valor de l'efecte tèrmic de la reacció exotèrmica de la detonació d'un explosiu.

Hom pot acceptar que les magnituds  $E_1(U)$  i  $\Delta U(U)$  es poden determinar amb un grau d'exactitud suficient a partir de les expressions següents:

$$E_1 \approx \frac{2U}{r_x \left( \frac{\ln 4d}{r_x} \right)^2} \approx \frac{U}{5r_x}, \quad \Delta U \approx \frac{E_1 - E_2}{2} r_x \approx 0.1U$$

que impliquen acceptar que  $E_2 = 0$  [22]. Aleshores:



$$2 \cdot 10^{-2} \frac{\epsilon_1}{\rho_1} \left[ \frac{U^2}{r_x^2} + \left( \frac{r_x}{r_o} \right)^2 \frac{10U}{r_x v_d} \left( \frac{dU^2}{dt} + \frac{r_x v_d}{2d^2} U \right) \right] = \Delta h + f(\rho_1, \rho_2) v_d^2 \quad (25)$$

on  $f(\rho_1, \rho_2)$  per a les descàrregues des del càtode i des de l'ànode té, respectivament, les formes següents:

$$f_c = \frac{\rho_1^2 - \rho_2^2}{2\rho_2^2}, \quad f_a = \frac{\rho_2^2 - \rho_1^2}{2\rho_2^2} \quad (26)$$

Hom pot simplificar l'equació (25). Al moment d'iniciar-se la descàrrega ( $t = t_o$ ,  $U = U_o$ , essent mínims els valors de la tensió disruptiva i, relativament, les velocitats de descàrrega ( $v_{dc} \leq 10^{-3}$  m/s,  $v_{da} \geq c_o \cdot \Delta h = \Delta h_{sin}$ ), hom pot ometre el component hidrodinàmic de les pèrdues d'energia  $V_{f(\rho_1, \rho_2)}^2$ . En aquestes condicions, a més, essent la magnitud de la distància de descàrrega  $\Delta \geq 10^{-3}$  m, i  $dU/dt \geq 10^8$  V/s, es compleix que:

$$\frac{2}{r_x v_d} \cdot \frac{dU}{dt} > \frac{U}{d^2}$$

i aleshores:

$$2 \cdot 10^{-2} \frac{U_o^2}{r_x^2} + \left( \frac{r_x}{r_o} \right)^2 \frac{U_o}{5v_d} \cdot \frac{\left( \frac{dU}{dt} \right)}{r_x} = \frac{\rho_1}{\epsilon_1} \Delta h_{min} \quad (27)$$

Des del punt de vista pràctic és important que l'equació (25) estableix la relació existent entre els paràmetres de la tensió imposada ( $U$ ,  $dU/dt$ ) i els de les característiques espai-temps imposades ( $v_d$ ,  $d$ ,  $r_o$  i  $r_x$ ) i de les propietats del dielèctric ( $\epsilon_1$ ,  $\Delta h$ ).

L'equació (27) permet d'explicar la natura de diverses de les regularitats observades en les descàrregues. Així, la necessitat d'augmentar la tensió en els impulsos rectangulars de tensió fins al valor de ruptura,  $U_o = U_{rup}$ , es relaciona amb l'exclusió del terme que conté  $dU/dt$  de l'equació (27). El fet que  $v_{dc}$  sigui independent dels valors de  $dU/dt \neq 0$  pot ésser considerat una conseqüència de mantenir constant la raó  $(dU/dt)/r_x$ . L'experiment (figures 5 i 6) posa de manifest que si el gruix del dielèctric és  $\Delta \geq 10^{-3}$  m, les magnituds  $U_o$  i  $v_d$  són independents de  $\Delta$ ; la qual cosa es dedueix directament de l'equació (27), que no inclou el valor  $\Delta$ .

