

MINISTERE DELEGUE AUX UNIVERSITES
ET A LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT GENIE ELECTRIQUE
LABORATOIRE DE HAUTE TENSION

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
المكتبة — BIBLIOTHEQUE
Ecole Nationale Polytechnique

THESE DE MAGISTER

Présentée par

Melle **GUERBAS FETTOUBIA**

TITRE

**ETUDE DE LA GENERATION DES BULLES
GAZEUSES DANS LES DIELECTRIQUES LIQUIDES
ET LEUR TRANSITION AU STREAMER**

Soutenue le 24/05/1994 devant jury composé de :

Mr R.IBTIOUENE
Mr A.BEROUAL
Mr S.BOUAZABIA
Mr A.BOUBAKEUR
Mr H.MOULAI
Mr A.MEKHALDI

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examinateur
Examinateur
Examinateur

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DELEGUE AUX UNIVERSITES
ET A LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT GENIE ELECTRIQUE
LABORATOIRE DE HAUTE TENSION

المكتبة — المكتبة
BIBLIOTHEQUE —
Ecole Nationale Polytechnique

THESE DE MAGISTER

Présentée par

Melle GUERBAS FETTOUMA

THEME

**ETUDE DE LA GENERATION DES BULLES
GAZEUSES DANS LES DIELECTRIQUES LIQUIDES
ET LEUR TRANSITION AU STREAMER**

Soutenu le 24/05/1994 devant jury composé de :

Mr R.IBTIOUENE
Mr A.BEROUAL
Mr S.BOUAZABIA
Mr A.BOUBAKEUR
Mr H.MOULAI
Mr A.MEKHALDI

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examinateur
Examinateur
Examinateur

DEDICACES

*A MES TRÈS CHERS PARENTS POUR LEUR SACRIFICE ET LEUR PATIENCE
EXEMPLAIRE
A MES FRÈRES ET SOEURS, PARTICULIÈREMENT A MA SOEUR NORA POUR SON
AIDE SES ENCOURAGEMENTS ET SON SOUTIEN MORAL
A TONTON RACHID POUR SON AIDE PRÉCIEUSE ET SA GENTILLESSE*

REMERCIEMENTS

Ce travail été réalisé au Laboratoire de haute tension de L'école Nationale Polytechnique d'Alger. Il a été effectué sous la direction de Monsieur A.Beroual, Professeur à l'ENP, et S.Bouazabia, chargé de cours à l'USTHB, qu'ils trouvent ici le témoignage de ma profonde gratitude pour leur aide précieuse, leur suivi constant et leurs encouragements soutenus qu'ils n'ont cessé de me prodiguer jusqu'à l'achèvement de ce travail.

Je remercie Monsieur A.Boubakeur chargé de cours et responsable du laboratoire de haute tension de l'ENP, pour son aide et ses conseils instructifs.

Mes remerciements s'adressent aussi à Monsieur R.Ibtiouene Maitre de conférence à l'ENP, pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de juger ce travail et de présider le jury de soutenance.

Que messieurs A.Mekhaldi chargé de cours à l'ENP, H.Moulai chargé de cours à l'USTHB, soient remerciés pour les conseils qu'ils n'ont cessé de m'apporter et d'avoir bien accepté de juger ce travail.

Je remercie Monsieur R.tahmi pour son encouragement et surtout son soutien moral.

Je n'oublierais pas d'exprimer toute ma reconnaissance à mes collègues et ami(e)s pour leur aide et leur encouragements tout le long de ce travail particulièrement N.Rouha, A.Boukhelifa, L.Barazane, A.Boumediene, B.Fiala, M.Boudour.

SOMMAIRE

Introduction générale.....	1
CHAPITRE I: Synthèse Bibliographique.....	3
1 Introduction.....	3
1.1 Détermination du temps de génération.....	3
1.1.1 Methode de Von Laue.....	3
1.1.2 Methode de variation de r_p	4
1.1.3 Methode de variation du temps de montée de la tension.....	4
1.2 PHENOMENES ELECTRONIQUES.....	5
1.2.1 Dissociation et conduction renforcée par le champ...5	5
1.2.2 Génération de charges aux interfaces.....8	8
- La couche compacte.....	8
- La couche diffuse.....	8
1.2.3 Conduction en champ intense.....10	10
1.2.3.1 Introduction.....	10
1.2.3.2 Emission et ionisation de champ.....10	10
- Emission de champ.....	10
- Ionisation de champ.....	11
1.2.4 Courant limité par la charge d'espace.....12	12
1.2.5 Phénomènes d'avalanches électroniques.....12	12
1.3 GENERATION D'UNE PHASE GAZEUSE.....	14
1.3.1 Mécanisme thermique.....15	15
- Modèle de WATSON et SHARBAUGH.....	15
- Modèle de vaporisation.....	16
1.3.2 Mécanisme de cavitation.....17	17
- Modèle de cavitation.....	19
2 Dynamique de la bulle.....	20
2.1 Modèle de WATSON.....	20
- 1er modèle.....	20
- 2em modèle.....	21
2.2 Modèle de RAYLEIGH.....	21
2.3 Modèle de RAYLEIGH-PLESSET.....	23
2.4 Modèle de GILMORE.....	24

2.5	Dynamique contrôlée par le transfert thermique.....	25
2.6	Transition au streamer.....	25
2.7	Relation entre les impulsions de courant et la formation de bulles.....	26
3	Influence de certaines propriétés physiques des bulles....	27
3.1	Influence de la viscosité.....	27
3.2	Influence de la polarité.....	27
3.3	Influence de la nature du liquide.....	27
3.4	Influence de la distance inter-électrodes et du rayon de courbure r_p	28
4	Influence des variables d'état.....	28
4.1	Influence de la pression.....	28
4.2	Influence de la température.....	29
5	PROPAGATION.....	29
5.1	Forme des streamers.....	29
5.2	Forme des courants et émission lumineuse.....	30
5.3	Charge des streamers.....	30
5.4	Vitesse des streamers.....	31
5.5	Effet de la pression.....	31
6	Action des additifs.....	32
6.1	Action sur la génération.....	32
6.2	Action sur la propagation.....	32
7	Modèle d'évaluation des vitesses.....	33
7.1	Modèles de WATSON.....	33
7.2	Modèle de Devins, RZAD et Schwabe.....	33
7.3	Modèle de Lewis.....	34
7.4	Modèle de Félici.....	34
7.5	Modèles de Beroual.....	36
7.5.1	Modèle de propagation des streamers.....	36
7.5.2	Modèle d'expansion de la bulle.....	37
8	Conclusion.....	40
CHAPITRE II: Etude expérimentale.....		41
II.1	Technique d'essais.....	41
II.1.1	Source de tension.....	41
II.1.2	Cellule d'essais.....	41

II.1.3 Dispositif de mesure du courant et de la charge.....	41
II.1.4 Enregistrement des signaux.....	44
II.1.5 Liquides utilisés.....	44
II.1.6 Mode opératoire.....	44
II.2 GENERATION DES BULLES GAZEUSES.....	45
II.2 Courant en fonction de la distance inter- électrodes.....	45
II.3 Charge en fonction de la distance inter- électrodes.....	51
II.4 Energie et rayon moyen en fonction de la distance inter-électrodes.....	56
II.5 Courant et rayon moyen en fonction de la permittivité relative.....	68
CHAPITRE III: L'évolution de la bulle.....	69
III.1 Décharge de Townsend.....	69
III.1.1 Calcul du 1er coefficient de towsend.....	69
III.1.2 Critère de Townsend.....	70
III.1.3 Calcul du courant de décharge.....	71
III.2 Discussion.....	72
CONCLUSION GENERALE.....	77
ANNEXE	
BIBLIOGRAPHIE	

NOMENCLATURE

- A : terme indépendant du champ
 A(V) : pente de la caractéristique $t_{ap} = f(t_m)$
 c : vitesse du son
 C_p : chaleur spécifique
 D : diffusité du liquide
 d : distance inter-électrodes
 e : charge de l'électron - fonction exponentielle
 e₁, e₂ : charges ioniques
 E : champ électrique
 E(R) : champ électrostatique sur le front de la sphère conductrice
 E_o : champ à l'extrémité du streamer
 E_{moy} : champ électrique moyen
 g : accélération de la pesanteur
 G : fonction de GILMORE
 h : constante de Planck (modèle de Devins) - hauteur entre la surface du liquide et l'électrode pointe
 h(p) : Enthalpie du liquide
 I : courant électrique
 I_o : courant initial dû aux électrons primaires
 J₁ : fonction de Bessel d'ordre 1
 K_a : constante de vitesse de dissociation
 K_r : constante de vitesse de recombinaison
 K_{ex} : constante de vitesse d'extraction
 K_f : constante de vitesse de formation
 K : mobilité
 k : constante de Boltzmann
 l_B : distance de BJERRUM
 L₁ : énergie d'ionisation des molécules
 L_v : chaleur latente de vaporisation
 L' : énergie totale de vaporisation et de décomposition
 m : masse de l'électron
 n : nombre d'essais
 N : nombre de moles de vapeur générées
 n_o : concentration des ions dissociables

- n_+ : concentration des ions positifs
 n_- : concentration des ions négatifs
 n_t : nombre d'essais où aucun claquage ne survient
 P : pression
 P_∞ : pression appliquée dans le liquide
 P_h : pression hydrostatique
 P_{em} : pression électromécanique
 P_s : pression due à la tension superficielle
 P_v : pression de vapeur saturante
 P_g : pression partielle de gaz contenu dans le liquide
 P_i : pression à l'intérieur de la bulle
 $P(R)$: pression instantanée de la bulle
 Q : charge électrique
 qV_i : énergie d'ionisation par unité de temps
 R : constante de gaz parfait
 R_0 : rayon initial
 R_m : rayon moyen de la bulle
 t : temps
 t_g : temps de génération
 t_p : temps de propagation
 t_{ap} : temps d'apparition de la perturbation
 t_m : temps de montée d'une tension
 t_i : temps de l'implosion
 T_{eb} : température d'ébullition
 T_{amb} : température ambiante
 ΔT : différence entre la température d'ébullition et initiale du liquide
 U : tension électrique appliquée
 U_s : tension superficielle du liquide
 $V(y)$: terme de correction de la force image
 V : volume de vapeur générée
 v : vitesse locale
 V_i : potentiel d'ionisation de la phase liquide
 α : coefficient de multiplication des électrons
 β : facteur reliant le champ électrique à la pointe à la tension appliquée

ρ : masse volumique

ρ_v : densité de vapeur de la bulle

INTRODUCTION GENERALE

Les liquides diélectriques isolants, sont étudiés soit en vue de leur utilisation en électrotechnique ou en électronique, soit comme matériaux modèles destinés à des expériences de recherches fondamentales.

Leur utilisation en électrotechnique est très importante dans la technique de la haute tension. Cette importance est dû au fait que, dans les liquides isolants, les distances intermoléculaires sont faibles et alors ils présentent des rigidités diélectriques plus élevées que les gaz; donc ils assurent un très bon isolement.

Dans quelques applications, les liquides diélectriques assurent d'autres fonctions non négligeables tels que le refroidissement des transformateurs ou le soufflage des arcs dans les disjoncteurs. Car ces appareils présentent des pertes d'énergie qui aussi faibles soient-elles, provoquent une élévation importante de la température, qui est limitée par l'emploi des liquides de refroidissement.

Cependant, dans les liquides, le claquage qui se manifeste sous la forme d'un arc électrique est toujours précédé par des événements, dénommés phénomènes de préclaquage pouvant être séparés en deux phases (génération et propagation).

La compréhension des mécanismes de génération et de transport de charge, des phénomènes électrochimiques et électrohydrodynamique, constitue une étape importante vers l'interprétation du claquage à court et à long terme des liquides. Ainsi la formation des bulles gazeuses très souvent à l'origine du claquage d'un liquide peut résulter d'une réaction électrochimique, de la cavitation produite par le mouvement électrohydrodynamique dû à la force de Coulomb, de la vaporisation du fluide par échauffement local, de l'existence localisée d'un streamer et d'autres mécanismes en outre, la présence de charge spatiale peut provoquer des renforcements locaux du champ électrique susceptible de conduire au claquage.

Le but de notre travail est d'apporter certains éléments de réponses quant aux mécanismes de génération des bulles gazeuses à la pointe et leur transition au streamer. Cela à partir d'une étude systématique du comportement de plusieurs types de liquides de structure chimique simple ou comportant des halogènes sous tension continue en géométrie pointe-plan.

Dans un premier chapitre, nous rappelons les différents résultats rapportés par d'autres chercheurs concernant la phase de propagation et de génération dans les diélectriques liquides.

Nous exposons dans le deuxième chapitre, les techniques expérimentales que nous avons utilisées et les résultats obtenus concernant la génération de la bulle gazeuse et l'influence de divers paramètres tels que la distance inter-électrodes et la permittivité.

Dans le chapitre III, une étude systématique de l'évolution de la bulle en streamer, le mécanisme à l'origine de cette transition sera discuté.

CHAPITRE I

SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE

1. INTRODUCTION:

Le mécanisme de génération constitue une étape importante vers l'interprétation du claquage. D'après les résultats publiés dans la littérature, deux théories ont été proposées pour expliquer cette phase de génération, l'une purement électronique due à une avalanche et l'autre relative à la formation d'une cavité gazeuse [1] sous l'influence de divers paramètres (pression, température, etc...). L'influence des phénomènes électriques (conduction, injection), électrohydrodynamiques (mouvement du liquide), optique (émission lumineuse) et électrochimiques entraînant au voisinage de l'électrode pointe une perturbation de forme arborescente dénommée streamer au bout d'un certain temps t_g (temps de génération).

1.1 Détermination du temps de génération: [2]

Le temps de génération t_g peut être déterminé soit par la méthode de Von Laue ou par variation du rayon de courbure de la pointe r_p ou bien par détermination du temps nécessaire à l'apparition d'une perturbation de quelques micromètres sur la pointe.

1.1.1 Méthode de Von Laue:

Cette méthode proposée pour les gaz et ensuite étendue aux liquides, consiste à considérer le nombre d'essais n_t où aucun claquage ne survient avant le temps t , sur une série de n essais. Si t_p (temps de propagation) et t_g ne sont pas négligeable, on obtient:

$$\frac{n_t}{n} = e^{-\frac{(t-t_p)}{t_g}} \quad (I.1)$$

Dans le cas où la caractéristique $\ln(n_t/t_g)$ en fonction de t est une droite, on peut en déduire t_p et t_g .

Il a été observé que t_g est beaucoup plus faible en polarité positive qu'en polarité négative dans l'huile silicone dans les mêmes conditions. t_g est sensiblement le même que dans les gaz (t_g proportionnel à $\exp(1/E_{moy})$), ce qui suggère l'intervention de processus électronique dans la phase de génération.

1.1.2 Méthode de variation de r_p :

RZAD et al [3] ont montré que sous tension rectangulaire, il est possible de séparer le phénomène de génération de celui de propagation en faisant varier le rayon de courbure de la pointe. Dans le cas des tensions élevées, t_p est pratiquement indépendant de r_p et t_g négligeable.

Pour les tensions faibles, la tension et le temps de génération dépendent de la géométrie des électrodes et de la forme de la tension; t_g est d'autant plus grand que la tension appliquée et le rayon de courbure de r_p sont faibles.

1.1.3 Méthode de variation du temps de montée de la tension:[2,4,5]

Pour une tension en créneaux, cette méthode consiste à faire varier le temps de montée t_m pour une tension donnée U et à déterminer le temps t_{ap} nécessaire à l'apparition d'une perturbation au voisinage de l'électrode acérée.

