Sur la rupture thermique filamentaire différée dans les isolants électriques

R. Goffaux, Rui Coelho

► To cite this version:

R. Goffaux, Rui Coelho. Sur la rupture thermique filamentaire différée dans les isolants électriques. *Revue de Physique Appliquée*, 1982, 17 (2), pp.55-64. 10.1051/rphysap:0198200170205500 . jpa-00244972

HAL Id: jpa-00244972

<https://hal.science/jpa-00244972>

Submitted on 1 Jan 1982

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification

Physics Abstracts

77.20 — 77.40 — 77.50 — 44.00

Sur la rupture thermique filamentaire différée dans les isolants électriques

R. Goffaux

Laboratoire de Recherches, Ateliers de Construction de Charleroi, B.P. n° 4, 6000 Charleroi, Belgique

et R. Coelho

Laboratoire de Physique des Décharges (*), Ecole Supérieure d'Electricité, 91190 Gif sur Yvette, France

(Reçu le 3 juin 1981, révisé le 2 novembre 1981, accepté le 12 novembre 1981)

Résumé. — On présente un modèle détaillé de la disruption de films isolants inhomogènes soumis à un champ électrique intense pendant une durée dépassant quelques millisecondes. C'est ce type de rupture — en opposition à la disruption électronique par avalanche s'amorçant avec un délai beaucoup plus court sous un champ plus élevé — que nous appelons *rupture thermique différée*. Le modèle repose sur les interactions existant entre les électrons mobiles, les électrons piégés dans les états de surface localisés (par exemple aux interfaces entre zones amorphes et zones cristallines), et des ions mobiles résiduels ou créés par électrodissociation. On montre que ces interactions peuvent aboutir à la formation transitoire de canaux par lesquels l'énergie accumulée dans l'échantillon et éventuellement dans la source pourrait se dissiper et amorcer une rupture thermique. Ce modèle rend compte des oscillations de courant parfois observées avant la rupture, et de l'influence de l'aire S des électrodes sur le champ disruptif E et sa dispersion. Pour des feuilles minces, il conduit à une relation de la forme $SE^4 = \text{Cte}$, en accord avec certains résultats expérimentaux. Il est cohérent dans la mesure où on admet que l'impédance des canaux commence par croître à partir d'une valeur basse liée à leur caractère capacitif, avant de décroître du fait de la dissipation.

Abstract. — We present a detailed model for the electrical breakdown of inhomogeneous insulating films submitted to a high electric field during more than a few milliseconds. The process under investigation here is called *delayed thermal breakdown* — as opposed to the electronic avalanche breakdown appearing with a shorter time lag under a higher applied field. The model is based on the interplays between electrons in a free state and/or trapped in surface states, namely at boundaries between amorphous and crystalline areas on the one hand, and ions originating from naturally ionized or electrodisassociated impurities on the other hand. We show that these interplays may favour the transient formation of relatively conducting channels in which the energy stored in the sample — and possibility in the source — might initiate a thermal breakdown. The model accounts for the current oscillations sometimes observed before puncture, and for the influence of the area S of the electrodes on the breakdown field E and its scatter. For thin samples, it predicts a law of the form $SE^4 = \text{Cte}$, in agreement with some experimental results. It is self-consistent provided that one assumes that the impedance of the channels first quickly rises from a low level related to their capacitive character, before decreasing by dissipation.

1. Introduction. — Nous nous intéressons dans ce travail à la rupture diélectrique de feuilles isolantes soumises à un champ continu ou alternatif d'amplitude telle que la disruption ne s'amorce pas immédiatement après l'application de la tension (comme dans le cas d'un essai de rupture en impulsion), mais avec un délai de plusieurs millisecondes, donc nettement supérieur au retard statistique (statistical time-lag), d'un claquage purement électronique par avalanche. Le champ qui déclenche cette rupture différée peut

être nettement moins élevé que celui qui provoque la rupture purement électronique, mais c'est lui qui intervient le plus souvent dans les applications pratiques.

La théorie classique de la disruption purement thermique d'isolants solides a été rappelée et discutée dans un article précédent [1] qui sera appelé CG 1 dans la suite du texte. Elle est basée sur la production d'une instabilité thermique qui est réalisée lorsque le taux d'énergie dissipée par effet Joule dans le matériau dépasse celui qui peut être éliminé par transfert dans l'environnement immédiat. Cette théorie

(*) E.R. 114 du C.N.R.S.

suppose que le matériau est homogène et que le courant est distribué de manière uniforme dans l'échantillon. Ces hypothèses étant, comme on le verra, grossièrement simplificatrices, il n'est pas surprenant que des écarts à cette théorie aient été constatés expérimentalement, en particulier en ce qui concerne l'influence du type de sollicitation électrique, de la température et de l'épaisseur de l'échantillon sur la tension disruptive, ainsi que sur les temps de retard observés.

En fait, il apparaît clairement à l'examen du tableau IV de CG 1 qu'un claquage purement thermique ne peut s'amorcer dans un échantillon homogène de faible épaisseur que si sa conductivité à la température ambiante est de l'ordre de

$$10^{-10} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}.$$

Or, cette valeur est nettement supérieure à celle des isolants utilisés habituellement en électrotechnique et en électronique, même si l'on tient compte de l'effet du champ sur la conductivité.

En se basant sur les nombreux travaux concernant les transitions de conductivité et le percement filamentaire dans les calchogènes et les films polymériques (effet Ovshinski), on est en droit de suggérer qu'à l'instant qui précède la rupture les porteurs sont transférés par un ou plusieurs canaux filamenteux liés aux hétérogénéités de l'échantillon, et que la rupture proprement dite se produit dans l'un de ces canaux.