En realitzar mitjançant l'equació (27) l'anàlisi quantitativa de les regularitats de la descàrrega cal tenir en compte que en totes les equacions de

l'energia, des de les (16) i (19) fins a la (27), està exagerada la part del balanç energètic corresponent a "les despeses", mentre que està disminuïda la part corresponent als "ingressos". Això és conseqüència de les hipòtesis fetes i de les aproximacions acceptades. Així, l'energia conservada en el dielèctric davant de la superfície de fase "1" degut a les deformacions i a les tensions de viscositat (la qual ha estat calculada a (4)), en les condicions reals es desprèn posteriorment en forma d'energia calorífica que facilita la transició de fase. Així, aquesta transició de fase es realitza en presència del camp elèctric amb un consum d'energia menor [18]. Aquestes circumstàncies no són preses en consideració a l'equació (27). Quan s'empra aquesta equació amb el valor experimental de  $r_o$ , els valors calculats de  $r_x/r_o$  resulten exagerats.

Malgrat aquestes dificultats, l'enfocament que hem exposat obre unes possibilitats noves per al pronòstic de les propietats dels dielèctrics. En efecte, de l'equació (27) es pot deduir que el paràmetre que determina les característiques espai-temps de la descàrrega és  $\rho_1 \Delta h / \epsilon_1 = \Delta h_v / \epsilon_1$ , és a dir, la raó entre la variació d'entalpia per unitat de volum del dielèctric i la permitivitat dielèctrica d'aquest. Això vol dir que si augmenta  $\Delta h$ , i minva  $\epsilon_1$ , la rigidesa elèctrica del dielèctric augmentarà. Consideracions qualitatives anàlogues es poden formular també en relació a altres característiques de la descàrrega.

Experimentalment hom ha posat de manifest [14] que la velocitat de descàrrega depèn dels valors instantanis  $U_o$  i  $dU/dt$ . La velocitat es manté constant per tota la distància de descàrrega  $o$ , almenys, per una part considerable d'aquesta. Aleshores:

$$U_{rup} = U_o + \frac{dU}{dt} \cdot \frac{\Delta}{v_d} \quad (28)$$

La resolució conjunta de les equacions (27) i (28) permet introduir explícitament a la (27) la magnitud de la tensió disruptiva  $U_{rup}$ :

$$a U_{rup}^2 - (2a\Delta - b) \frac{\left(\frac{dU}{dt}\right)}{v_d} U_{rup} + (a\Delta - b) \frac{\Delta}{v_d^2} \left(\frac{dU}{dt}\right)^2 = \frac{\Delta h_v}{\epsilon_1} \quad (29)$$

on  $a = 2(10r_x)^{-2}$ ,  $b = 2(10r_x)^{-1}(r_x/r_o)^2$ . Si  $(r_x/r_o) < 10^2$  i  $\Delta \leq 10^{-2}$  cm, la desigualtat  $b \gg a$  es compleix i en aquestes condicions, doncs,

$$\frac{U_{rup}}{50r_x} + \left(\frac{r_x}{r_o}\right)^2 \frac{\left(\frac{dU}{dt}\right)}{v_d} \frac{U_{rup}}{5r_x} - \left(\frac{r_x}{r_o} \cdot \frac{dU}{dt}\right)^2 \frac{\Delta}{5r_x v_d^2} = \frac{\Delta h_v}{\epsilon_1} \quad (30)$$

L'equació (27) descriu la condició d'aparició de la descàrrega en el dielèctric sòlid; la (30) descriu la seva terminació.

Si la descàrrega apareix i es desenrotlla sota la influència d'impulsos rectangulars ( $dU/dt = 0$ ,  $U_o = U_{rup}$ ), aleshores:

$$U_{rup}^2 = 50r_x^2 \left( \frac{\Delta h_v}{\epsilon_1} \right) \quad (31)$$

Actualment, la determinació de la magnitud  $\Delta h_v$  (P,T) no presenta dificultats especials. Existeixen programes d'ordinador que permeten de calcular el contingut d'entalpia i els paràmetres termodinàmics de les substàncies dielèctriques de pràcticament qualsevol complexitat, dins dels intervals:  $1 \leq P \leq 10^{12}$  Pa,  $0 \leq T \leq 10^7$  K (figura 8).