Dans le cyclohexane en pointe négative, pour une tension de génération U_g donnée, les caractéristiques $t_{ap} = f(t_m)$ sont quasi-linéaires; ce qui a permis d'établir la relation suivante:

$$t_{ap} = t_g + A(V) \cdot t_m \quad (I.2)$$

$A(V)$: pente de la caractéristique $t_{ap} = f(t_m)$ lorsque $t_m \rightarrow 0$; $t_{ap} \rightarrow t_g$, par conséquent du tracé des courbes $t_{ap} = f(u)$ déduites de $t_{ap} = f(t_m)$, pour différentes valeurs de U , on peut obtenir par extrapolation (à $t_m = 0$), les variations de t_g en fonction de U . Ils trouvent que t_g décroît de manière linéaire et très rapidement lorsque la tension augmente

1.2 Phénomènes électroniques: [6,7]

Les nombreuses études sur la conduction électrique des liquides diélectriques ont permis d'établir que, dans les liquides polaires, la croissance rapide du courant avec le champ électrique est due, dans la plupart des cas, à la création d'ions aux électrodes par des réactions électrochimiques.

Dans les liquides non polaires, l'origine des porteurs, lorsque le courant se met à croître rapidement, dépend du degré de pureté du liquide et du champ électrique appliqué.

Lorsque le liquide contient des impuretés électrolytiques, le processus de création des porteurs de charges est maintenant bien connu.

Suivant la nature de ces impuretés, le mécanisme mis en jeu est soit la dissociation en volume renforcée par le champ selon le modèle d'Onsager, soit l'injection à l'interface métal/liquide où les ions sont extraits, par le champ, d'un "réservoir", constitué à la suite de réactions électrochimiques. Dans ce cas, le champ pour lequel on observe une croissance très rapide du courant ne dépasse pas quelques centaines de kilovolts par centimètre.

Pour les liquides exempts de toute trace d'impuretés, c'est à dire dans lesquels il n'existe pas de "réservoir" d'ions sur les électrodes, il faut appliquer des champs électriques beaucoup plus élevés ($>1\text{MV/cm}$) pour observer le même phénomène de croissance très rapide du courant. Dans ce cas, les seuls mécanismes de création de charge envisageables font intervenir l'émission d'électrons à la cathode par effet de champ, l'ionisation de champ du liquide à l'anode et/ou l'ionisation des molécules du liquide par chocs électroniques.

1.2.1 Dissociation et conduction renforcée par le champ. [8]

La conduction est régie par un équilibre dissociation-recombinaison entre espèces neutres et des ions. Dans le cas le plus simple où les ions sont monovalents, cet équilibre peut être schématisé par la réaction:

AB

A⁺ + B⁻

K_d: constante de dissociation

K_r: constante de recombinaison

A L'équilibre thermodynamique, les concentrations des ions (positifs n⁺ et négatifs n⁻) et des espèces dissociables n₀ sont liées entre elles par la relation:

$$n^{+} \cdot n^{-} = \left(\frac{K_d}{K_r} \right)^{1/2} \cdot n_0 \quad (I.3)$$

n⁺: concentration des ions positifs

n⁻: concentrations des ions négatifs

Sous l'influence du champ appliqué, le déplacement des ions modifie l'équilibre initial. La dissociation des paires d'ions augmente du fait de l'abaissement de l'énergie de séparation des ions ΔW. Pour un dipôle favorablement aligné, dans le champ électrique (angle formé par le dipôle et le champ appliqué = 0) ΔW s'exprime par la relation:

$$\Delta W = \left(\frac{e^3 E}{\pi \epsilon_0 \epsilon_r} \right)^{1/2} \quad (I.4)$$

e: charge de l'électron

E: champ électrique appliqué

Le nombre d'ions libres est ainsi multiplié par un facteur proportionnel à :

$$e^{\left(\frac{\Delta W}{kT} \right)} = e^{\left(\frac{e^3 E}{\pi \epsilon_0 \epsilon_r k^2 T^2} \right)^{1/2}} \quad (I.5)$$

Onsager a présenté une théorie cinétique complète de cet effet qui fut découvert par Wien en 1927. Son modèle est établi en

considérant que les ions sont des billes soumises au mouvement Brownien qui se déplacent dans un milieu continu défini par sa viscosité η et sa constante diélectrique ϵ . Selon le modèle d'Onsager, la distribution entre les ions libres et les paires d'ions est régie par l'équilibre suivant:



La constante de vitesse de recombinaison K_r est indépendante du champ électrique, sa vitesse maximale vaudrait selon Langevin.

$$K_r = \frac{e(n_+ - n_-)}{\epsilon} \quad (I.6)$$

Par contre selon Onsager, la constante de dissociation K_d est une fonction croissante de la valeur absolue du champ électrique E .

$$K_d(E) = \frac{K_d(E=0) J_1[(-8b)^{1/2}]}{(-2b)^{1/2}} = K_d(E=0) \cdot F(b) \quad (I.7)$$

J_1 est une fonction de BESSEL d'ordre 1

$$F(b) = 1 + b + \frac{b^2}{3} + \frac{b^3}{18} + \frac{b^4}{180} + \dots$$

$$b = 2 l_b \beta$$

$$2\beta = \frac{|E(e_1\mu_1 - e_2\mu_2)|}{kT(\mu_1 + \mu_2)}$$

μ_1, μ_2 mobilités ioniques

$K_d(E=0)$ constante de vitesse de dissociation à l'équilibre.

l_b : distance de BJERRUM

$$l_D = \frac{|e_1 e_2|}{8\pi\epsilon_0\epsilon_r kT}$$

k: constante de boltzmann

1.2.2 Génération de charges aux interfaces. [6,7,8]

La mise en contact d'un métal et d'un isolant produit spontanément une redistribution des espèces chargées et des espèces neutres jusqu'à une certaine distance dans chacun des milieux d'où la création de deux couches:

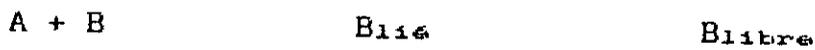
La couche compacte: est constituée d'ions du liquide qui ont été attirés par la paroi solide ainsi que des espèces neutres possédant une affinité spécifique pour le solide. Son épaisseur est de l'ordre de deux fois la taille de la molécule. C'est à travers cette couche qu'a lieu le transfert électronique entre l'électrode et le porteur dans le liquide.

la couche diffuse: elle se situe au delà de la limite de la couche compacte, son épaisseur équivalente est donnée par la longueur de Debye L_D qui spécifie l'épaisseur de l'atmosphère ionique qui se forme autour d'un ion et dépend de la résistivité du milieu.

La charge totale contenue dans les deux couches est compensée par une charge égale et opposée dans le solide [4]. Si on applique un champ électrique supérieur à celui qui y règne, la couche diffuse sera détruite et les ions qui la constituent seront entraînés dans le liquide, il y'a injection de charges. Dans le cas des solvants non polaires ($\epsilon_r < 3$), supposons que des ions soient formés à l'interface à la distance " a " de l'électrode. Ils sont soumis à la force-image et l'énergie d'interaction entre un ion monovalent et le métal est:

$$W_{i-a} = \frac{e^2}{16 \pi \epsilon_0 \epsilon_r a} \quad (I.8)$$

cette interaction détermine un équilibre entre les ions dans la couche compacte et les ions de même signe en solution. Lorsqu'un champ électrique E est appliqué, l'équilibre est modifié et si on admet que le réservoir de charges n'est pas modifié, l'injection sera gouvernée par un mécanisme d'extraction par dessus la barrière de potentiel. La réaction d'équilibre peut s'écrire:



A est une espèce neutre, B un porteur ionique, Kf, Kr, Kex sont respectivement les constantes de vitesse de formation, de recombinaison et d'extraction.

Pour Kr >> Kex, on dit que le réservoir se maintient.

Dans ce cas, Blossey [39], dans sa théorie appelée "version à une dimension du modèle d'Onsager" a obtenu une expression de la densité volumique qi d'ions injectés:

$$q_i = \frac{q_a e^{[e\psi(a)/kT]}}{\int_a^\infty e^{[e\psi(x)/kT]} dx} \quad (I.9)$$

où qa est la densité de charge au plan d'approche minimum et " a " l'abscisse de ce plan. Lorsque l'on remplace la borne d'intégration " a " par " 0 ", on obtient:

$$q_i = q_a e^{[-\frac{e^2}{16 \pi \epsilon_0 \epsilon_r kT} - \frac{e a E}{kT}]} / 2 X_B K_1(2 X_B) \quad (I.10)$$

K1 est une fonction de BESSSEL d'ordre 1 modifiée

et 2XB donné par:

$$2x_B = \left(\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon} \right)^{1/2} / kT$$

En champ très élevé, la forme asymptotique de $2x_B K_1(2x_B)$ est:

$$2x_B K_1(2x_B) \sim \left[\frac{\pi^3 \epsilon k^2 T^2}{e^3 E} \right]^{1/4} e^{-\left(\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon k^2 T^2} \right)^{1/2}}$$

la variation de q_i avec le champ est déterminé par une réaction analogue à celle obtenue pour la dissociation renforcée par le champ:

$$q_i = e \left(\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon k^2 T^2} \right)^{1/2} \quad (I.11)$$

1.2.3 Conduction en champ intense. [7]

1.2.3.1 Introduction:

Les mécanismes de création de charges précédemment décrits: injection à l'interface par des processus électrochimiques ou dissociation volumique renforcée par le champ ne sont plus envisageables dans ce cas. D'autres processus possibles de génération de charges sont dans ce cas l'émission ou l'ionisation par effet de champ à l'interface métal-liquide et aussi l'ionisation en volume par les électrons.

Les premiers résultats obtenus par Denat [8] dans le cyclohexane ultra purifié confirment l'existence de tels mécanismes.

1.2.3.2 Emission et ionisation de champ: émission de champ:

En appliquant une tension négative à la pointe d'un système pointe-plan, il a été observé une augmentation rapide du champ qui s'atténue ensuite lorsque la tension excède une certaine valeur

critique [7,8,9].

Ces auteurs attribuent cet accroissement à l'émission d'électrons par effet de champ qui suit la loi de Fowler-Nordheim, elle s'écrit:

$$\ln(I/V^2) - \ln A - \frac{6.8 \cdot 10^7 \phi_v^{3/2} V(y)}{\beta V} \quad (I.12)$$

ϕ_v (en eV) : travail de sortie des électrons dans le vide

A: terme indépendant du champ

V(y) : terme de correction de la force image

$$y = \frac{e^3 E \phi_v}{4 \pi \epsilon} \quad (I.13)$$

β (en cm-1):facteur reliant le champ sur la pointe à la tension appliquée.

Ionisation de champ: [6,7]

Ce mécanisme d'ionisation de champ à l'anode, observé dans l'hydrogène et l'Argon liquide [21,37] est caractérisé par une augmentation rapide du courant.

En considérant que les molécules (ou atomes) sont sans interactions, l'expression du courant serait:

$$\ln(I) - \ln(b) - \frac{[1.03 \cdot 10^8 (L_1 - \phi_1) \phi_1^{1/2}]}{\beta V} \quad (I.14)$$

β : indépendant du champ

L_1 (en eV): énergie d'ionisation des molécules en phase liquide

ϕ_1 : travail de sortie du métal

1.2.4 Courant limité par la charge d'espace:

Le champ régnant en tout point de l'espace est composé d'un champ harmonique appliqué et d'un champ dû à la charge d'espace, si la charge n'est pas importante, ce dernier est négligeable. Pour des valeurs élevées du courant ($I \geq 10^{-9}A$), la loi d'émission ou d'ionisation n'est plus vérifiée car, dans ce cas, le courant est limité par la charge d'espace et non par le mécanisme de sa formation [6].

Dans l'approximation hyperboloïde-plan, Coelho et Débeau [10] ont déduit une expression du courant sur l'axe de la pointe en présence de la charge d'espace qui est donnée par l'expression suivante:

$$I = \left(\frac{\pi \epsilon K}{0.78 d} \right) V^2 \quad (I.15)$$

K: mobilité

d: distance entre le centre de courbure de la pointe et le plan

1.2.5 Phénomènes d'avalanches électronique: [6,11]

En champ élevé, des électrons sont accélérés, entrent en collision avec les molécules du liquide et les ionisent. Un libre parcours moyen dans le liquide, lié à la section efficace, est défini pour les électrons par l'expression suivante:

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} \quad (I.16)$$

n: densité de particules

σ : section efficace de collision

A l'émission, doit succéder un processus de multiplication. En champ non uniforme, la condition pour le déclenchement d'une avalanche dans le liquide peut être exprimée par la relation suivante:

$$\int \alpha(E(x)) dx > C \quad (I.17)$$

C: constante

α : coefficient de multiplication des électrons

Le coefficient " α " est une fonction de champ rapidement croissante, la condition d'avalanches sera vérifiée si le champ est assez grand sur une certaine profondeur, donc si le rayon de courbure de la pointe est suffisamment grand. C'est ce qui est observé dans les gaz. Cependant, les seules liquides où des avalanches électroniques ont été détectées sont l'Argon et le Xénon liquides [37].

1.3 Génération d'une phase gazeuse: [11]

Introduction :

Pour KAO (1961), la rigidité diélectrique des liquides tels que l'hexane, l'heptane, le benzène ... dépend de la pression hydrostatique. Mais, plus tard, KAO et Mc MATH (1970) ont constaté que pour des impulsions de tension dont la durée est de l'ordre de la nanoseconde, le claquage de l'hexane n'est pas altéré par les variations de pression.

Dans la théorie que KAO a formulé, le claquage se produit dans des bulles qui se formeraient de plusieurs façon: à partir de poches de gaz près des électrodes; par une répulsion électrostatique des charges d'espace, qui dépasserait la tension superficielle; en raison d'une dissociation des molécules du liquide par des électrons, ou d'une vaporisation du liquide par le courant dû à des impuretés ou émis à partir d'aspérités sur les électrodes.

Cette théorie est une étape importante de la formation de la bulle initiale; d'autre part, il est douteux que le volume de cette bulle reste constant. WATSON et SHARBAUGH (1960) ont proposé un mécanisme thermique. Les courants aux champs proches du claquage sont très grands et partent vraisemblablement de pointes microscopiques sur les surfaces d'électrodes.

Les densités locales de courant provoquent dans le liquide une libération d'énergie qui peut entraîner la formation de bulles de vapeur dans un temps très court.

La formation de bulles a été photographiée par KRASUCKI, CHURCH et GARTON (1962) dans un liquide visqueux, l'hexachlorobiphényle, soumis à un champ électrique; les bulles seraient créées en des points de pression nulle puis s'allongent dans la direction du champ et peuvent conduire au claquage.

La théorie de KAO a été reprise par KRASUCKI (1966) et ensuite par SMITH et CALDERWOOD (1970), ces derniers ont même mesuré la dimension des bulles et trouvé un rayon de l'ordre de micromètre pour les deux polarités.

1.3.1 Mécanisme thermique:

Dans la plupart des théories proposées jusqu'à présent, les différents auteurs considèrent que seul le mécanisme d'injection est responsable de la création de cavités gazeuses par effet thermique. L'échauffement du liquide par effet joule est susceptible de provoquer l'ébullition au voisinage d'une pointe ou d'aspérités entraînant d'intenses renforcements du champ.

Modèle de WATSON et SHARBAUGH [38]

Ils ont supposé qu'une bulle de gaz est générée dans le liquide par une injection de courant à partir d'aspérités sur la cathode.

Ce courant limité par la charge d'espace est de la forme:

$$I - A V^n \quad 1.5 \leq n \leq 2 \quad (I.18)$$

A : constante

l'énergie nécessaire à produire la vaporisation du liquide est de la forme:

$$W - A E^n \tau \quad (I.19)$$

(E étant supposé proportionnel à V)

Pour vaporiser une masse M du liquide, il faut lui fournir une quantité de chaleur:

$$W - m (c_p \Delta T + L_v) \quad (I.20)$$

(c_p : chaleur spécifique moyenne; ΔT : différence entre la température d'ébullition et initiale du liquide; L_v : chaleur latente de vaporisation)

En identifiant ces deux énergies, ils établissent un critère de claquage tenant compte de l'effet de la température, de la pression et des propriétés thermiques du liquide.