Bien qu'il n'existe à notre connaissance aucune évidence directe de l'existence éphémère de canaux de conduction avant le percement, plusieurs observations indépendantes suggèrent que de tels canaux apparaissent effectivement avant d'aboutir — plus ou moins rapidement suivant les paramètres expérimentaux — au percement de l'échantillon.

Des relaxations du courant prédisruptif ont été observées dans des configurations aussi différentes que des feuilles de polyéthylène basse densité de 0,1 mm d'épaisseur [2] et des films de SiO_2 d'épaisseur submicronique [3]. Dans les deux cas, les relaxations observées sont relativement semblables (cf. Fig. 1) à ceci près que les pseudo-fréquences diffèrent de 7 ordres de grandeur. Dans le cas du polyéthylène, il a été prouvé qu'à tension appliquée constante, aucun indice prémonitoire tel qu'une augmentation du courant moyen ou de la pseudo-fréquence des relaxations ne permet de prévoir l'imminence du percement, ce qui montre que les relaxations antérieures à celle qui déclenche le percement ne modifient pas l'échantillon dans son ensemble.

L'un d'entre nous (R. G.) a observé sur des condensateurs secs au polypropylène une corrélation étroite entre les impulsions prédisruptives et les démetal-lisations locales du film, qui apparaissent ainsi comme des révélateurs de canaux non disruptifs.

On peut donc imaginer que le percement s'effectuerait en deux étapes : une phase initiale caractérisée

Fig. 1. — Exemples d'oscillations de relaxation du courant au voisinage de la rupture. a) dans une feuille épaisse de polyéthylène (100 μm), d'après Toureille. b) dans un film mince de SiO_2 (0,2 μm), d'après Shatzkes.

[Examples of current relaxations near breakdown. a) in a thick polyethylene (100 μm) sheet, after Toureille. b) in a thin (0.2 μm) SiO_2 film, after Shatzkes.]

par l'apparition d'un ou plusieurs canaux de conduction, suivie d'une phase de dissipation au cours de laquelle un canal de conduction se transformerait en canal disruptif.

Dans une monographie classique sur la disruption des films isolants, Klein [4] avait déjà distingué les mécanismes *initiateurs* associés à la formation d'un canal (en principe par avalanche électronique) des mécanismes de *dégradation* liés au transfert dans le canal de l'énergie électrique disponible. Sans entrer ici dans le détail, on conçoit que l'évolution de la deuxième phase dépend de la façon dont l'énergie électrique disponible dans le système source-échantillon peut se dissiper dans le canal.

La surface sous tension est un paramètre important, mais relativement peu étudié, de la disruption des films isolants. Il est acquis, en effet, que le champ disruptif varie en sens inverse de cette aire [5]. Cet effet, qui peut être lié au nombre de défauts sollicités par le champ, apporte un argument supplémentaire à la thèse de l'origine localisée du percement, et son importance a justifié l'expérimentation dont les résultats seront présentés au paragraphe 4.2.

Enfin, la branche de résistance différentielle négative parfois observée sur les caractéristiques courant-tension de films polymériques [2, 6] peut également être imputée à des processus prédisruptifs localisés.

Comme l'a montré Ridley [7], fluctuations prédisruptives, courant filamentaire et résistance différentielle négative sont trois aspects complémentaires du principe thermodynamique de la production minimale d'entropie, mais ce principe global ne permet pas d'expliquer les interactions microscopiques existant entre ces phénomènes. En vue d'essayer de rendre compte des principales observations, nous proposons

ici une nouvelle interprétation microscopique de la disruption thermique différée. D'après notre interprétation, le champ électrique localement amplifié par des charges d'espace favoriserait l'émission d'électrons à partir d'états de surfaces, et l'accroissement local de conductivité qui en résulterait permettrait la formation d'un canal conducteur. Le comportement de ce canal serait régi, dans le cas d'une oscillation alternative, par l'interaction source-objet. Avant de préciser ce modèle, nous allons essayer de clarifier certains aspects de la conduction électrique des couches isolantes, et en particulier des couches polymériques, sous un champ électrique élevé.

2. Nature de la conduction électrique. — Il paraît établi aujourd'hui que la conduction électrique permanente observée sur des films isolants est de nature électronique. Toutefois, l'expérience montre que des déplacements d'ions président à l'établissement de la conduction sous champ électrique très élevé. Ces déplacements ioniques semblent être en particulier à l'origine de l'anomalie du courant transitoire de charge, observée sous un champ appliqué de l'ordre de 10^8 Vm^{-1} . Au lieu de décroître monotoniquement comme pour un champ plus faible, le courant de charge passe alors par un minimum, et Bui Ai *et al.* [8] ont remarqué que la durée requise pour que le courant atteigne sa valeur minimum augmente avec la pression hydrostatique appliquée. Or en diminuant le volume libre disponible, la pression fait obstacle au déplacement des ions, de sorte que le retard observé du minimum est manifestement lié aux mouvements ioniques. La présence d'ions mobiles dans des films polymériques est confirmée expérimentalement par les mesures de dispersion diélectrique aux très basses fréquences ($10^{-4} < \nu < 10^{-1} \text{ Hz}$), pour lesquelles l'amplitude de leur mouvement dans le champ périodique appliqué est une fraction non négligeable de l'épaisseur de l'échantillon.