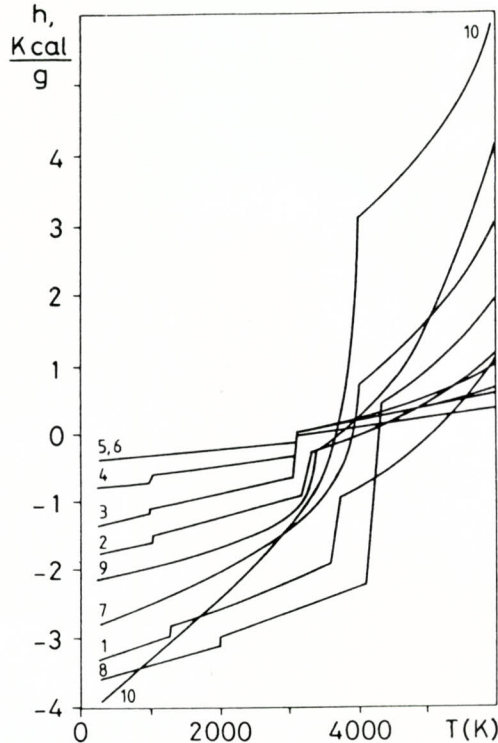


Fig. 8. Dependència de  $h$  vs  $T$ , per a  $P = 10^7$  Pa.

- |         |        |                         |                       |
|---------|--------|-------------------------|-----------------------|
| 1. NaF  | 4. KBr | 7. $MgSO_4 \cdot 7H_2O$ | 10. $(-CH_2-CH_2-)_n$ |
| 2. NaCl | 5. KI  | 8. $SiO_2$              |                       |
| 3. KCl  | 6. RbI | 9. $(-CF_2-CF_2-)_n$    |                       |

Hom realitzà la comparació dels valors de  $\Delta h_v/\epsilon\epsilon_0$  obtinguts d'aquesta manera amb els de  $U_{rup}$ , per a igualtat del gruix dels dielèctrics, dels sistemes d'electrodes i de la forma de la tensió aplicada, admetent que la magnitud  $\Delta h_v$  correspon a la vaporització (sublimació) de la substància del dielèctric. Hom constatà que sota aquest supòsit la dependència de  $U_{rup}$  de  $\Delta h_v/\epsilon\epsilon_0$  té la forma:

$$U_{rup} = c \left( \frac{\Delta h_v}{\epsilon\epsilon_0} \right)^\alpha$$

L'exponent  $\alpha$  té un valor comprès entre 0,8 i 1,2, segons quina sigui la pressió admesa,  $10^{11} \geq p \geq 10^5$  Pa. La pressió  $P = 10^7$  Pa resulta ésser la més còmoda per als càlculs pràctics, ja que en aquest cas  $\alpha = 1$  i la dependència anterior adquireix la seva forma més senzilla. Si  $\Delta = 10^{-4}$  m i  $dU/dt = 0$ , la probabilitat de la ruptura és del 50 %; aleshores:

$$U_{rup} = 5 \cdot 10^{-17} \left( \frac{\Delta h_v}{\epsilon\epsilon_0} \right) \quad (32)$$

La comparació de l'equació (32) amb la (31) permet de calcular en aquestes condicions el valor de  $r_x$ :

$$r_x = 5 \cdot 10^{-18} \left( \frac{2\Delta h_v}{\epsilon\epsilon_0} \right) \quad (33)$$