Ce modèle n'est suivi que par un nombre limité de liquides du fait qu'ils ont utilisé une équation relative à l'état stationnaire alors qu'il s'agit d'un régime transitoire d'échauffement.

Ce modèle a été repris par KAO [13] tout en faisant intervenir la structure du liquide et en prenant en considération

le régime transitoire. Il suppose que la vaporisation du liquide est produite par un courant filamentaire (limité par la charge d'espace).

Si la densité de courant est suffisante pour amener la température du liquide à son point d'ébullition, il y'a claquage. Si le champ est assez élevé, il peut y'avoir une dissociation renforcée par le champ pouvant conduire à une vaporisation locale du liquide.

Modèle de vaporisation:

La cavité gazeuse est la conséquence d'un courant qui traverse le système dont l'effet joule vaporise localement le liquide.

La quantité d'énergie injectée dans le système est donnée par:

$$W = QU \quad (I.21)$$

Q: charge électrique

U: tension électrique appliqué

La quantité d'énergie nécessaire pour vaporiser une môle du liquide est donnée par:

$$W_{eb} = Lv + \int_{T_{amb}}^{T_{eb}} c_p(T) dT \dots \quad (I.22)$$

Donc le nombre de môles de vapeur générées suite à un dépôt d'énergie W est:

$$N = \frac{W}{W_{eb}} = \frac{PV}{RT_{eb}} \quad (I.23)$$

p: pression; R: constante des gaz parfaits; T_{eb}: température d'ébullition; T_{amb}: température ambiante; V: volume de vapeur généré est définit par:

$$V = \frac{4}{3} \pi R_m^3 \quad (I.24)$$

R_m: le rayon moyen de la bulle (la bulle étant supposée sphérique)

Ce rayon est donné par la relation suivante:

$$(R_m)^3 = \left[\frac{3RT_{eb}}{4\pi \int_{T_{amb}}^{T_{eb}} CP(T) dT + LV} \right] \left[\frac{W}{P} \right] \quad (I.25)$$

1.3.2 Mécanisme de cavitation

La cavitation désigne toute la séquence de formation, d'expansion et de disparition de la cavité, elle peut se produire aussi bien dans le volume du liquide que sur les parois.

KRASUCKI [14] a décelé l'apparition des bulles de vapeur dans une huile très visqueuse (purifiée, filtrée et dégazée) telle l'hexachlorobiphényle. Soumise à des champs très élevés, selon KRASUCKI, les bulles seraient créées en des points de pression nulle.

Le facteur le plus probable parmi ceux pouvant provoquer la formation de tels points serait la présence de particules solides (impuretés) en suspension dans le liquide, ces particules pourraient être des particules métalliques sphériques de rayon variant de 100 à 250Å dues à l'usure du matériau de l'électrode durant la phase de conditionnement des électrodes; elles pourraient également être de petites tailles et subsisteraient après purification du liquide. Après formation, la bulle se déplace en s'éloignant de la zone à champ fort pour diminuer en volume et disparaître en se condensant dans les zones de champ faible lorsque la pression interne est nulle ou grandit jusqu'à atteindre un certain rayon R_f et mener au claquage.

L'auteur considère que le temps de claquage est proportionnel à la viscosité η et donne l'expression

$$\frac{t}{\eta} = 4 \int_{R_1}^{R_f} \frac{dR}{R \left[P(R) - \frac{2U_s}{R} - P_\infty \right]} \quad (I.26)$$

où $P(R)$: pression instantanée dans la bulle

U_s : tension superficielle du liquide

R : rayon de la bulle supposée sphérique ($R=R_1$ à $t=0$)

P_∞ : pression hydrostatique dans le liquide

En supposant la présence d'une particule conductrice de rayon R à l'interface électrode-liquide, l'expression du champ maximum E' régnant à la surface de la particule

$$E' = 4 \cdot 2 E, \quad (I.27)$$

où E : champ uniforme en l'absence de particule.

La charge électrique à l'interface liquide-particule exerce une pression P_e tendant à repousser le liquide de la surface de la particule. P_e étant donnée par la relation :

$$P_e = 2 \epsilon E^2 / \pi \quad (I.28)$$

où ϵ est la permittivité du liquide lorsque la pression P_e devient égal à la somme

$$P_e = P_h + P_s \quad (I.29)$$

avec P_h : pression hydrostatique

P_s : pression due à la tension superficielle.

la pression à la surface de la particule devient nulle et la condition de développement de pression nulle à la surface de la particule est donnée par:

$$E = 358 \sqrt{\frac{1}{\epsilon} (P_h + 2 \frac{U_s}{R})} \quad V/cm \quad \dots \quad (I.30)$$

lorsque cette équation est satisfaite, la bulle grossit jusqu'à atteindre le rayon critique et mener au claquage.

Par ailleurs, **Thomas** [15] a aussi proposé un critère de pression nulle; en plus des paramètres considérés par **KRASUCKI**, il suppose que la pression d'électrostriction s'oppose au décollement du liquide.

Les deux auteurs supposent dans leurs théories, que la cavité se forme par décollement du liquide. Cependant, ils n'apportent pas d'éléments décisifs pour la compréhension du mécanisme de génération de la bulle.

Modèle de cavitation :

Le critère de formation de cavités gazeuses dans un liquide à satisfaire est:

$$P_{em} = P_s + P_h \quad (I.31)$$

P_{em} : pression électromécanique

P_s : pression superficielle

P_h : pression hydrostatique

$$P_{em} = \frac{1}{2} \epsilon E^2 \quad (I.32)$$

ϵ : permittivité diélectrique du milieu

E : champ électrique

$$P_h = \rho g h \quad (I.33)$$

ρ : masse volumique

g : accélération de la pesanteur

h : hauteur entre la surface du liquide et l'électrode pointe.

La pression superficielle P_s est égale à la pression atmosphérique.

En combinant les expressions (I.31), (I.32) et (I.33) on obtient:

$$E \geq \left[2 \frac{(\rho g h + P_s)}{\epsilon} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (I.34)$$

En assimilant, le système pointe-plan, à deux sphères concentriques où le champ est égal à

$$E = \frac{U (r_p + d)}{r_p d} \quad (I.35)$$

U : tension électrique

r_p : rayon de courbure de l'électrode pointe

d : distance inter-electrodes

on obtient:

$$U \geq \left[\frac{2(\rho g h + P_s)}{\epsilon} \right]^{1/2} \left[\frac{r_p d}{r_p + d} \right] \quad (I.36)$$

C'est la tension à partir de laquelle, il y'a cavitation

2 Dynamique de la bulle:

Plusieurs chercheurs dont Prosperetti et Plesset [3,6,16] ont distingué quatre stades de l'expansion d'une bulle dans un liquide surchauffé:

- Une phase initiale au cours de laquelle la tension superficielle est dominante pendant un temps très court;
- Une phase durant laquelle le grossissement est contrôlé seulement par l'inertie du liquide.
- Une phase intermédiaire, à l'instant où la diffusion thermique devient importante.
- La taille de la bulle devenant assez importante, les phénomènes thermiques prédominent.

L'évaluation de la variation des dimensions de la bulle a été traitée par différents modèles qui sont les suivants:

2.1 Modèle de Watson:

1er modèle [17]

La bulle qui apparaît sur une pointe négative est considérée comme une cavité de faible densité, sensiblement sphérique et au même potentiel que la cathode. En égalant le travail de la pression électrostatique à l'énergie cinétique du liquide, la vitesse d'expansion de la bulle est donnée par l'expression:

$$v = \left(\frac{\epsilon}{3\rho} \right)^{1/2} E(R) \quad (I.37)$$

ϵ : permittivité, ρ : masse volumique du liquide

$E(R)$: champ électrostatique sur le front de la sphère conductrice.

WATSON utilise une valeur approchée du champ relatif à des hyperboloides donnée par:

$$E(R) = \frac{U}{R\sqrt{Z}} \quad (I.38)$$

ce qui conduit à

$$v = \left(\frac{U}{R} \right) \left(\frac{\epsilon}{3\rho} \right)^{1/2} \quad (I.39)$$

2eme modèle [18]

Il considère un point source hypothétique émettant un volume de fluide (gaz ionisé ou plasma) Q_f par unité de temps générant une surface de séparation similaire à un streamer.

Cette région exerce une force

$$F = (2/3) \rho Q_f v \quad (I.40)$$

due à une vitesse du streamer où

$$Q_f = \pi R_s^2 v \quad (I.41)$$

WATSON identifie cette force à la force électrostatique F_e sur une demi-sphère, pour obtenir la variation du rayon.

En considérant une sphère se déplaçant en laissant derrière elle un canal de rayon R_s , il obtient:

$$v = (U/R_s) (3\epsilon/8\rho)^{1/2} \quad (I.42)$$

2.2 Modele de Rayleigh: [6]

L'équation différentielle qui détermine l'évolution de la bulle sphérique est:

$$\frac{P(R, t) - P_\infty(t)}{\rho} = \frac{R d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \quad (I.43)$$

où dR/dt est la vitesse de croissance du rayon à l'interface
 d^2R/dt^2 l'accélération et P_∞ la pression du liquide à l'infini
La pression de la bulle à l'interface, $P(R, t)$ est donnée par:

$$P(R, t) = P_v [(T_b)] + P_g - \frac{2\sigma}{R} \quad (I.44)$$

P_v : pression de vapeur saturante

P_g : pression partielle de gaz contenu dans la bulle

Rayleigh établit la solution dans le cas d'une bulle sphérique vide dans un liquide parfait et incompressible (P_∞ constante) où l'effet de la viscosité et de la tension superficielle sont négligés; dans ce cas l'équation différentielle du mouvement s'écrit:

$$\frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \left(\frac{1}{\rho} P_{\infty} \right) = 0 \quad (\text{I.45})$$

L'intégration de cette équation nous donne la loi de croissance de la vitesse à l'interface en fonction du rayon durant la phase de l'implosion

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{2P_{\infty}}{3\rho} \left[\frac{R_0^3}{R^3} - 1 \right] \quad (\text{I.46})$$

avec les conditions initiales

$$\text{à } t=0; \quad R=R_0=R_{\max}; \quad dR/dt=0$$

Le temps total (t_1) de l'implosion pendant lequel le rayon de la bulle passe de la valeur maximale à la valeur zéro, est obtenu par l'intégration de l'équation de la vitesse à l'interface, il s'écrit:

$$t_1 = 0.915 R_0 \left(\frac{\rho}{P_{\infty}} \right)^{1/2} \quad (\text{I.47})$$

Le champ de pression généré dans le liquide lors de l'implosion prend une valeur asymptotique à une distance $r = (4)^{1/3} R$

et vaut:

$$\frac{R}{P_{\infty}} = 0.157 \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 \quad (\text{I.48})$$

Dans les derniers instants de l'implosion quand $R \rightarrow 0$, le mouvement $R(t)$ est uniformément accéléré et la singularité de la vitesse de l'interface est très forte. Cependant, le cas d'une bulle vide ne peut expliquer l'apparition des rebondissements suite à la première implosion, observés dans de nombreux cas. D'où la nécessité de tenir compte de la présence de gaz ou de vapeur qui empêche le rayon de s'annuler et la vitesse à

l'interface de devenir infiniment grande lorsque le rayon tend vers zéro.

2.3 Modèle de Rayleigh-Plesset: [6]

Ce modèle qui prend en considération la viscosité du liquide et la présence de gaz conduit à l'équation de mouvement suivante:

$$R \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{P(R, t) - P_{\infty}(t)}{\rho} - \frac{4\mu(dR/dt)}{R\rho} \quad (I.49)$$

Dans le cas où la viscosité dynamique est très faible, la dissipation visqueuse due au travail fourni à l'interface par le terme visqueux $-4\mu(dR/dt)/(R\rho)$ est peu important;

L'amortissement des oscillations ultérieures à la première implosion de la bulle n'est, en général, pas explicable par ce phénomène.

2.4 Modèle de Gilmore: [6]

Ce modèle est basé sur l'hypothèse de Kirkwood-Bethe, qui tient compte de la compressibilité du liquide ainsi que les variations des autres variables qui en dépendent, ce qui conduit à considérer que la fonction

$$G - r \left[h(p) + \frac{1}{2} v^2 \right] \quad (I.50)$$

se conserve le long des caractéristiques divergeantes à la vitesse

$$\frac{dr}{dt} - c + v \quad (I.51)$$

c : la vitesse du son

v : la vitesse locale

L'équation établit en coordonnées sphériques

$$\frac{\partial G}{\partial t} + (c + v) \frac{\partial G}{\partial r} = 0$$

$$h(p) = \int_{p_\infty}^p \frac{dp}{\rho} = \frac{1}{n-1} (c^2 - c_\infty^2) \quad (I.52)$$

$h(p)$ l'enthalpie du liquide entre P et P_∞

en considérant $v = dR/dt$, l'équation différentielle s'écrit:

$$R \frac{dv}{dt} \left(1 - \frac{v}{c} \right) + \frac{3}{2} v^2 \left(1 - \frac{v}{3c} \right) - H \left(1 + \frac{v}{c} \right) + \frac{R}{c} \frac{dH}{dt} \left(1 - \frac{v}{c} \right) \quad (I.53)$$

Ce modèle prévoit un amortissement de 16% maximum pour des bulles dans l'eau à pression atmosphérique, suite à l'apport d'énergie liée aux phénomènes d'émission d'ondes de choc [6].

2.5 Dynamique contrôlée par le transfert thermique: [6]

Ce modèle étudie la croissance de la bulle de vapeur dans un liquide uniformément surchauffé. Pendant son stade final de grossissement, sa vitesse d'extension diminue pendant que son rayon continue d'augmenter. La valeur de la surchauffe du liquide est définie par la différence $(T-T_{eb})$ avec T_{eb} la température d'ébullition de la vapeur à la pression appliquée P_{∞} et T température du liquide.

Plesset et Zwick établissent l'expression de la vitesse de grossissement de la bulle.

$$\frac{dR}{dt} = \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/2} \frac{K(T-T_{eb})}{L\rho_v D^{1/2}} \frac{1}{t^{1/2}} \quad (I.54)$$

où

$$D = \frac{K}{\rho c_p}$$

D : est la diffusité thermique du liquide.

K : sa conductivité thermique; c_p : capacité calorifique; L : chaleur latente; ρ_v : densité de vapeur de la bulle.

On peut constater que lorsque les effets thermiques sont dominants, l'implosion se produit en un temps infini et le temps de Rayleigh n'est plus du tout valable dans ce cas.

En pratique, la bulle n'est pas forcément sphérique, sa forme dépend particulièrement du champ appliqué et des propriétés du liquide.

2.6 Transition au streamer:

A basse pression hydrostatique appliquée (voisine de la pression atmosphérique) et pour une énergie injectée importante, la durée de vie et la taille de la bulle sont élevées, l'impulsion de courant qui induit la formation de la bulle est parfois suivie de plusieurs impulsions successives sur une durée de plusieurs centaines de ns. Ce phénomène est obtenu de façon aléatoire dans le temps avec une fréquence d'apparition qui décroît très rapidement lorsqu'on augmente la pression hydrostatique.