L'accumulation des ions aux électrodes et aux interfaces entraîne une concentration localisée du champ électrique et une augmentation significative de la capacité de l'échantillon, qui a été observée sur divers polymères, en particulier sur des films de polyamide, de polyéthylène basse densité et de polypropylène isotactique [9].

Il résulte de cette discussion que la conduction électrique des couches polymériques (et des films isolants en général) est gouvernée par des contributions électronique et ionique dont l'importance relative dépend notamment du champ électrique appliqué, de la nature du matériau, de sa structure et des inhomogénéités de répartition des centres d'impuretés (un champ suffisamment intense peut d'ailleurs, suivant le cas, ioniser ou dissocier les centres d'impuretés).

3. Présentation du modèle. — 3.1 APPARITION D'UN CANAL. — Le diagramme de la figure 2 représente une modélisation possible des interactions opérant au

Fig. 2. — Modèle proposé pour la production pseudo-récurrente d'oscillations de courant avec formation de précanaux ($\times$ = produit, E.S. = états de surface).

[Model proposed for producing pseudo-recurrent current oscillations in a channel ($\times$ = produces, S.S. = surface states).]

voisinage d'une interface, et pouvant déclencher la formation d'un canal. On notera le rôle moteur joué par les ions (résiduels et/ou électrodissociés) qui, en s'accumulant à la barrière sous l'effet du champ, tendent à amincir cette barrière et à permettre ainsi aux électrons piégés dans les états de surface d'en être extraits par effet tunnel (Fig. 3).

L'abaissement de la barrière qui résulte du vidage partiel des états de surface augmente localement la conductivité du matériau, de sorte que le champ électrique moyen augmente dans l'axe de la zone à conductivité accrue. Cette augmentation du champ favorise à son tour la formation de zones conductrices dans l'axe de la zone formée initialement, et on conçoit ainsi que la juxtaposition des zones conductrices va pouvoir former un pont relativement conducteur entre les électrodes. Toutefois, l'analyse de la figure 2 montre que la formation d'une zone conductrice est réversible, du fait de la diffusion des ions, qui permet la reconstitution des centres et le repeuplement des états de surface. On assiste donc à un processus instable, susceptible de produire des oscillations de relaxation, au même titre qu'un circuit du type Van der Pol [10] dans lequel l'éclateur serait remplacé par la barrière germe.

Au stade actuel de l'investigation, il est prématuré d'essayer d'analyser quantitativement les critères d'instabilité et les caractéristiques des oscillations liées à la formation du canal. Tout au plus pourrait-on tenter d'évaluer la tension minimale nécessaire à son maintien, et de préciser de quelle manière le champ élec-

Fig. 3. — Schéma d'une double barrière (interfaciale) de potentiel. *a*) avant application de la tension ; *b*) après application de la tension (les états de surface se dépeuplent par effet tunnel à travers la barrière).

[Schematic of double interface potential barrier. *a*) before application of voltage. *b*) after application of voltage.]

trique peut contribuer, par un effet du type Poole-Frenkel ou Onsager [11], au repeuplement des états de surface d'une barrière *abaissée*. Néanmoins, le modèle proposé ici semble réunir les conditions requises pour l'apparition d'un canal.

3.2 STABILITÉ DU CANAL. — Le canal peut relaxer, produisant les oscillations de courant évoquées plus haut, ou se transformer en canal disruptif si l'énergie électrique disponible dans la capacité que représente l'échantillon, et éventuellement (en alternatif) dans l'inductance de la source, peut se dissiper efficacement dans le canal. L'inégalité exprimant cette hypothèse fixe une limite inférieure au rayon du canal. Par ailleurs, le temps caractéristique d'échauffement du canal doit être *inférieur* à la constante de temps du circuit de charge constitué par la capacité de l'échantillon et l'impédance du canal *chaud*, faute de quoi l'échantillon s'est déchargé dans le canal *avant* que la température dans ce dernier ait pu atteindre une valeur susceptible de provoquer la rupture (point de fusion par exemple). Ceci implique que l'impédance de l'échantillon n'est pas très supérieure à celle de la source et dans ce cas,

la tension à travers l'échantillon s'affaisse à une valeur qui peut être insuffisante pour entretenir le canal. (En alternatif, il faut considérer l'impédance critique source-objet $\sqrt{\mathcal{L}/c}$, $\mathcal{L}$ étant l'inductance du transformateur.)

Ainsi, pour préciser la deuxième condition énoncée plus haut, il faut calculer les quantités suivantes :

τ : temps critique d'échauffement du canal,

$\mathcal{R}$: résistance critique du canal *chaud*,

C : capacité de l'échantillon, qui peut être différente de sa capacité géométrique s'il contient des charges d'espace suffisamment localisées (cf. Annexe I),

et le critère de claquage s'exprime par l'inégalité :

$$\tau \leq \mathcal{R}C. \quad (1)$$

Les quantités τ , $\mathcal{R}$ et C vont être calculées dans la section 4 en utilisant, comme CG1, l'approximation de Wagner pour la conductivité.

4. Dissipation dans le canal. — Dans une première approche, nous assimilons le canal à un cylindre purement résistif de longueur L (épaisseur de l'échantillon) et de rayon R que nous supposons constant. La validité des calculs ci-dessous est limitée au cas $R \ll L$, ce qui fixe pour R une limite supérieure de l'ordre de $2 \mu\text{m}$ pour un échantillon de $20 \mu\text{m}$ d'épaisseur.