En resum, hem de remarcar que les idees sobre la natura física de la descàrrega elèctrica en el sí dels dielèctrics sòlids que hem exposat fins ara descriuen només els resultats de les primeres etapes de les recerques en curs. Ha de quedar clar que aquest model unilíquid electrohidrodinàmic només és correcte quan són mínims els valors de  $U_0$ , de  $dU/dt$  i de  $v_d$ . La descripció teòrica i la investigació de les descàrregues amb velocitats  $v_d \geq 10^5$  m/s plantegen la necessitat de desenvolupar els models "bilíquids", el quàntic i l'electrohidrodinàmic, del procés. Dins els límits d'aquestes models cal examinar el comportament autoconcordant dels components lleuger (elèctric) i pesant (iònic o de fons) del dielèctric i del plasma del canal abans i després de la transició de fase.

La determinació dels paràmetres termodinàmics del procés i de les transformacions de fase en presència de camps elèctrics són les tasques més serioses i més importants des del punt de vista pràctic. Els resultats d'aquestes investigacions seran ben originals, perquè els camps locals asso-

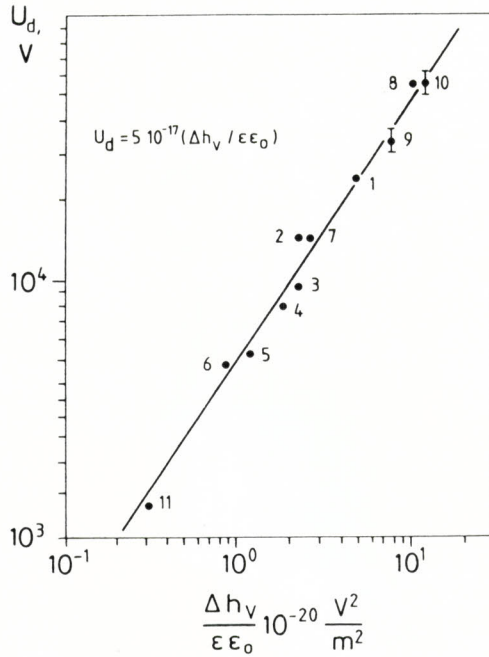


Fig. 9. Dependència de  $U_{rup}$  de  $\Delta h_v / \epsilon \epsilon_0$ .  
 $\Delta = 10^{-4}$  m,  $dU/dt = 0$

- |         |                         |                       |
|---------|-------------------------|-----------------------|
| 1. NaF  | 5. KI                   | 9. $(-CF_2-CF_2-)_n$  |
| 2. NaCl | 6. RbI                  | 10. $(-CH_2-CH_2-)_n$ |
| 3. KCl  | 7. $MgSO_4 \cdot 7H_2O$ | 11. $BaTiO_3$         |
| 4. KBr  | 8. $SiO_2$              |                       |

leixen en les condicions de la ruptura valors molt considerables ( $E \geq 10^{10}$  V/m). Sorgeix aquí la necessitat d'elaborar els programes d'ordinador necessaris per als càlculs dels paràmetres termodinàmics en presència de camps elèctrics molt intensos.

Les recerques experimentals sistemàtiques de les velocitats de descàrrega en diferents ambients dielèctrics, per a diferents formes de la tensió aplicada, adquireixen un valor especial. Amb aquestes es relaciona la necessitat d'investigar també les regularitats del corrent hidrodinàmic del plasma a l'interior del canal de descàrrega. Això darrer forneix noves possibilitats per a la determinació experimental de l'estat del plasma en el canal de la descàrrega.

El camí recorregut fins ara per aquesta via sembla ésser molt prometedor. Actualment, l'ús del paràmetre  $\Delta h / \epsilon \epsilon_0$  permet de valorar i de comparar les propietats dels dielèctrics, tant dels de natura orgànica com dels

inorgànics. Aquest mètode pot servir de base per al disseny de dielèctrics amb propietats físiques planificades *a priori*, perquè la magnitud  $\Delta h_v$ , és sensible a les condicions de l'ambient exterior i també als defectes que apareixen a l'estructura del dielèctric i als canvis estructurals i químics d'aquest, així com també als canvis de procedència de la radiació ionitzant.