Il a été observé la déformation de la bulle du côté opposé à la pointe sur l'axe pointe-plan du système, elle est due à la formation successive de bulles, les unes devant les autres. La vitesse de propagation correspondant au développement de la série de bulles, est d'environ 100m/s, ce qui correspond à la vitesse de propagation du streamer en buisson (ou subsonique). Ce résultat montre que ce type de streamer, serait, tout au moins dans sa phase initiale, constitué de bulles successives reliées à la pointe et dans lesquelles des décharges électriques se produisent. Chaque décharge en phase gazeuse provoque un dépôt d'énergie, dans la phase liquide, en avant du chapelet de bulles qui induit la formation d'une nouvelle bulle.

Ce processus est très sensible à la pression appliquée P_0 et il est d'ailleurs possible de réduire fortement les bulles successives par une faible surpression (quelques 10^2 Pa), ce qui prouve que ces décharges s'effectuent bien dans une phase gazeuse. La formation de la première bulle, conséquence de l'avalanche en phase liquide, dépend uniquement du rayon de courbure de la pointe r_p . Par contre, les bulles suivantes, liées aux décharges en phase gazeuse, seront fonction du produit $P_0 \times d$ (loi de paschen) où d est la distance de développement des bulles dans l'axe pointe-plan.

Cependant, BEROUAL et Tobazeon [23] ont montré que la probabilité d'apparition des streamers subsoniques est favorisée quand on réduit la pression, ce qui indique que le streamer lent dépend fortement de la génération d'une phase gazeuse.

2.7 Relation entre les impulsions de courant et la formation de bulles. [6,21]

La formation de bulles près de la pointe, conséquence de l'impulsion de courant est analysée en fonction de la nature du liquide, de la pression hydrostatique [de 0.1 à 12 MPa] et de l'énergie injectée.

Les mécanismes d'avalanches électroniques en phase liquide dans la zone de champ intense près de la pointe correspond en effet à un dépôt d'énergie très localisé et très bref (< 4 ns) qui peut induire, la formation de bulle.

- Chaque impulsion de courant induit la formation d'une bulle près de la pointe si la pression hydrostatique appliquée est inférieure à la pression critique P_c du liquide.

La fréquence de formation de la bulle est égale à la fréquence des impulsions de courant qui est elle-même proportionnelle au courant moyen.

- Chaque bulle générée par l'impulsion de courant suit la même séquence d'événement, soit une phase de dilatation à l'issue de laquelle la bulle atteint son rayon maximum R_m , puis une phase d'implosion suivie de plusieurs rebondissements.

- Des ondes de choc sont détectées à la suite de l'implosion de courant (quelle que soit la pression) et au moment de l'implosion de la bulle leur vitesse de propagation est légèrement supérieure ou égale à la vitesse du son dans les liquides considérés. L'érosion de la pointe qui est observé dans ces conditions, s'expliquent par le phénomène de cavitation des bulles.

3 Influence de certaines propriétés physiques des bulles.

3.1 Influence de la viscosité.

D'après l'étude faite par Beroual [2] sur le temps de retard à l'apparition des streamers pour les deux polarités dans des polybutènes, il n'a pas été observé d'augmentation avec la viscosité η contrairement à l'idée admise par Tobazéon [4], ce qui semble exclure un mécanisme de cavitation induit par des phénomènes électrohydrodynamiques.

3.2 Influence de la polarité: [2]

Dans le cyclohexane, pour un système pointe-plan, la tension de génération en polarité positive et négative, est la même et serait proportionnelle au rayon de courbure de la pointe.

3.3 Influence de la nature du liquide:

Il a été observé que les temps de génération en fonction du créneau de tension dans le PXE et le MDBT ainsi que dans les polybutènes, étaient de même ordre de grandeur que dans le cyclohexane [2].

Les tensions de génération de la bulle dépendent de la structure du liquide. Les tensions sont plus élevées dans le n-hexane et le cyclohexane que dans le tétrachlorure de carbone [22].

3.4 Influence de la distance inter-électrodes et du rayon de courbure r_p :

La distance inter-électrodes n'a pratiquement aucune influence sur la tension de génération en polarité négative. Pour des distances allant de 6.3 à 13 mm, la tension de génération reste constante.

En polarité positive, elle augmente avec la distance inter-électrodes [22]. En faisant varier le rayon de courbure r_p de 3 à 40 μm , la variation de $t_g = f(U/t_m)$ pour des pentes de rampe inférieure à 10^{10} V/s est également quasi-linéaire [2].

4 Influence des variables d'état:

4.1 Influence de la pression:

Quelle que soit la polarité de la pointe, la pression agit d'une façon considérable sur l'apparition du streamer suggérant la dominance de processus gazeux.

La pression nécessaire à la disparition P_{a1ap} du streamer est d'autant plus élevée que l'amplitude du créneau est grande et dans le cas des rampes plus (U/t_m) est élevée, plus P_{a1ap} est importante [2,23]. Ce qui confirme les résultats de KAO et Mc MATH concernant l'influence de la pression sur la rigidité diélectrique du n-hexane entre électrodes planes en rampe de tension.

YOSHINO [24] a rapporté qu'en pointe négative (dans un système pointe-plan) la tension de claquage de l'azote-liquide augmente toujours avec la pression alors qu'en pointe positive, la croissance est moins rapide. Au delà de 10 atm, elle reste constante.

KATTAN [6] a rapporté que pour une pointe donnée aux pressions faibles (10^5 Pa), chaque impulsion de courant est formée d'un premier pic de durée < 4 ns, suivi par des pics secondaires d'amplitude plus faible, dont le nombre et la durée

totale, sont fonction de la pression appliquée. Lorsqu'on accroît la pression sur le liquide, les impulsions secondaires sont réduites à la fois en nombre et en amplitude.

4.2 Influence de la Température:

contrairement à la pression, la température n'influe que faiblement sur l'apparition de la perturbation. Les résultats de la variation de la température entre $- 60^{\circ}\text{C}$ et $+ 60^{\circ}\text{C}$ dans le cyclohexane, ont montré qu'en dehors de la zone de passage de la phase solide en liquide, la tension de génération n'est pas affectée [2,25]. L'élévation de la température favorise l'apparition de streamers subsoniques (lents) dans le n-hexane [25].

5 PROPAGATION:

Plusieurs chercheurs se sont entendus sur le fait que la perturbation générée au voisinage de l'électrode acérée est une bulle gazeuse [2,4,5,26].

Le comportement de celle-ci dépend de la tension appliquée aux électrodes, du rayon de courbure de la pointe et de l'intervalle inter-électrodes. Si la tension est supérieure à la tension de génération, la bulle peut évoluer en streamer et conduire éventuellement au claquage.

De nombreux travaux ont porté sur la nature, la forme et la vitesse de propagation de ces streamers dans des systèmes d'électrodes pointe-plan.

5.1 Forme des streamers:

Deux modes de propagation sont observés quelle que soit la polarité dans de nombreux liquides.

Les streamers lents ayant une allure qui rappelle celle de buisson sont observés en polarité négative.

Les streamers filamenteux très rapide apparaissent en polarité positive, leur vitesse moyenne dépasse celle du son, on les observe également pour les deux polarités dans certains composés chlorés [tétrachlorure de carbone] [26].

Mc KENNY et Mc GRATH [27] ont observé les deux modes dans

le n-hexane en polarité négative, YAMASHITA et Al [36], dans l'huile de transformateur en polarité positive.

BEROUAL [2] a constaté, dans le cyclohexane, pour les deux polarités, qu'à partir d'un streamer subsonique (en forme de buisson) qui n'a traversé que partiellement l'intervalle inter-électrodes, il peut se développer un second streamer très fin de vitesse beaucoup plus élevée et que la probabilité d'apparition des streamers lents dépend de la tension, de l'intervalle inter-électrodes et de la pression .

Le mode supersonique apparaît plus fréquemment quand on augmente la tension ou/et la pression hydrostatique du liquide; lorsqu'on augmente la température, on favorise l'apparition des streamers subsoniques [20].

5.2 Forme des courants et émission lumineuse:

Pour les liquides, cyclohexane, le PXE et le MDET le signal d'émission lumineuse est parfaitement corrélé à celui du courant [2,22].

Pour les streamers négatifs, le courant est constitué d'impulsion très brèves irrégulièrement espacés dont l'amplitude croît généralement avec le temps. Alors que les streamers positifs rapides donnent lieu à des courants dont la variation est assez régulière [2,6,20].

Sous tension de choc de foudre, dans l'huile de transformateur, les courants en polarité positive et négative sont de même ordre de grandeur et présentent la même forme. Il a été observé qu'en plus de la composante transitoire du courant, une composante continue beaucoup plus importante en polarité positive qu'en polarité négative [28].

5.3 Charge des streamers:

Les résultats obtenus ultérieurement par d'autres chercheurs ont mis en évidence le fait qu'en pointe négative, la charge augmentait par paliers, où chaque variation Q_1 est engendrée par un pic de courant [2,4,21,29,30].

D'après Beroual [2,29], pour les streamers négatifs, la charge présente des discontinuités brutales qui correspondent à

des impulsions de courant très brèves. Comme les impulsions de courant et de lumière émise sont bien corrélées, chaque charge élémentaire dont la valeur est égale à l'amplitude d'un saut, caractériserait une décharge dans une phase de basse densité (streamer).

Dans le cas où le streamer négatif a une vitesse du même ordre que celle du streamer positif, la forme et l'amplitude de sa charge sont similaires à celles obtenues en pointe positive. Par conséquent Q est liée non seulement à la polarité mais aussi à la vitesse.

La variation de la charge théorique en fonction du temps correspondant au modèle de la sphère conductrice en expansion vers la plan décrit bien celle des streamers rapides [2,4].

5.4 Vitesse des streamers:

En géométrie pointe-plan, il existe une relation étroite entre la forme du streamer, la vitesse et la lumière qu'il émet quelle que soit la polarité de la pointe et la nature du liquide [20].

La vitesse des streamers positifs est constante entre les électrodes et est de l'ordre de 1 à 3 Km/s, celle des streamers négatifs varie de quelques 100 m/s à 1 Km/s [31].

Si la vitesse d'un streamer négatif dans un liquide est comparable à celle d'un streamer positif, dans un autre liquide, les deux formes sont analogues [2,4,5,20].

D'après Devins et Al [3], la vitesse est constante dans le marcol 70 en pointe anode et variable en cathode.

5.5 Effet de la pression:

La pression hydrostatique agit sur le streamer en diminuant son volume et en l'empêchant de se propager.

HIZZAL [12] a observé que pour les faibles tensions, le temps de retard au claquage croît avec la pression et que l'augmentation de la tension réduit son effet jusqu'à l'éliminer.

D'après Beroual et R.Tobazeon [23] lorsque le streamer est lent, le nombre et l'amplitude des pics des courants (et les pics de lumière émise qui leur sont parfaitement corrélés) sont

d'autant plus faibles que la pression hydrostatique appliquée au liquide est grande.

Pour une pression suffisamment grande, le streamer disparaît aucun pic de courant ni de lumière n'est observé. Il en est de même pour les streamers rapides, cependant la pression pour laquelle le streamer disparaît est plus élevée que pour les streamers lents.

Plus le streamer est rapide et par conséquent plus la tension appliquée est élevée, plus la pression nécessaire à la disparition P_{diss} est importante.

6 Action des additifs:

L'action des additifs est remarquable pour la mise en évidence des mécanismes pouvant avoir lieu lors de la génération et de la propagation des streamers.

6.1 Action sur la génération:

Il n'a été observé aucune influence remarquable sur la tension de génération de la perturbation. En ajoutant jusqu'à 1 môle/l de tétrachlorure de carbone (capteurs d'électrons) dans le n-hexane, la tension reste pratiquement constante. Il en est de même avec du benzène (composé à bas potentiel d'ionisation).

Par conséquent les additifs capteurs d'électrons ou à bas potentiel d'ionisation jouent un rôle important dans la propagation des streamers et non dans leur génération [32].

6.2 Action sur la propagation:

En ajoutant de faibles concentrations de composés capteurs d'électrons, Devins et Al [3] ont observé que les streamers négatifs devenaient filamenteux et que leur vitesse augmentait.

L'addition de composés à bas potentiel d'ionisation n'altère pas la vitesse des streamers négatifs mais accroît d'un facteur (2 à 3) celle des streamers positifs.

Les composés polyaromatiques ajoutés à une huile naphthénique, accélèrent les streamers négatifs et positifs, de tels composés possèdent à la fois de bas potentiel d'ionisation et des propriétés de capteurs électroniques [4].

7 MODELES D'EVALUATION DES VITESSES:

7.1 Modèles de WATSON:

Ce sont des modèles purement électrohydrodynamiques.

Streamer assimilé à une cavité sphérique:

L'expression de la vitesse est donnée par:

$$v = \left(\frac{\epsilon}{3\rho} \right)^{1/2} E(R) \quad (I.55)$$

$E(R)$ champ électrostatique sur le front de la sphère conductrice.

ϵ : permittivité

ρ : masse volumique du liquide.

Streamer assimilé à un canal cylindrique de rayon R_s :

L'expression de la vitesse devient

$$v = \left(\frac{U}{R_s} \right) \left(\frac{3\epsilon}{3\rho} \right)^{1/2} \quad (I.56)$$

7.2 Modèle de Devins, RZAD et Schwabe: [3]

Ce modèle est fondé sur l'ionisation du champ, les porteurs sont produits par effet Zener. Comme dans les solides, le coefficient d'ionisation de Zener est:

$$\gamma = \frac{C}{n} \quad \text{ou} \quad \gamma = \frac{eEa}{h} e^{\left(\frac{\pi^2 m a V_i^2}{h^2 e E} \right)} \quad (I.57)$$

n : concentration des porteurs de charges positifs et négatifs contenus dans un canal cylindrique de rayon r_a .

a : distance inter-moléculaires.

e, m : charge et masse de l'électron.

V_i : potentiel d'ionisation de la phase liquide.

la vitesse du streamer positif si la distribution du champ est sphérique est :

$$v = \left(\frac{a e^3 E_0^3}{\pi m V_i} \right)^{1/2} \frac{n}{C} r_s e^{1/2} \left(\frac{\pi^2 m a V_i^2}{h^2 e E_0} \right)^{1/2} \quad (I.58)$$

E_0 : champ à l'extrémité du streamer de rayon r_a .

On voit intervenir les paramètres physico-chimiques (V_1 potentiel d'ionisation de la phase liquide et distance inter-moléculaires).

Ce modèle ne concerne qu'un seul filament de rayon constant r_0 , il ne permet pas d'interpréter la variation de vitesse généralement observé au cours du déplacement. Le calcul numérique montre que la vitesse est extraordinairement sensible à E_0 , V_1 et γ .

La propagation des streamers négatifs s'effectuerait en deux étapes d'abord injection d'électrons puis ionisation du liquide, il en résulterait un plasma similaire à celui produit en polarité positive, la vitesse négative serait déterminée par le temps passé dans l'une ou l'autre étape.

7.3 Modèle de Lewis: [6]

Ce modèle donne une description des événements susceptibles de se produire quand il y'a injection d'électrons ou de trous par des sites localisés sur les électrodes.

Pour les deux polarités, il faut moins de 1 eV pour créer une phase gazeuse qui s'allonge progressivement. Les électrons peuvent atteindre l'énergie d'ionisation (≈ 10 eV pour l'hexane) de la phase gazeuse; celle-ci se comporte alors comme une extension conductrice de la cathode, avec un champ très renforcé à son extrémité.

En polarité positive, lorsque la phase gazeuse est créée, la mobilité des trous va décroître, contrairement, à celle des électrons, car l'effet Tunnel dépend fortement de la proximité moléculaire.

7.4 Modèle de Félici: [33]

Le streamer est assimilé à un canal conducteur ionisé, schématisé par un cylindre très allongé, conducteur, de section S , de longueur L , dont à l'extrémité vive règne un champ électrique d'intensité quadratique E . Par l'autre extrémité, il est en relation avec une source de tension constante fournissant un courant "i" pendant la progression du canal qui présente une certaine résistance électrique R_s . En considérant un canal

relativement bon conducteur, la condition de propagation serait donc $Re_i \ll U$.