Nous allons étudier le profil de température à l'équilibre dans ce canal, puis son évolution, en faisant les hypothèses supplémentaires suivantes :

1. La conductivité initiale du canal est $\sigma \gg \sigma_0$.

2. La dissipation dans le canal augmente sa température locale, et la conductivité $\sigma(T)$ obéit à la loi de Wagner décrite dans CG1 :

$$\sigma(T) = \sigma \exp[(T - T_0)/\theta] \quad (2)$$

3. La surface du canal reste à la température T_0 .

4.1 EQUILIBRE THERMIQUE. — L'équation générale de la conservation du flux de chaleur est

$$K \nabla^2 T + \sigma E^2 = 0 \quad (3)$$

où K est la conductivité thermique du canal, supposée invariante. Dans notre problème, le champ E est constant ($E = V/L$) et la variable est r . L'équation (3) devient alors

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) + \frac{\sigma}{K} E^2 = 0. \quad (4)$$

En tenant compte de (2) et en posant

$$y = (\sigma E^2 / K \theta) \exp[(T - T_0)/\theta],$$

l'équation (4) devient :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{r}{y} \frac{dy}{dr} \right) + y = 0. \quad (5)$$

Becker [12] a montré que cette équation admet comme solution

$$y(r) = 8 a(1 + ar^2)^{-2} = (1 + ar^2)^{-2} y(0). \quad (6)$$

La condition $T(R) = T_0$ implique

$$8 a K \theta = \sigma E^2 (1 + a R^2)^2, \quad (7)$$

équation qui détermine la constante a .

De (6) et (7), on déduit

$$\sigma(r) = \sigma \left(\frac{1 + a R^2}{1 + ar^2} \right)^2 \quad (8)$$

et

$$T(r) = T_0 + 2 \theta \ln \frac{1 + a R^2}{1 + ar^2}. \quad (9)$$

Le courant total $I = 2 \pi E \int_0^R \sigma(r) r dr$ circulant le long du canal est, en vertu de (8) :

$$I = \pi \sigma E R^2 (1 + a R^2). \quad (10)$$

Comme $E = V/L$, l'élimination de a entre (7) et (10) conduit à la relation suivante pour la caractéristique réduite du canal :

$$v = \frac{2 i}{1 + i^2} \quad (11)$$

avec $i = I/I_c$, $v = V/V_c$, les courant et tension critiques I_c et V_c étant donnés par $I_c = 2 \pi R (2 K \theta \sigma)^{1/2}$ et $V_c = (L/R) (2 K \theta / \sigma)^{1/2}$.

La caractéristique réduite représentée figure 4 met en évidence le point critique $i = v = 1$. Sa forme rappelle celle des caractéristiques étudiées dans CG1.

Fig. 4. — Caractéristique réduite $i(v)$ correspondant à un canal (11).

[Reduced characteristics $i(v)$ for a channel (eq. (11)).]

En posant $\rho = r/R$ et en notant que $a R^2 = i^2$, les principaux résultats de cette analyse sont donnés dans le tableau I suivant :

Tableau I. — *Caractéristiques critiques.*

Température $T(i, \rho)$

$$T_0 + 2 \theta \ln \frac{1 + i^2}{1 + i^2 \rho^2}. \quad (12)$$

Température critique sur l'axe ($i = 1, \rho = 0$)

$$T_0 + 2 \theta \ln 2. \quad (13)$$

Puissance critique W_c

$$4 \pi L K \theta. \quad (14)$$

Résistance critique $\mathcal{R}_c$

$$L(2 \pi \sigma R^2)^{-1} = \frac{\mathcal{R}_0}{2}. \quad (15)$$

Champ critique $E_c = V_c/L$

$$\frac{1}{R} \sqrt{\frac{2 \theta K}{\sigma}}. \quad (16)$$

La valeur numérique de la conductivité thermique des polymères est connue [13], et pour tenir compte de la contribution des électrons présents dans le canal, on peut admettre que K est de l'ordre de $1 \text{ watt m}^{-1} \text{ Deg}^{-1}$. En éliminant le produit σR^2 entre (16) et l'expression $L(\pi \sigma R^2)^{-1}$ de la résistance initiale du canal, on obtient pour celle-ci l'expression

$$\mathcal{R}_0 = L E_c^2 / 2 \pi K \theta \quad (17)$$

dont la valeur pour $E_c \sim 10^8 \text{ Vm}^{-1}$ et $L = 10^{-5} \text{ m}$ ($10 \mu\text{m}$) est de l'ordre de $10^{10} \Omega$.

Bien que la résistance initiale du canal, mille fois supérieure à la résistance interne d'une source de haute tension, semble mettre en cause la validité du modèle. Nous verrons ultérieurement, à la section 5, que le modèle reste valable si on considère la nature de l'impédance du canal.

Le profil de $T(\rho)$ donné par (12) est représenté à la figure 5 pour différentes valeurs de i . L'inflexion, pour $d^2 T / d\rho^2 = 0$, se produit pour $i = 1$. Si $i < 1$, le profil de température ne présente pas d'inflexion. On peut alors remplacer ce profil par une température uniforme effective $\bar{T} = T_0 + \theta \ln(1 + i^2)$. Par contre, si $i > 1$, l'inflexion pour $\rho = 1/i$ montre que le courant tend à se concentrer autour de l'axe du cylindre. En fait, le profil de la densité de courant donné par (8) est encore plus *axial* que le profil de $T(\rho)$, comme le montre la figure 6. L'inflexion de $\sigma(\rho)$ se produit pour $\rho = 1/(\sqrt{5} i)$, de sorte qu'en admettant, comme on le fera plus loin, que le courant est concentré dans un cylindre de rayon $\rho = 1/i$, on commet une erreur faible. On note ici une différence avec le traitement de

Fig. 5. — Profil de la température réduite $Z = (T - T_0)/\Theta$ dans le canal, pour différentes valeurs du courant réduit i .