## BIBLIOGRAFIA

1. SKAVANI, G. I. Fizika Dielektrikov (Oblast' Sil'nykh Polej). Moscow, 1958.
2. FRANZ, W. Dielectricischer Durchschlag. Hadbuch der Physik, vol. 17, 1956.
3. O'DWYER, J. J. The theory of electrical conduction and breakdown in solid dielectrics. Nova York-Londres, 1974.
4. LIPARY, N. O. i KUNZ, A. B. Phys. Rev., **3**, 491 (1971).
5. LAMPERT, M. A. i MARK, P. Current injection in solids. Nova York- Londres, 1970.
6. BONTX-BRUEVITX, V. L., ZVIAGIN, I. P. i MIRONOV, A. G. Domennaia elektritxeskaia neustojtxivost' v poluprovodni kakh. Moscow, 1972.
7. CONWELL, E. M. High-field transport in semiconductors. Nova York-Londres, 1967.
8. VERSHININ, Y. N. Elektritxeskiy proboj tverdykh dielektrikov. Novosibirsk, 1968.
9. VERSHININ, Y. N. i ZOTOV, Y. A. Peregrevnaia neustojtxivost' v kristallitxeskikh izoliatorakh v predprobivnom elektritxeskom pole. F.T.T., tom 17, vol. 3, p. 826, 1975.
10. VERSHININ, Y. N. i ZOTOV, Y. A. Vliianie akustitxeskogo rasseianiia na mekhanizm narusheniia elektritxeskoj protxnosti ionnyx kristallov. F.T.T. tom 17, vol. 12, p. 3487, 1975.
11. VERSHININ, Y. N. i ZOTOV, Y. A. Vliianie nizkix temperatur na mekhanizm probويا tverdykh dielektrikov.
12. VERSHININ, Y. N. Domennyi mekhanizm probويا tverdykh dielektrikov. VELK, d. 18, secció 3A. Moscow, 1977.
13. FRÖHLICH, H. i PARANJAPÉ, B. V. Proc. Phys. Soc., **69**, 21 (1956).
14. VERSHININ, Y. N. Sootnoshenie skorostej elektritxeskogo razriada i zvuka v tverdom dielektrike. Zh. T. F., **59** (2), 158 (1989).
15. VERSHININ, Y. N. i PLESHANOV, A. S. K obshchim uravneniiam probويا kondensirovannykh sred. Izvestiia A. N. SSSR, Energetika i Transport, **6**, 75 (1987).
16. VERSHININ, Y. N. i PLESHANOV, A. S. K obshchej postanovke zadatxi dinamike probويا tverdykh dielektrikov v kvaziidnomernom priblizhenii. Izvestiia A. N. SSSR, Energetika i Transport, **1**, 57 (1988).

17. VERSHININ, Y. N. i PLESHANOV, A. S. K. asimptotitxeskoj kinetike teplovogo proboia tverdykh dielektrikov. Zh. Prikl. Mekh. i Tekh. Fiziki. C.O. A. N. SSSR, **4**, 23 (1988).
18. VERSHININ, Y. N. i PLESHANOV, A. S. O vliianii elektritxeskogo polia na fazovyj perekhod v sisteme s real'nyim uravneniem sistoianii. Izvestiia A. N. SSSR, Energetika i Transport, **4**, 163 (1989).
19. GRAVILOV, I. M., KUKHTA, V. R., LOPATIN, V. V., PETROV, P. G. i USHAKOV, V. Ia. Formirovanie impul'snogo razriada v vode. Izv. VUZov, Fizika, **1** (1989).
20. Physics of high energy density. Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Academic Press, Nova York-Londres, 1971.
21. VERSHININ, Y. N. i PLESHANOV, A. S. O prirode minimuma vol't-sekundnoj kharakteristiki pri proboe dielektrikov. Elektritxestsvo, **12**, 54 (1988).