Le travail des forces appliquées à l'extrémité vive, est dans l'unité de temps

$$W = \frac{\epsilon E^2}{2} S V \quad (I.59)$$

Ce travail dépensé à ioniser le milieu (liquide), l'échauffer, le vaporiser et le déplacer est égal à l'accroissement de l'énergie du système à potentiels constants $W = U I$.

$$I = \left[\frac{\epsilon E^2}{2} \right] \frac{S V}{U} \quad (I.60)$$

La condition de propagation $RI \ll V$ s'écrira alors:

$$\frac{\epsilon E^2 L V}{K q U^2} \ll 1 \quad (I.61)$$

où K est la mobilité des électrons et q leur densité de charges.

De plus, si le canal contient une phase gazeuse ionisée qui est la vapeur du liquide, l'expression d'équilibre énergétique est la suivante:

$$\frac{\epsilon E^2}{2} - q V_i + \frac{q U^2}{2} + L' \quad (I.62)$$

$(qu^2)/2$: travail de déplacement par unité de temps.

L' : énergie totale de vaporisation et de décomposition.

$q V_i$: énergie d'ionisation par unité de temps.

d'où la condition $Re_i \gg U$ s'écrirait sous la forme:

$$\left[\frac{2 V_i L \sqrt{\frac{\epsilon}{\rho} E}}{K V^2} \right] \frac{y}{1 - y^2 - \frac{2 L'}{\epsilon E^2}} ; y = \sqrt{\frac{q}{\epsilon} \frac{V}{E}} \quad (I.63)$$

7.5 Modèles de Beroual:

7.5.1 Modèle de propagation des streamers: [34]

L'énergie totale dont dispose le système n'est autre que l'énergie électrique. Elle peut être dépensée sous différentes formes. Soit W_c , la fraction d'énergie disponible pour le déplacement du streamer telle que:

$$W_c - \beta E_t \quad (I.64)$$

En supposant que le streamer comporte n branches assimilables chacune à un canal cylindrique, Beroual [34] donne une expression permettant de déterminer la vitesse à tout instant:

$$\sum_{j=1}^n \frac{1}{2} (\rho \pi r_j^2 dl_j) v_j^2 - \beta \sum_{j=1}^n q_j E_j dl_j \quad (I.65)$$

où r_j , dl_j , q_j , E_j sont respectivement le rayon de la branche j , son déplacement, sa vitesse, sa charge et le champ à son extrémité vive

$$q_j = \int_0^t i_j dt \quad (I.66)$$

i_j : courant du streamer à tout instant t .

Si de plus, les branches ont même rayon ($r_j = r$) et qu'elles se déplacent à la même vitesse, on aura:

$$v^2 - \left[\frac{2}{\rho \pi r^2} \right] \left[\frac{\beta}{n} \right] \sum_{j=1}^n \left(\int_0^t i_j dt \right) E_j \quad (I.67)$$

Cette expression reflète parfaitement les observations expérimentales. En effet, le streamer est d'autant plus rapide que:

-Le nombre de branches décroît (le streamer devient donc plus filamentaire).

-ou/et le rayon de branches décroît.

-ou/et le champ à la tête vive de chaque branche augmente.

-ou/et sa charge augmente.

-ou/et l'énergie disponible au déplacement est importante.
Ce modèle traduit également le mode de propagation: par sauts ou continu.

7.5.2 Modèle d'expansion de la bulle:[34]

En supposant que la perturbation est une bulle conductrice se développant de la pointe vers le plan tout en restant sphérique durant son expansion, le travail effectué par toutes les forces agissant sur l'interface bulle-liquide est égal à:

$$W = \int_{R_0}^R 4 \pi R^2 (P_e + P_h + P_s - P_i) dR \quad (I.68)$$

P_e : pression électrostatique

P_h : pression hydrostatique

P_s : pression due à la tension superficielle

P_i : pression à l'intérieur de la bulle

R_0 : rayon initial

R : rayon à l'instant t

En pratique pour des tensions élevées, les pressions P_h , P_s et P_i sont négligeables par rapport à P_e . Dans ce cas l'expression ci-dessus devient:

$$W = \int_{R_0}^R 4 \pi R^2 P_e dR \quad (I.69)$$

Ce travail doit être égal à l'énergie cinétique E_c du liquide

$$E_c = 2 \rho \pi R^2 \left[\frac{dR}{dt} \right]^2 \quad (I.70)$$

avec ρ la densité du liquide, ce qui nous donne:

$$\int_{R_0}^R 4 \pi R^2 P_e dR = 2 \rho \pi R^2 \left[\frac{dR}{dt} \right]^2 \quad (I.71)$$

par différenciation, on obtient:

$$4 \pi R^3 P_e - 2 \pi \rho \left[2 R^2 \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + 2 R^3 \left(\frac{d^2 R}{dt^2} \right) \right] \quad (I.72)$$

avec $P_e = \frac{1}{\rho} \left[\frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + R \frac{d^2 R}{dt^2} \right]$

En admettant dans une première approximation, que la densité de charge superficielle de la bulle dans la direction du champ a pour expression:

$$P_e = \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r (\epsilon_r - 1) E^2 \quad (I.73)$$

En prenant comme valeur du champ (dans un système pointe-plan) celle donnée par deux sphères concentriques:

$$E = \frac{U(L + R_0)}{R(L + R_0 - R)} \quad (I.74)$$

U: tension appliquée aux électrodes, L: intervalle inter-électrodes, R_0 : rayon de l'électrode.

Pour les intervalles étudiés $R_0 \ll 1$; d'où:

$$E = \frac{UL}{R(L - R)} \quad (I.75)$$

En combinant les trois expressions précédentes [(I.71), (I.72), (I.74)] on obtient:

$$\frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r (\epsilon_r - 1) \left[\frac{UL}{R(L - R)} \right]^2 - \rho \left[\frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + R \left(\frac{d^2 R}{dt^2} \right) \right] \quad (I.76)$$

Si la vitesse d'expansion de la bulle est considérée comme constante ($d^2R/dt^2 = 0$) on aura:
d'où par intégration:

$$\frac{dR}{dt} = K \frac{UL}{R(L-R)} \quad (I.77)$$

avec $K = \left[\frac{\epsilon_0 \epsilon_r (\epsilon_r - 1)}{3\rho} \right]^{1/2}$

$$R^2(3L-2R) - R_0^2(3L-R_0) - 6LK \int_0^t U dt \quad (I.78)$$

Cette expression permet d'obtenir le rayon de la bulle à tout instant. Nous remarquons que R dépend également de la forme de la tension. La bulle aurait atteint l'électrode plane pour $R = L$.

D'après cette expression, on peut déterminer le temps de génération d'une bulle de rayon donné R pour différentes formes de tension.

CONCLUSION

Les travaux illustrés dans ce chapitre ont permis de clarifier les conditions dans lesquelles des mécanismes bien identifiés de génération de la bulle peuvent être observés.

La création d'ions joue un rôle primordial dans la conduction des diélectriques liquides. L'injection des ions dépend de la nature du contact liquide-métal.

La plupart des travaux récemment entrepris ont montré que le premier pic de courant généré lorsqu'on applique une tension à un diélectrique liquide, est à l'origine de la formation de la bulle gazeuse.

Dans ce qui va suivre, nous considérons différents liquides de structures chimiques simples ou comportant des halogènes dans leurs molécules. Nous nous intéressons particulièrement à la génération de la bulle dans un système d'électrodes pointe-plan dans les deux polarités afin d'apporter éventuellement certains éléments de réponse quant à l'évolution de la bulle en streamer.

CHAPITRE II
ETUDE EXPERIMENTALE

Le circuit d'essais est constitué d'une source de tension continue, d'une cellule d'essais et de dispositif de mesure de courant / ou de charge (figure II.1).

II.1 Technique d'essais :

II.1.1 Source de tension:

La tension est fournie par un générateur de tension continue de type HEIZINGER de valeur maximale 20 kV et de puissance 100W.

II.1.2 Cellule d'essais:

La cellule d'essais est constituée d'un corps en téflon (figure II.2) et comporte un système d'électrodes pointe-plan interchangeableables. L'électrode acérée est une pointe dont le rayon de courbure est de 6 μm . L'électrode plane est constituée d'un disque en laiton de 10 mm de diamètre. La distance inter-électrodes peut varier jusqu'à 4 mm.

Deux hublots en pyrex de 10 mm de diamètre permettent la visualisation des phénomènes pouvant se produire entre les électrodes.

Deux bouchons en téflon permettent le remplissage et la vidange de la cellule.

II.1.3 Dispositif de mesure du courant et de la charge:

Le courant ($I = U/R$) correspondant à la perturbation est mesuré à travers une résistance non inductive de 50 Ω placée en série avec la cellule de mesure.

Comme dans la plupart des cas, le courant est constitué de pics discrets irrégulièrement espacés. La charge Q est déduite grâce à l'insertion d'une capacité en série avec l'électrodes ($Q = CU$). Ainsi l'énergie électrique disponible, dans le système serait égale à $W = QU$.

Dans notre cas, la charge est donnée par le produit (Ixt).

Deux diodes rapides (type 1n4148) montées en tête bêche et placées en parallèle avec la résistance de mesure de courant, permettent de protéger l'entrée de l'oscilloscope contre d'éventuelles surtensions.

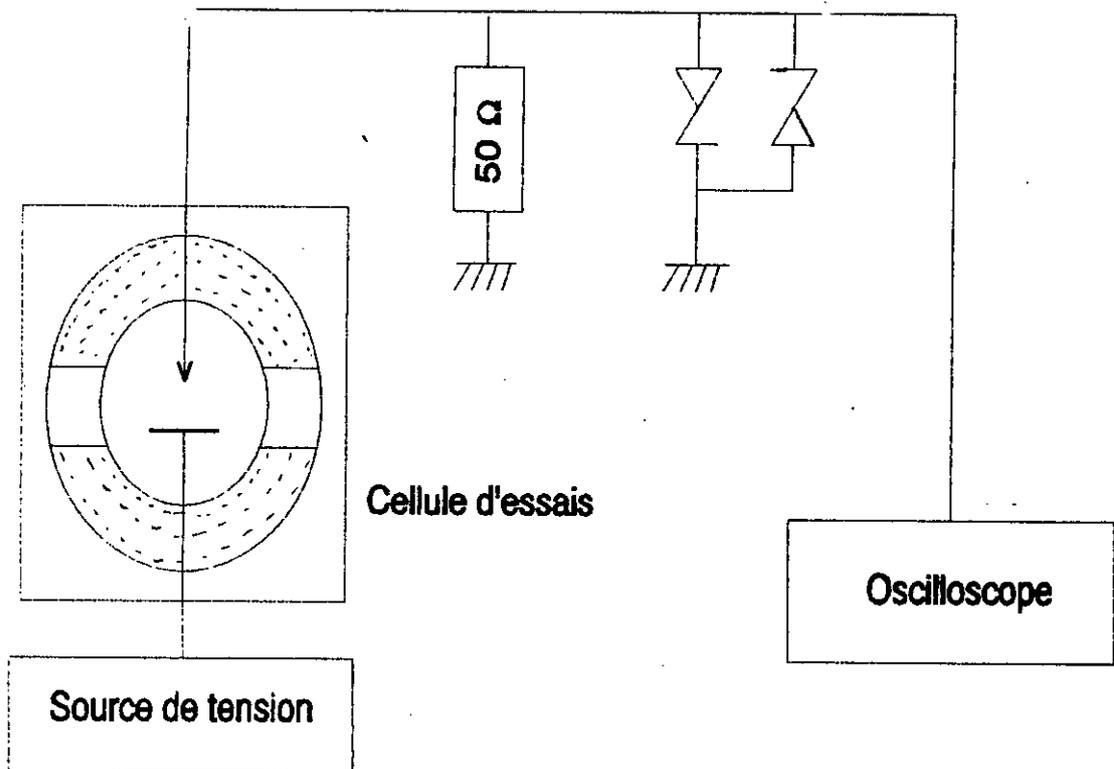
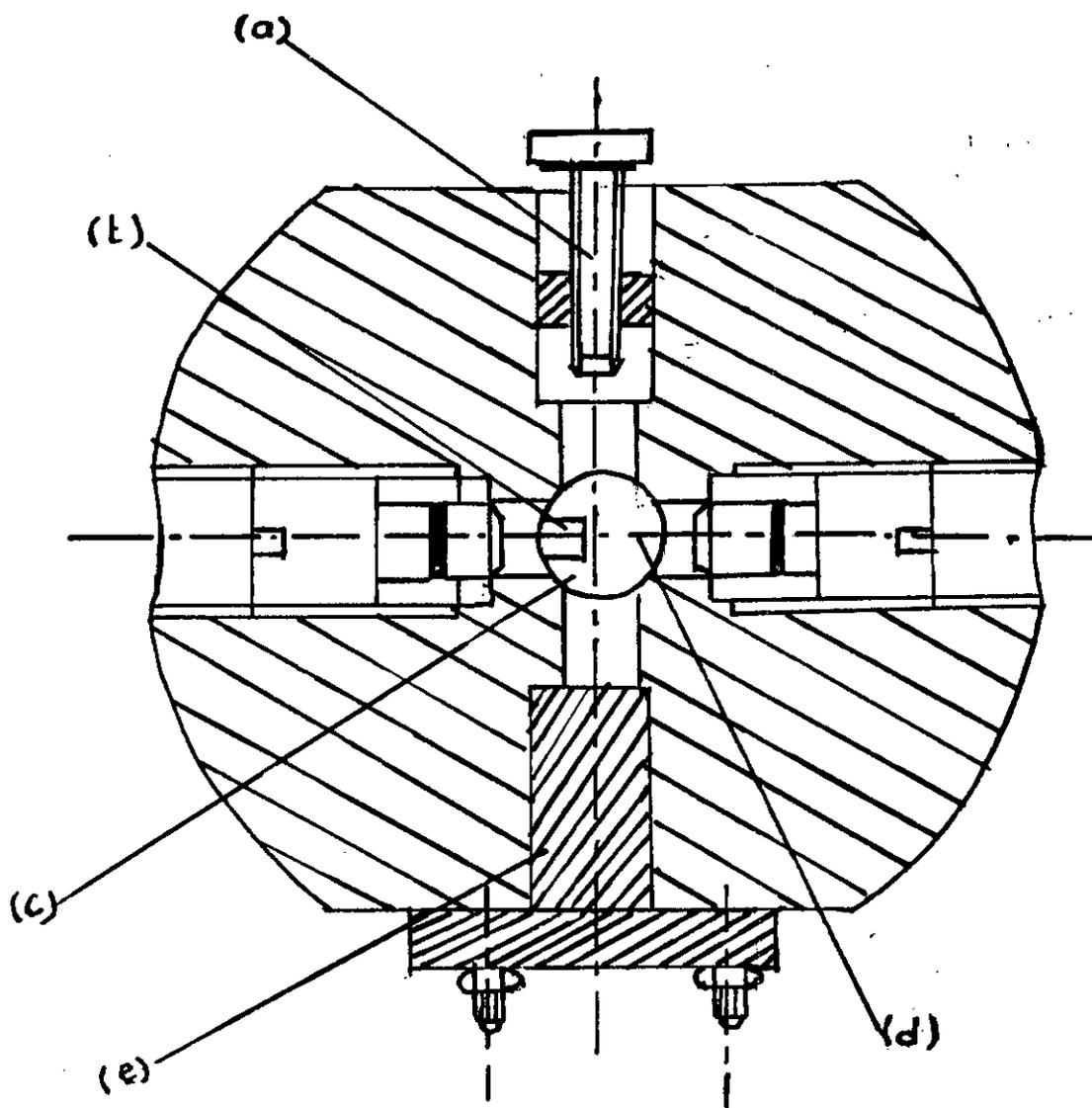


FIG II.1: DISPOSITIF EXPERIMENTAL



a: bouchon de remplissage.
 b: électrode plane.
 c: hublot de visualisation.

d: électrode pointe.
 e: bouchon de vidange.

fig.II-2 : Cellule utilisée lors des essais

II.1.4 Enregistrement des signaux:

Le courant et la charge correspondants à la perturbation, sont enregistrés simultanément sur un oscilloscope à mémoire de type PHILIPS 3305 de bande passante 35 MHz.