[Reduced temperature profile in the channel, for various values of the reduced current i .]

Fig. 6. — Profil de la conductivité réduite $\sigma(\rho)/\sigma(0)$ dans le canal pour différentes valeurs de i .

[Profile of the reduced conductivity $\sigma(\rho)/\sigma(0)$ in the channel for various values of i .]

CG1. Alors que la dissipation critique entraînait alors la rupture thermique de tout l'échantillon, la température, dans l'axe du canal, peut ici dépasser T_c .

4.2 DYNAMIQUE DE L'ÉCHAUFFEMENT. — L'équation régissant l'évolution de la température dans le canal s'écrit :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\sigma(T) E^2}{K} = \frac{1}{\chi} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (18)$$

où la diffusivité thermique χ vaut K/cd (d = densité et c = chaleur spécifique). La résolution analytique d'une telle équation, par séparation des variables, ne peut être faite ici. Toutefois, on a vu que si le courant reste inférieur au courant critique I_c , l'échantillon peut être considéré comme isotherme à la température $\bar{T} = T_0 + \theta \ln(1 + i^2)$. On peut alors obtenir une approximation de la vitesse d'échauffement du canal en négligeant le premier terme de (16) :

$$\sigma E^2 \exp \frac{\bar{T} - T_0}{\theta} = cd \frac{d\bar{T}}{dt} \quad (19)$$

d'où l'on tire :

$$\left(\frac{d\bar{T}}{dt} \right)_0 = \frac{\sigma E^2}{cd}. \quad (20)$$

Ce résultat est *par défaut*, puisqu'en négligeant le terme négatif $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right)$, il ne tient pas compte du refroidissement du canal par sa surface latérale.

D'autre part, il résulte de (19) que la vitesse d'échauffement augmente au fur et à mesure de l'échauffement, à cause du facteur exponentiel croissant (qui vaut e pour $T = T_0 + 7,5$). Ainsi, dès que ce terme exponentiel devient grand par rapport à l'unité, le résultat ci-dessus est donné *par excès*.

En admettant, en toute première approximation, que les erreurs ci-dessus se compensent, on peut obtenir un *ordre de grandeur* du temps critique d'échauffement de l'axe du canal au point de fusion T_f :

$$\tau \sim \frac{cd}{\sigma E^2} (T_f - T_0) \sim 100 \frac{cd}{\sigma E^2} \quad (21)$$

et comme $cd \sim 10^6$ J/m³ degré, la valeur numérique de τ exprimée en fonction de σE^2 est $10^8/\sigma E^2$.

Remarque. — On peut préciser ces notions dans des cas particuliers, en notant que la température moyenne limite est $\bar{T} = T_0 + \theta \ln(1 + i^2)$, de sorte que

$$\tau = \frac{dc\theta}{\sigma E^2} \cdot \ln(1 + i^2). \quad (22)$$

a) $i \ll 1$. La température reste partout voisine de T_0 , et comme $\ln(1 + i^2) \sim i^2 \sim v^2/4$ d'après (11), il suffit de reporter la valeur de $v = V/V_c$ dans (22) pour obtenir

$$\tau = \frac{dcR^2}{8K} = \frac{R^2}{8\chi}. \quad (23)$$

On retrouve le temps caractéristique R^2/χ qui apparaît dans l'étude du refroidissement, lorsqu'on néglige le terme de dissipation dans l'équation (16). Numériquement, si on admet que le rayon R du canal est de l'ordre de 1 μm , valeur intermédiaire entre les distances moléculaires et l'épaisseur de l'échantillon, on obtient, avec $\chi = 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, un temps critique de l'ordre de 1 μs .

b) $i \gg 1$. La température dans l'axe du canal peut alors atteindre la température de fusion du matériau ; c'est le cas de la rupture. On a vu qu'il se produit dans ce cas une *constriction* du canal, dont le rayon effectif est $R_e = R/i \ll R$.

Le courant I_e circulant dans le canal effectif de rayon R_e est, en utilisant (8),

$$I_e = 2 \pi \sigma (1 + i^2)^2 R^2 (V/L) \int_0^{1/i} (1 + i^2 \rho^2)^{-2} \rho d\rho \quad (24)$$

soit

$$I_e = 2 \pi R^2 \sigma (V/L) [(1 + i^2)/2 i]^2. \quad (25)$$

En tenant compte de (11), et de la valeur de V_c trouvée précédemment, I_e se réduit à :

$$I_e = 4 \pi L K \theta / V = W_c / V. \quad (26)$$

Cette valeur de I_e est remarquable pour les quatre raisons suivantes :

- a) elle est indépendante du rayon R et de la conductivité σ du canal dans son état initial,
- b) elle est inversement proportionnelle à V , ce qui résulte de la *constriction* du canal,
- c) elle est proportionnelle à l'épaisseur de l'échantillon,
- d) la puissance dissipée dans le canal est alors égale à la puissance critique (cf. éq. (14)).

De la relation (26), on déduit la résistance effective de la zone axiale chaude du canal :

$$R_a = V^2 (4 \pi L K \theta)^{-1} = E^2 L (4 \pi K \theta)^{-1} \quad (27)$$

et on retrouve pour $E = E_c$ la moitié de la résistance initiale R_0 donnée par la relation (17).