II.1.5 Liquides utilisés:

Les liquides utilisés sont le n-heptane (C_7H_{16}), le cyclohexane (C_6H_{12}), le tétrachlorure de carbone (CCl_4), le benzène (C_6H_6), le chlorobenzène (C_6H_5Cl).

Les caractéristiques de ces liquides sont données dans le tableau II.1.

	ϵ_r	ρ (kg/m ³)	T_{eb} (°K)	c_p (J/kg°K)	L_v (J/kg)
n-heptane	1.96	684	371.58	2048.2	319561.0
cyclohexane	2.02	779	354.15	1860.1	357808.0
CCl ₄	2.24	1595	350.15	840.18	192280.0
benzène	2.28	879	353.25	1751.42	393505.2
chlorobenzène	5.71	1107	405.25	1287.44	324326.2

tableau II.1: caractéristiques thermiques des liquides utilisés

II.1.6 Mode opératoire:

Avant chaque remplissage, la cellule est nettoyée avec de l'acétone puis séchée dans une étuve à 70 °C pendant environ une heure.

Pour une distance inter-électrodes donnée et un rayon de courbure fixe, des essais (jusqu'à 10) sont réalisés sur un liquide étudié pour différentes valeurs de tension.

Entre deux essais, le liquide est laissé au repos durant un temps environ 2 minutes.

Les valeurs de la tension, de la charge et de l'énergie ainsi déterminées sont données par la moyenne arithmétique.

II.2 GENERATION DES BULLES GAZEUSES:

Dans cette partie, nous allons étudier la variation de la charge, du courant, du rayon moyen de la bulle correspondant au premier pic de courant ainsi que l'influence de la tension, de la nature du liquide et des paramètres géométriques.

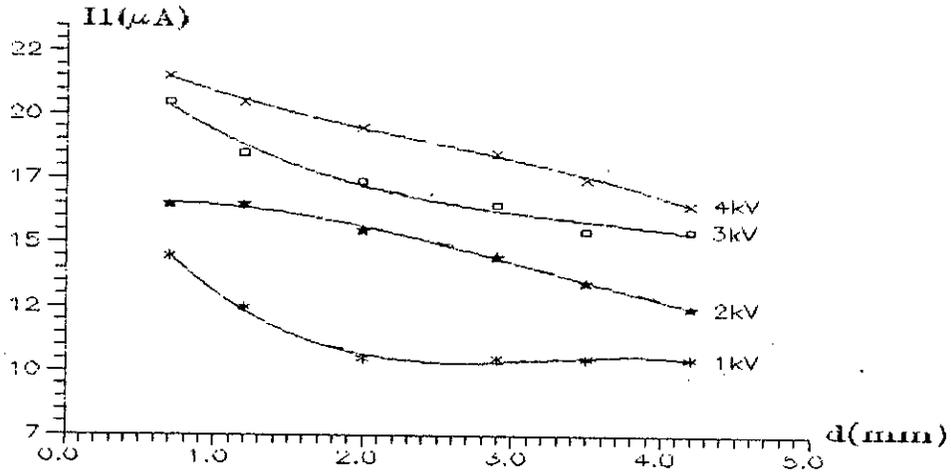
II.2.1 Courant en fonction de la distance inter-électrodes:

Dans tous les liquides utilisés, pour une tension donnée, les courbes des courants en fonction de la distance inter-électrodes

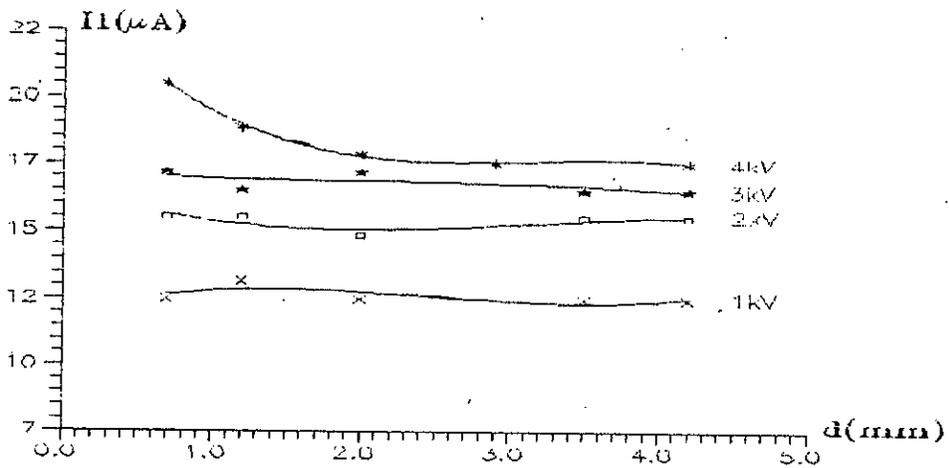
(figures II.1 à II.8) ont une allure décroissante quelle que soit la polarité. En effet, le champ électrique diminue quand la distance inter-électrodes croît. Ceci est un argument en faveur d'un mécanisme électronique par effet de champ.

Pour une polarité donnée, les courants sont d'autant plus grands que la tension appliquée est élevée.

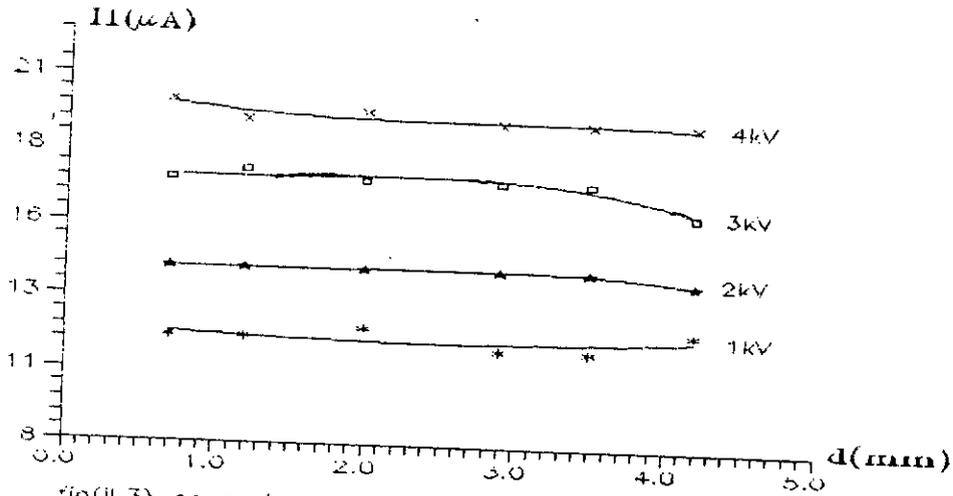
Par ailleurs, nous remarquons que l'ordre de grandeur des courants dans le tétrachlorure de carbone (figures II.9 et II.10) n'est pas affecté par la distance inter-électrodes pour les niveaux de tension appliqués. De plus cette valeur est inférieure à la valeur moyenne dans les autres liquides. Ceci serait dû à la structure chimique du liquide qui est apolaire et non dissociable.



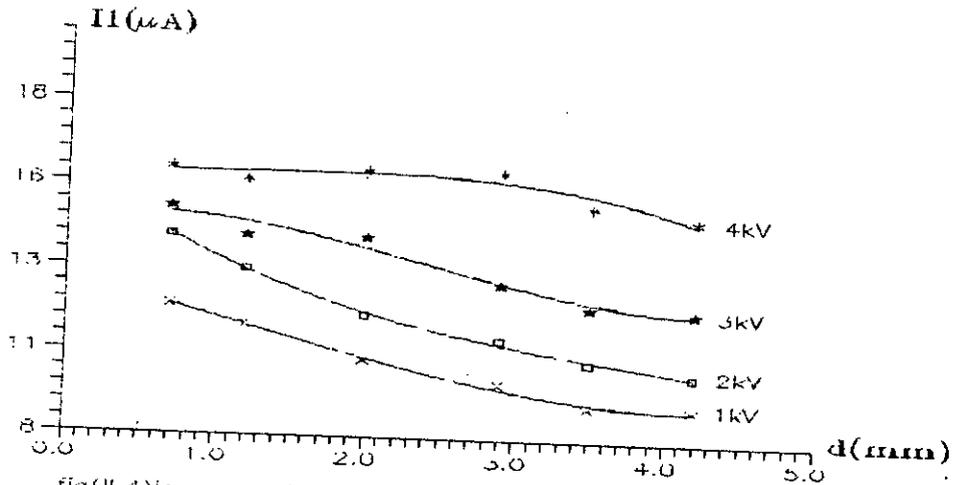
fig(II.1) courant en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension heptane : polarite negative



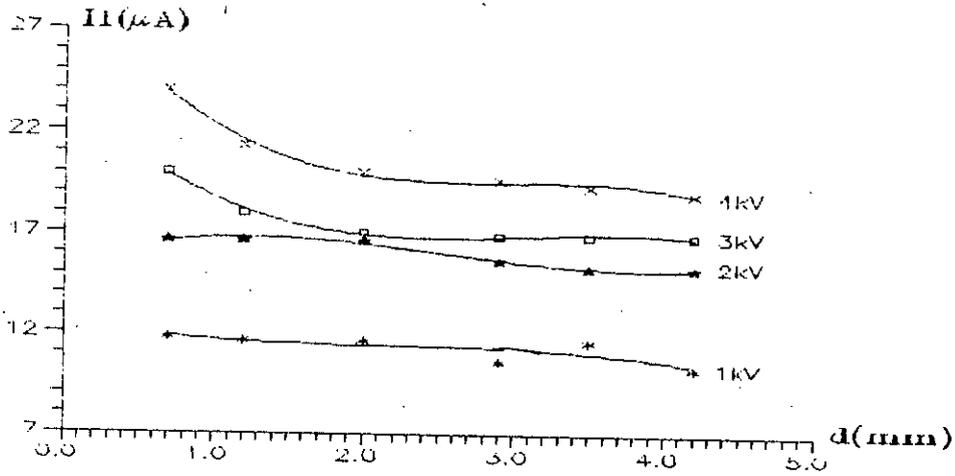
fig(II.2) le courant en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension heptane : polarite positive



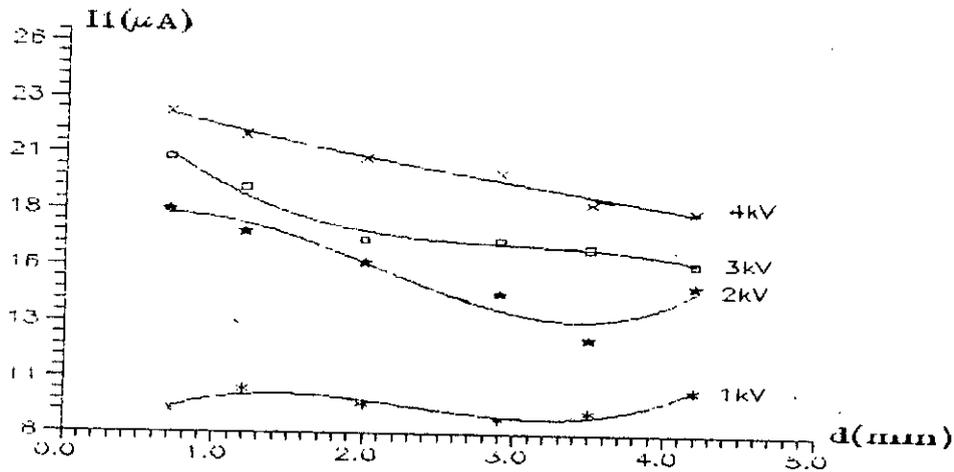
fig(11.3) courant en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension cyclohexane : polarite negative



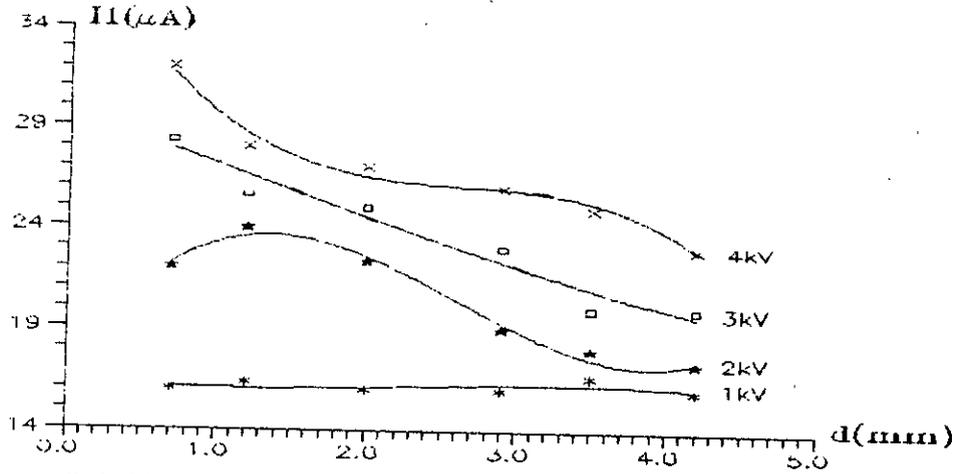
fig(11.4) le courant en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension cyclohexane : polarite positive



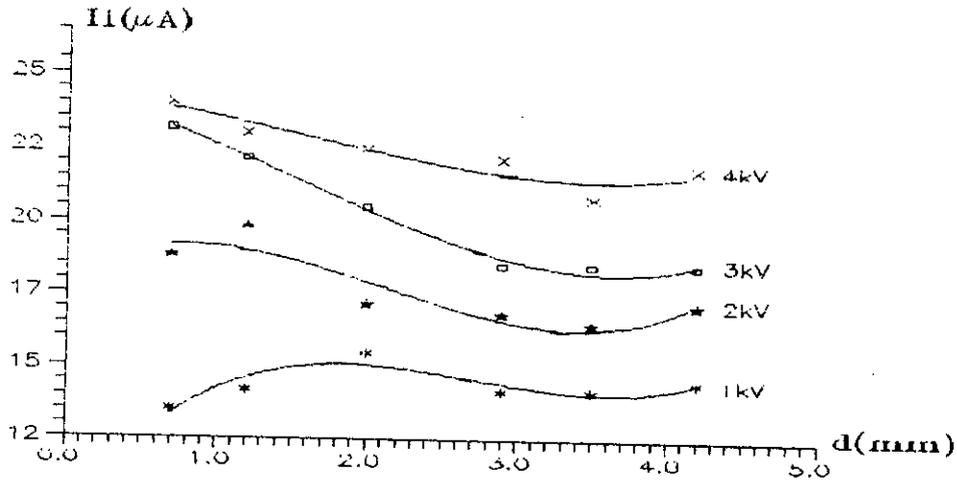
fig(II.5) le courant en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension benzene : polarite negative