Dans ce qui suit, nous allons admettre que l'impédance initiale du canal est beaucoup plus petite que la résistance calculée ci-dessus. Ceci sera justifié dans la discussion (Section 5). Dans ces conditions, le critère de claquage que nous avons adopté (inégalité (1)) est valable. En utilisant les expressions (21) et (27) respectivement pour τ et R , ce critère prend la forme :

$$\frac{\sigma C E^4 L}{4 \pi K \theta} \geq 10^8. \quad (28)$$

La validité de ce traitement est limitée au cas où une forte impédance de protection est utilisée dans le circuit, donc au cas où la rupture se produit sous

haute tension, c'est-à-dire celui des échantillons isolants d'épaisseur supérieure à une dizaine de microns.

Nous allons maintenant distinguer le cas des échantillons relativement minces de celui des échantillons épais, en précisant, bien entendu, ce qu'on entend par *mince* et par *épais*.

a) *Echantillons minces*. — Par ce vocable on désigne les échantillons dont l'épaisseur est inférieure à l'épaisseur caractéristique des charges d'espace, qui varie en sens inverse de la concentration N de charges mobiles dans le matériau (cf. annexe I). Pour un bon isolant, l'épaisseur critique peut dépasser une centaine de microns, de sorte qu'on peut dire, grosso-modo, que les échantillons *minces* au sens entendu ici sont ceux dont l'épaisseur L est comprise entre 20 et 200 μm .

Pour un tel échantillon, la capacité est simplement la capacité géométrique $C = \epsilon S L^{-1}$, et en combinant les résultats obtenus avec cette valeur de C , on obtient pour le champ de rupture l'expression

$$E^* = 100 \left(\frac{4 \pi K \theta}{\sigma \epsilon S} \right)^{1/4}. \quad (29)$$

A cause de toutes les approximations qui ont été faites, on ne peut pas attendre de ce critère une quelconque précision numérique. Néanmoins, en choisissant pour σ une valeur de l'ordre de $10^{-8} \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$ qui paraît acceptable, on obtient pour E^* un ordre de grandeur correct de 10^8 V m^{-1} .

De plus, la dépendance du champ de rupture avec l'aire de l'échantillon qui apparaît dans (29) par le facteur, $S^{-1/4}$ est souvent observée expérimentalement. L'exposant $(-1/4)$ a même été confirmé par l'un d'entre nous (R. G.) sur les échantillons de polypropylène sec chauffés à 90 °C (Fig. 7). D'autres chercheurs mentionnent une dépendance moins rapide du champ disruptif avec S , en particulier en $S^{-1/8}$ [14]. Ceci peut être lié au fait qu'à la température ambiante,

Fig. 7. — Tensions de rupture pour des condensateurs secs au polypropylène de différentes surfaces utiles, à 90 °C.

[Breakdown voltages for dry polypropylene condensers of various effective areas, at 90 °C.]

la conductivité du canal varie relativement plus vite avec le champ qu'à 90 °C.

b) *Echantillons épais*. — Si l'épaisseur de l'échantillon n'est plus négligeable devant celle de la charge d'espace, on montre (cf. Annexe 1) que la capacité effective devient

$$C_e = NeS_e L/V. \quad (30)$$

Dans cette relation, N est la concentration de porteurs mobiles dans la charge d'espace et S_e la surface relative à l'ensemble des barrières concernées. Tant que la concentration de ces barrières est assez faible, S_e reste proportionnel à la surface totale $SL\Sigma$ des barrières localisées, Σ désignant la surface moyenne d'une de ces barrières.

La relation (28) s'écrit alors sous la forme :

$$BNeSLE^3 \geq 1. \quad (31)$$

Dans ce cas, le champ disruptif est proportionnel à $(SL)^{-1/3}$, c'est-à-dire à la puissance $(-1/3)$ du volume *sous champ*. Dans le cas où une des électrodes est une pointe immergée dans l'isolant, le volume en question est, en gros, proportionnel au cube du rayon de courbure de la pointe, de sorte que l'inégalité (31) prévoit que le claquage — ici l'apparition d'arborescence — se produit pour un champ inversement proportionnel au rayon de la pointe. Ceci est en assez bon accord avec les résultats expérimentaux, et en particulier des récents travaux de Laurent et Mayoux [15].

5. **Discussion.** — Les évaluations numériques qui précèdent conduisent à un paradoxe. En effet, alors qu'on vient de voir qu'il faut attribuer à la conductivité σ du canal une valeur de l'ordre de $10^{-8} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ pour que la relation (29) donne un champ disruptif conforme à l'expérience, la valeur du produit σR^2 tirée de la relation (16) implique que σ doit être supérieure à $10^{-5} \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$, faute de quoi le rayon R du canal est trop grand.

Ce paradoxe n'est qu'apparent dans la mesure où le concept de conductivité assigné au canal est précisé. Dans les relations du paragraphe 4.1, le temps n'intervient pas, et la conductivité est une conductivité *instantanée*. Dans le paragraphe 4.2 au contraire, la conductivité est liée à l'évolution du canal jusqu'à la température de fusion. Or, on est en droit de penser qu'à partir de l'instant de la formation du canal, le courant qui y circule évolue très rapidement d'une valeur initiale élevée à une valeur finale qui — en l'absence d'échauffement — serait beaucoup plus faible. En effet, on peut interpréter la formation d'un canal, comme d'ailleurs la plupart des phénomènes de conduction dans les isolants, par la rupture de barrières de potentiel interfaciales de forte capacité et de résistance de fuite élevée.