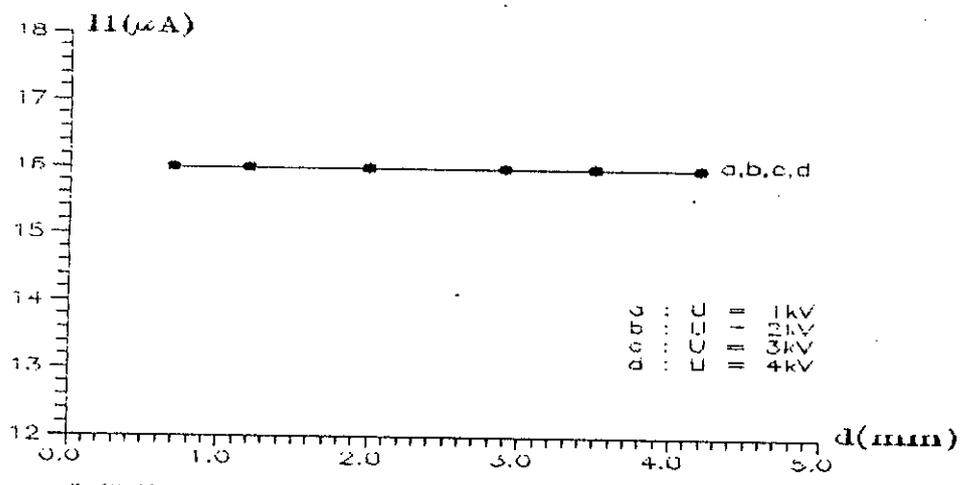
fig(II.6) le courant en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension benzene : polarite positive



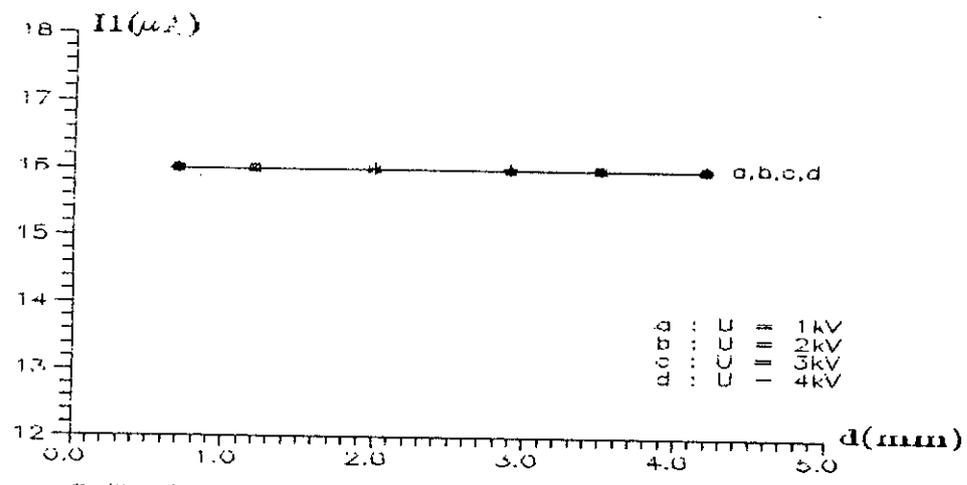
fig(11.7) le courant en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension chlorobenzene : polarite negative



fig(11.8) le courant en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension chlorobenzene : polarite positive



fig(II.9) le courant en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension CCl4: polarite negative

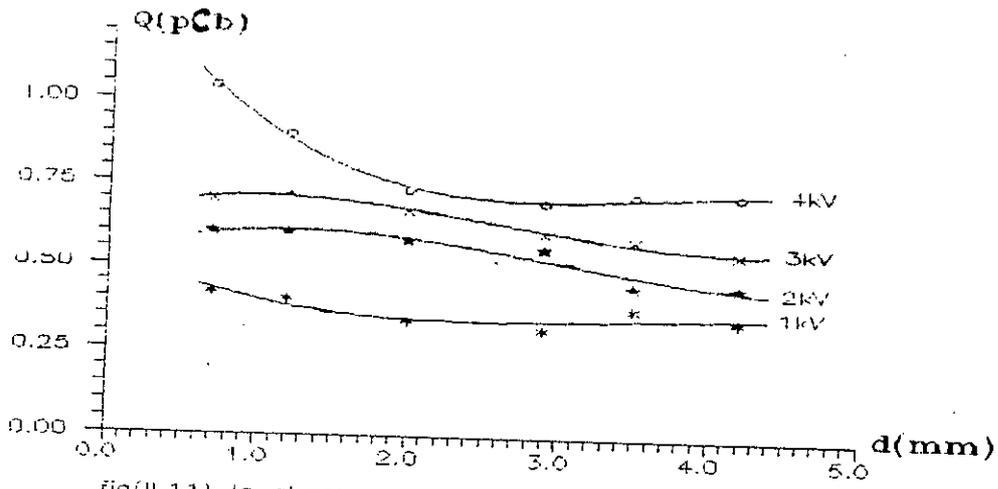


fig(II.10) le courant en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension CCl4 : polarite positive

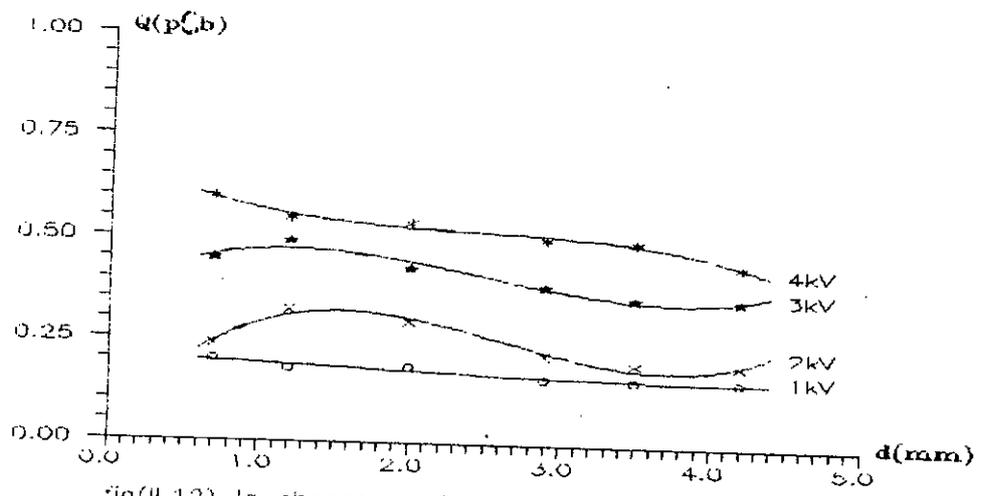
II.2.2 La charge en fonction de la distance inter-électrodes:

La connaissance de la charge est d'une importance capitale. Elle nous informe sur le niveau énergétique mis en jeu lors de l'application de la tension, nous permettant d'identifier les mécanismes mis en jeu.

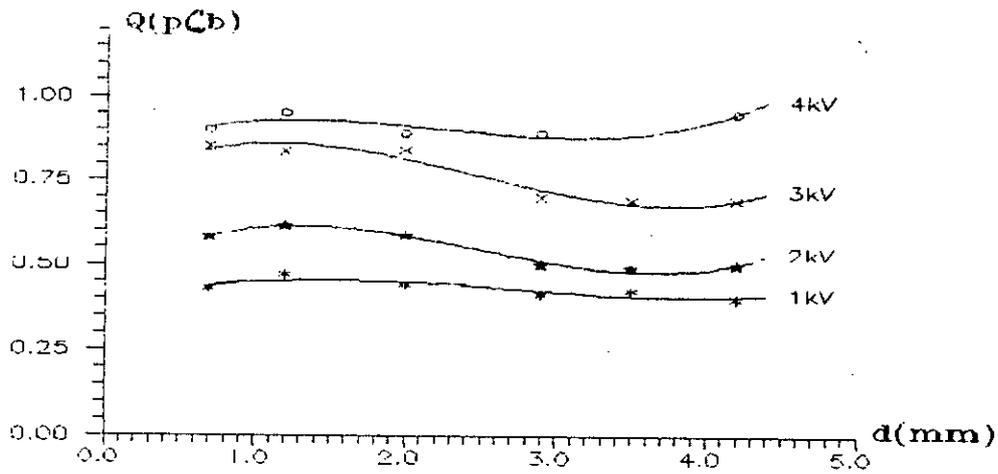
Comme pour les courants, la charge injectée augmente lorsque la tension croît pour les deux polarités ou/et la distance inter-électrodes diminue (figures II.11 à II.18). Ce qui confirme le fait que le champ électrique joue un rôle important dans la génération de la bulle.



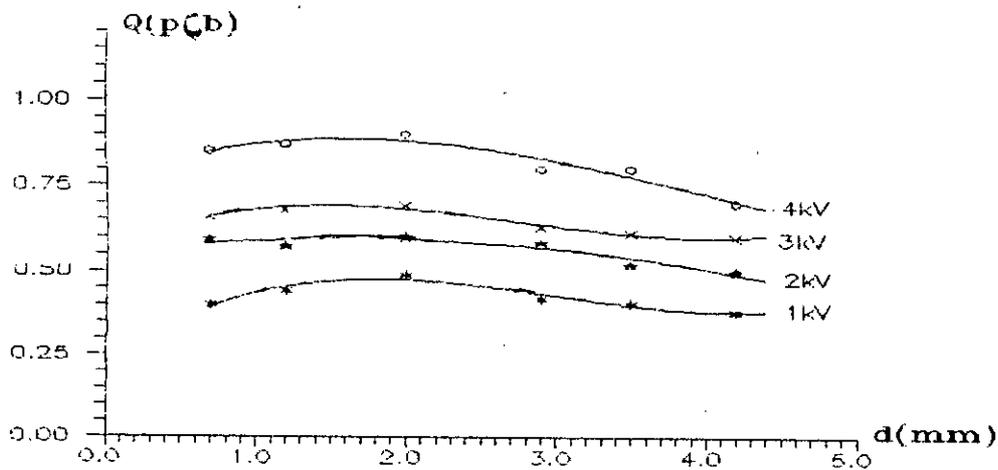
fig(11.11) la charge en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension heptane : polarite negative



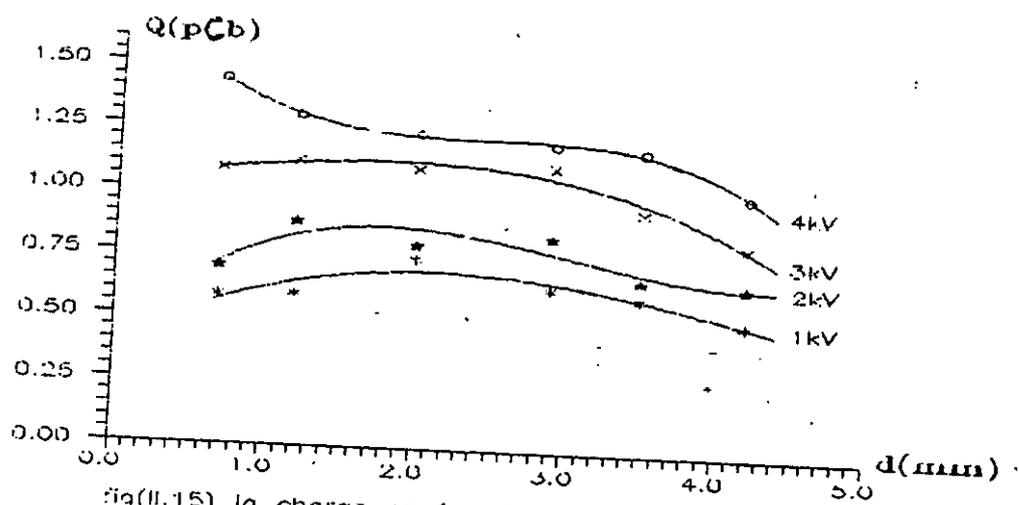
fig(11.12) la charge en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension heptane : polarite positive



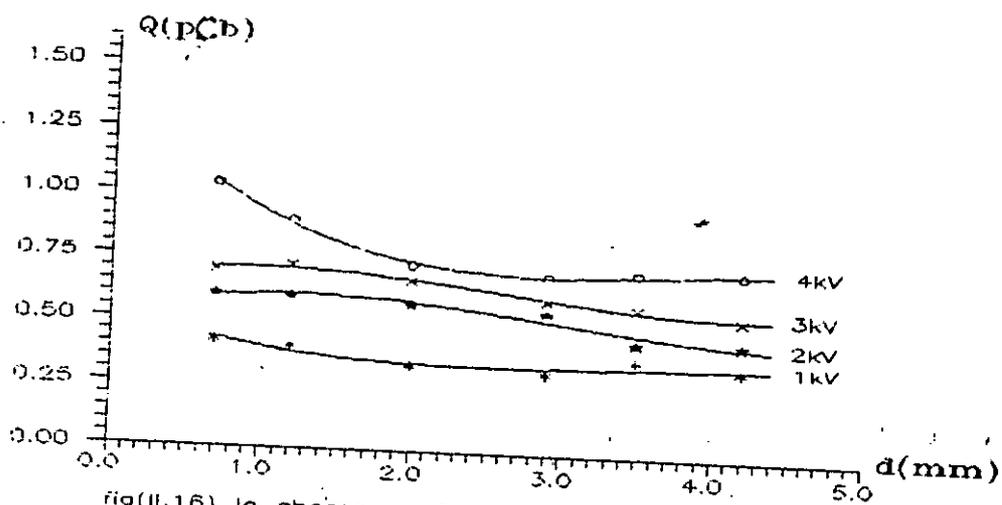
fig(11.13) la charge en fonction de la distance inter-electrodes pour différentes valeurs de la tension cyclohexane : polarité négative



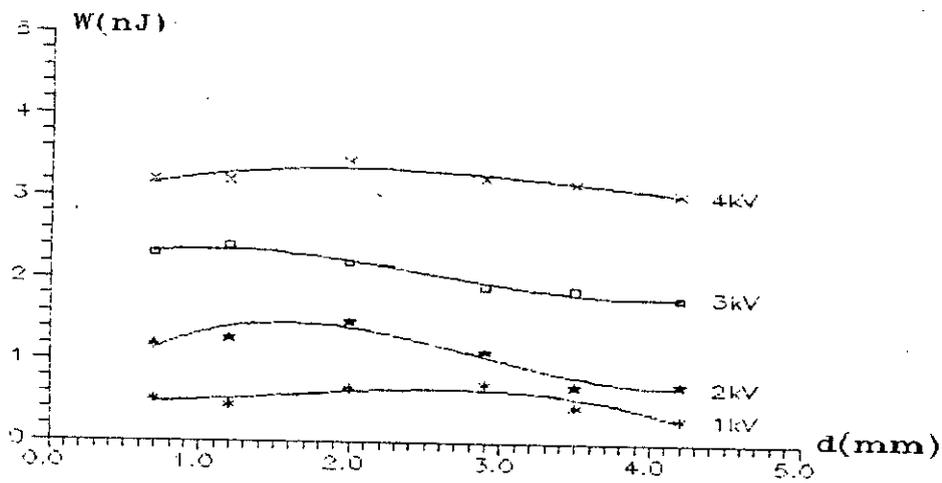
fig(11.14) la charge en fonction de la distance inter-electrodes pour différentes valeurs de la tension cyclohexane : polarité positive