Avant l'apparition du canal, la tension serait répartie essentiellement entre les condensateurs, mais

l'effondrement d'une au moins des barrières (ignition d'un éclateur) court-circuiterait les condensateurs et produirait un courant transitoire de décharge dans la résistance interne du canal.

Dans ces conditions, l'impédance Z du canal est en fait beaucoup plus faible pendant la période initiale, rapide, du transitoire, que sa résistance $\mathcal{R}$. En régime alternatif sinusoïdal à la pulsation ω ,

$$Z(\omega) = \mathcal{R} / \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}$$

où τ est la constante de temps diélectrique du canal. Au début du transitoire — disons pour fixer les idées jusqu'à quelques nanosecondes — la fréquence correspondante ω est telle que $\omega\tau \gg 1$, de sorte que $Z \sim \mathcal{R}/\omega\tau \ll \mathcal{R}$. Ainsi, l'impédance initiale $Z(0)$ du canal peut être inférieure à l'impédance de la source (qui est au moins de 10 M Ω pour une alimentation délivrant quelques watts sous 5 kV), et la conductivité initiale peut être supérieure à celle qui correspond au champ disruptif donné par (29).

Ceci permet de résoudre le double paradoxe signalé plus haut, mais prouve qu'un traitement quantitatif du problème doit tenir compte à la fois, par convolution, de l'évolution de l'impédance propre du canal supposé isotherme, et de la variation de sa conductivité liée à l'échauffement.

6. **Conclusion.** — Bien que le claquage diélectrique d'une feuille isolante se matérialise toujours par un perçement localisé, il était possible de concevoir le trou observé après claquage comme la conséquence d'un processus collectif intéressant l'ensemble de l'échantillon. Ce travail suggère qu'il n'en est rien, et que le claquage proprement dit est précédé par l'apparition quasi instantanée d'un canal conducteur.

Le modèle présenté ici concerne des échantillons relativement épais ; il repose sur la formation, par un processus de nature électronique probablement lié à l'effondrement de barrières de potentiel interfaciales, d'un canal dont le circuit équivalent est tel que son impédance initiale est basse. En étudiant les conditions dans lesquelles l'axe du canal peut s'échauffer par effet Joule jusqu'au point de fusion du matériau, on a pu formuler un critère de rupture d'après lequel le champ disruptif dépend de la surface effective de l'échantillon. L'observation expérimentale de cette dépendance semble confirmer la supériorité du modèle localisé sur le modèle de l'échantillon uniforme discuté dans CG 1.

Tableau II. — Les exposants de $E^* = KL^\alpha S^\beta$ dans les différents cas traités.

Echantillon	α	β
Homogène isotherme avec $\sigma \propto En$ (CG 1)	$-1/(n+2)$	0
Homogène non isotherme avec $\sigma \propto E$ (CG 1)	-1	0
Hétérogène mince (présent travail)	0	-1/4
Hétérogène épais (présent travail)	-1/3	-1/3

Les résultats obtenus dans CG 1 et dans cet article peuvent être condensés en écrivant le champ disruptif sous la forme $L^\alpha S^\beta$. Les exposants α et β sont alors donnés dans le tableau II.

On voit dans ce tableau que les prédictions du modèle localisé sont très différentes de celles du modèle homogène, et il se trouve que les résultats expérimentaux sont généralement intermédiaires entre les prédictions du présent travail et celles de CG 1, au moins en ce qui concerne l'exposant α .

L'accord n'est pas quantitatif, en particulier en ce qui concerne la dépendance de la rigidité avec l'épaisseur de l'échantillon. Cet exemple, entre autres, témoigne des deux faiblesses essentielles du modèle proposé. D'une part le mécanisme de déclenchement du canal est à peine esquissé, et il peut en fait dépendre des caractéristiques physico-chimiques de l'échantillon. D'autre part, le calcul ne tient compte que de la variation de la conductivité du canal avec la température, mais non de la variation temporelle de son impédance propre, qui peut être prépondérante.

De toute manière, ce modèle ne remet aucunement en cause la validité des modèles basés sur un déclenchement de la rupture localisé aux interfaces entre le matériau et les électrodes.

De tout ceci, il résulte que les résultats actuellement disponibles sur le claquage des feuilles isolantes — si nombreux soient-ils [16] — ont assez rarement le caractère requis pour constituer des arguments irréfutables en faveur de tel ou tel modèle localisé.

Dans le but de rationaliser la préparation et la mise en œuvre des isolants, il demeure nécessaire d'entreprendre, sur des matériaux à structure bien définie et en suivant des protocoles expérimentaux rigoureux, l'analyse des phénomènes prédisruptifs (courant transitoire, lumière émise, ...) avec une très haute résolution spatiale et temporelle.

Remerciements. — Les auteurs expriment leur reconnaissance à Messieurs Lacoste et Bui Ai, du Laboratoire de Génie Electrique de Toulouse et à Monsieur Jonscher, du Chelsea College de Londres pour les discussions et les encouragements qui ont contribué à la présentation de ce travail, ainsi qu'à l'I.R.S.I.A. pour son aide financière.

Annexe 1. — Dans cette annexe, nous examinons l'influence d'une charge d'espace constituée d'une concentration N de porteurs mobiles sur la capacité effective d'échantillons. Pour fixer les idées, nous supposons dans cette discussion que N est de l'ordre de 10^{20} m^{-3} , compatible avec la conductivité supposée de la zone du canal (cf. § 3.2) compte tenu de la mobilité des porteurs dans les isolants.

L'équation donnant la répartition du champ électrique entre les électrodes n'est pas intégrable analytiquement si on tient compte de la diffusion, mais de nombreux travaux consacrés à ce problème ont précisé les approximations qu'il est possible de faire pour obtenir des solutions élémentaires concernant la largeur L_{CE} de la charge d'espace et la capacité effective C_u par unité de surface de l'échantillon, valables dans des domaines déterminés de la tension appliquée.

De ces travaux, il ressort que des approximations simples sont acceptables essentiellement dans les trois domaines suivants :

1. $eV/kT \sim 1$. C'est le cas des très faibles tensions appliquées (tensions *thermiques*, de l'ordre de 0,025 V à la température ambiante).

La largeur L_{CE} de la charge d'espace est alors du même ordre de grandeur que la longueur de Debye $L_D = (\epsilon kT/Ne^2)^{1/2}$, soit $L_D \simeq 0,16 \text{ } \mu\text{m}$ en admettant $\epsilon = 2 \epsilon_0$.

Pour un échantillon d'épaisseur nettement supérieure à L_D (soit $L > 1 \text{ } \mu\text{m}$), on peut montrer (cf. MacDonald [17] ou Coelho [18] pour une présentation pédagogique) que $C_u \sim \epsilon/L_D > \epsilon/L$.

2. Pour une tension supérieure, telle que

$$1 < eV/kT < (L/L_D)^2$$

où l'on a supposé $L/L_D > 1$, on a [19-20]

$$L_{CE}/L \simeq (L_D/L)^2$$

et

$$C_u = Ne/E_a = (L/L_D)^2 (kT/eV) (\epsilon/L).$$

Par hypothèse, le facteur qui multiplie la capacité géométrique $\epsilon/L = C_g$ est supérieure à l'unité, de sorte qu'on a encore $C_u > \epsilon/L$.

3. Pour une tension encore plus élevée, telle que $eV/kT > (L/L_D)^2$, on montre [19, 21] que :

$$L_{CE}/L \sim kT/eV$$

et

$$C_u \sim \epsilon/L = C_g.$$

Les résultats rappelés ici sont résumés dans le tableau ci-dessous, où on a utilisé les variables réduites $v = eV/kT$ (tension appliquée/tension *thermique*) et $\lambda = L/L_D$ (épaisseur de la couche rapportée à la largeur de Debye) ($\lambda > 1$).

Cas considéré	L_{CE}/L	C_u/C_g
$v \sim 1$	$1/\lambda$	$\lambda > 1$
$1 < v < \lambda^2$ (couches <i>épaisses</i>)	$1/\lambda^2$	$\lambda^2/v > 1$
$v > \lambda^2$ (couches <i>minces</i>)	$1/v$	1

Bien entendu, seuls les deux derniers cas de ces tableaux sont utiles dans le cadre du présent article.

Bibliographie

- [1] COELHO, R. ET GOFFAUX, R., *Revue Phys. Appl.* **16** (1981) 67.
- [2] TOUREILLE, A., Thèse Doct. ès Science, Univ. de Montpellier (1974).
- [3] SHATZKES, M., e.a., *J. Appl. Phys.* **45** (1974) 2065.
- [4] KLEIN, N., *Adv. Electron. Electron Phys.* **26** (1969) 309.
- [5] EUSTANCE, J. W., *Insulation-Circuits*, **16** (1970) 43.
- [6] FALLOU, B., e.a., *Rev. Gén. Electricité* **81** (1972) 757.
- [7] RIDLEY, B. K., *Proc. Phys. Soc.* **82** (1963) 954.
- TAKEYAMA, K. and KITAHARA, K., *J. Phys. Soc. Japan* (1975) 39-125.
- LANDAUER, R., *J. Statist. Phys.* **13** (1975) 1.
- [8] BUI AI, E.A., *Thin Solid Films* **54** (1978) L-5.
- [9] GOFFAUX, R., *Rev. Gén. Electricité* **84** (1975) 279.
- [10] VAN DER POL, B., *L'Onde Electrique* **9** (1930) 293.
- [11] ONSAGER, L., *J. Chem. Phys.* **2** (1934) 599.
- [12] BECKER, R., *Arch. Electrotech. Berlin* **30** (1936) 411.
- [13] Encyclopedia of Polymers.
Polymer Handbook. J. Brandrup and E. H. Immergut,
Ed. Wiley Interscience.
EIERMANN, K., *J. Polymers Sci. C* 6-157 (1965).
- [14] MORTON, V. M. AND STANNET, A. W., *Proc. IEE* **115** 1957 (1968).
- [15] LAURENT, C. et MAYOUX, C., *J. Phys. D.* **14** (1981) 1903.
- [16] AGARWAL, V. K., *Thin Solid Films* **24** (1974) 55.
(Bibliographie pour la période 1954-1974 (359 références)).
- [17] MACDONALD, J. R., *J. Chem. Phys.* **22** (1954) 1317.
- [18] COELHO, R., *Physics of Dielectrics for the Engineer* (Elsevier) 1979 (p. 97-104).
- [19] ANDERSON, G. M., *J. Chem. Phys.* **40** (1964) 628.
- [20] GOFFAUX, R., *Mém. Cl. Sc. Ac. Roy. Belg.* (1968) **38**.
- [21] BARDET, J. P., e.a., *J. Physique* **38** (1977) 345.
-