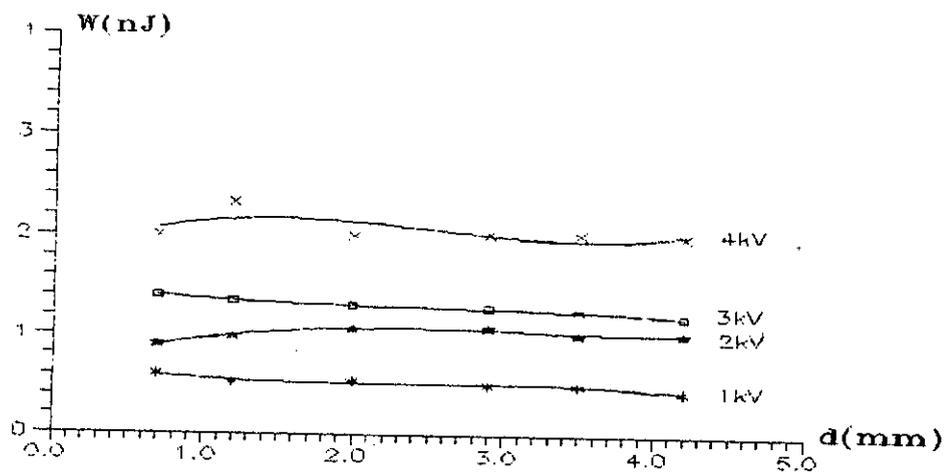
fig(II.15) la charge en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension benzene : polarite negative



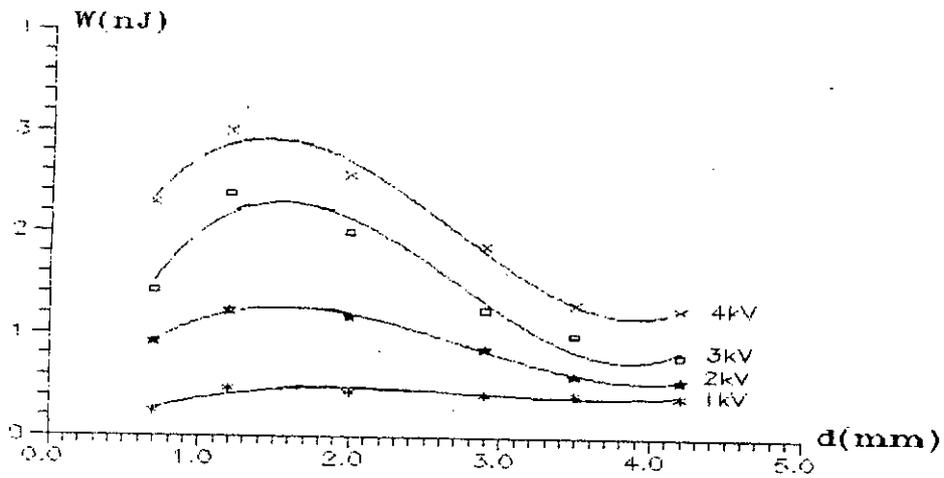
fig(II.16) la charge en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension benzene : polarite positive



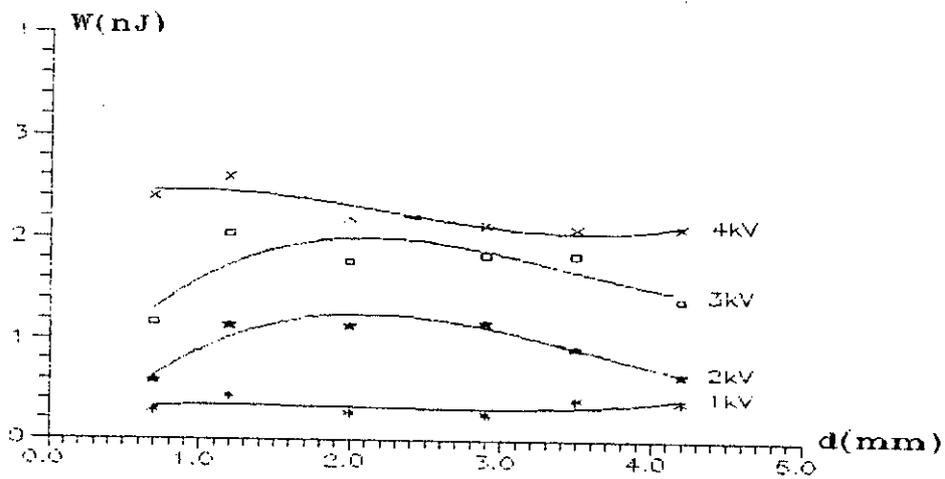
fig(11.19) l'energie en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension heptane : polarite negative



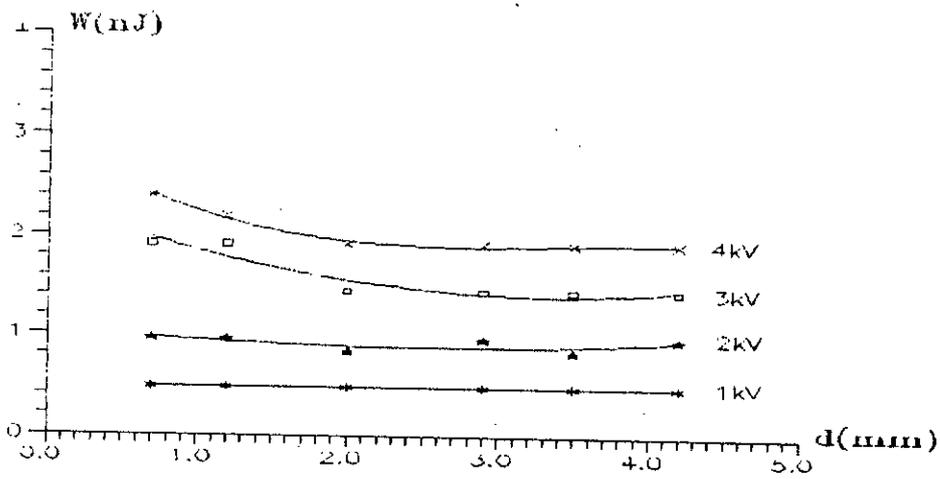
fig(11.20) l'energie en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension heptane : polarite positive



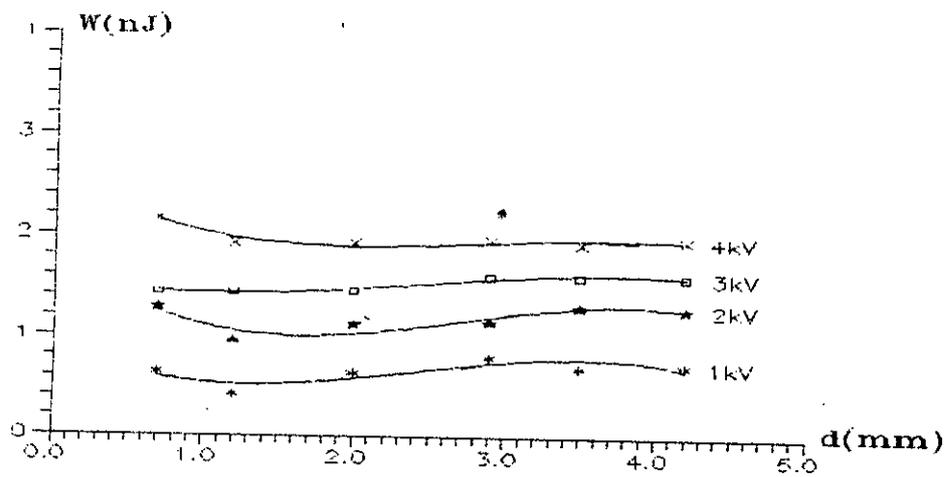
fig(11.21) l'energie en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension cyclohexane : polarite negative



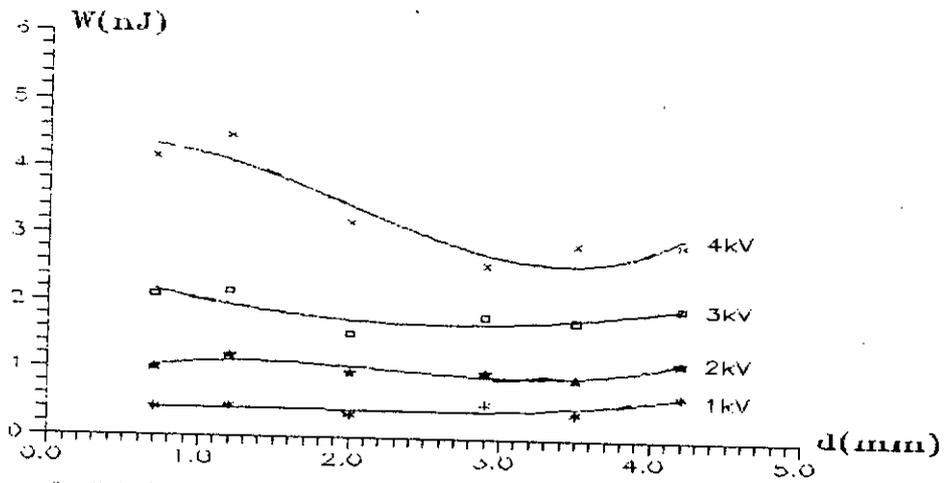
fig(11.22) l'energie en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension cyclohexane : polarite positive



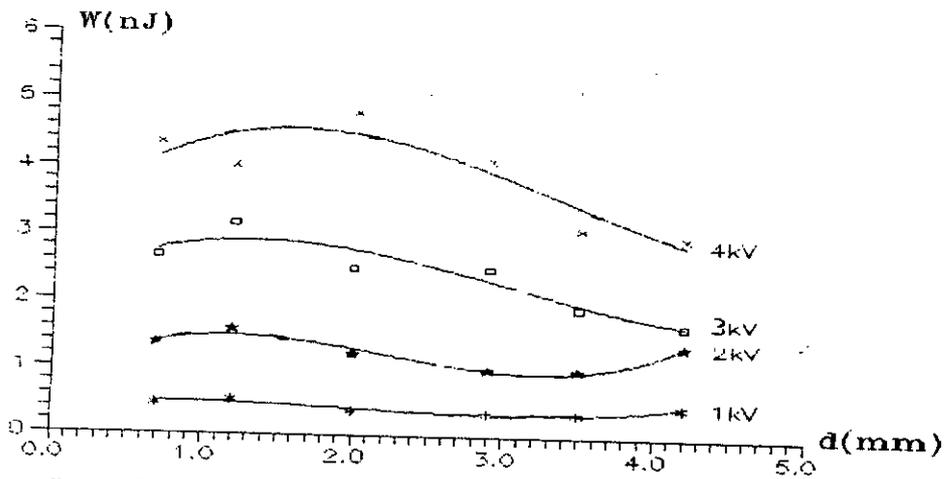
fig(II.23) l'energie en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension CCl_4 : polarite negative



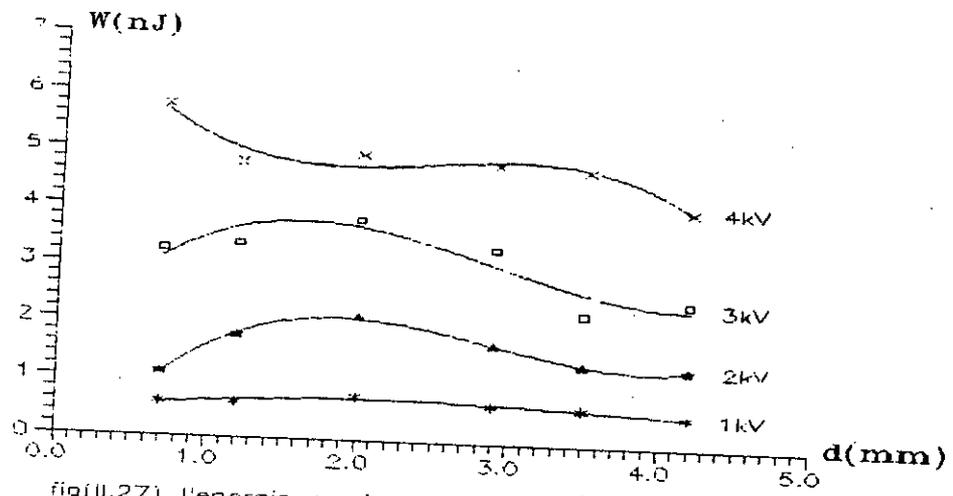
fig(II.24) l'energie en fonction de la distance inter-electrode pour differentes valeurs de la tension CCl_4 : polarite positive



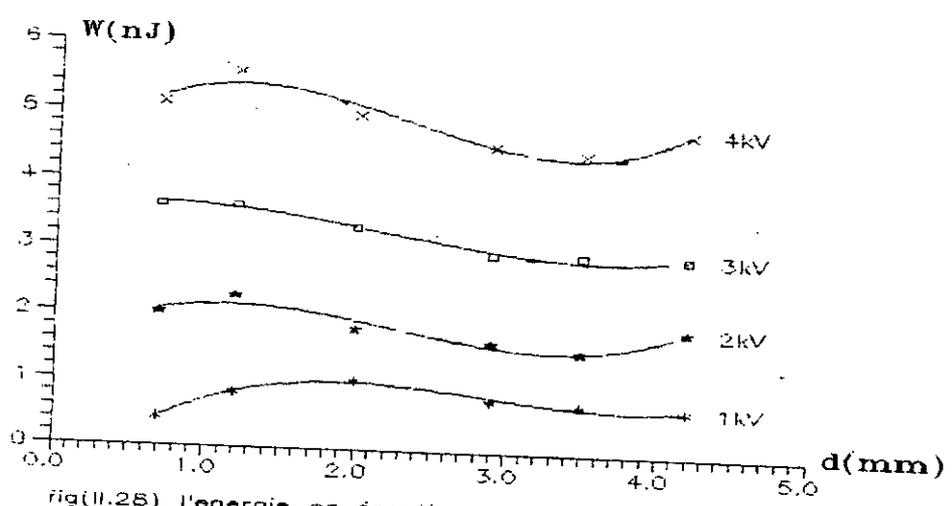
fig(II.25) l'energie en fonction de la distance inter-electrodes pour differentes valeurs de la tension benzene : polarite negative



fig(II.26) l'energie en fonction de la distance inter-electrode pour differentes valeurs de la tension benzene : polarite positive



fig(11.27) l'energie en fonction de la distance inter-electrode pour differentes valeurs de la tension chlorobenzene : polarite negative



fig(11.28) l'energie en fonction de la distance inter-electrode pour differentes valeurs de la tension chlorobenzene : polarite positive

b) Rayon moyen:

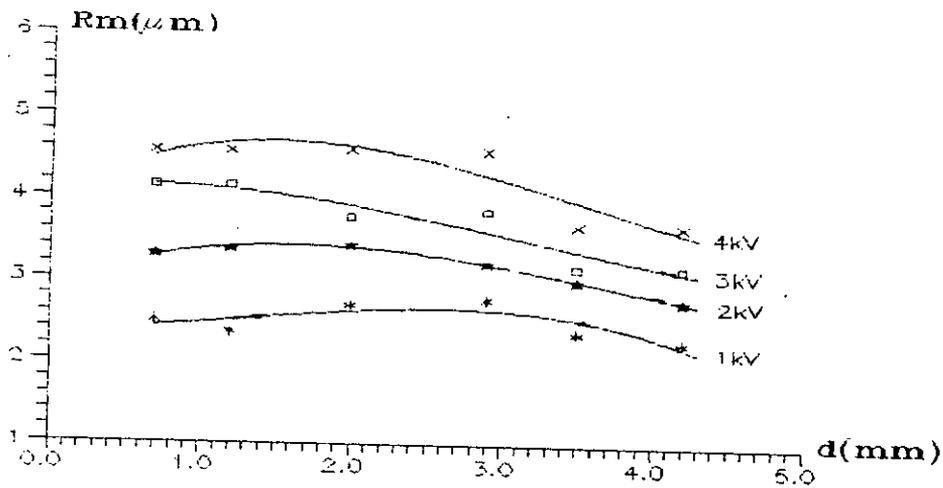
Rappelons l'expression du rayon moyen de la bulle générée R_m :

$$(R_m)^3 = \left[\frac{3RT_{eb}}{4\pi \int_{T_{amb}}^{T_{eb}} c_p(T) dT + L_v} \right] \left[\frac{W}{P} \right]$$

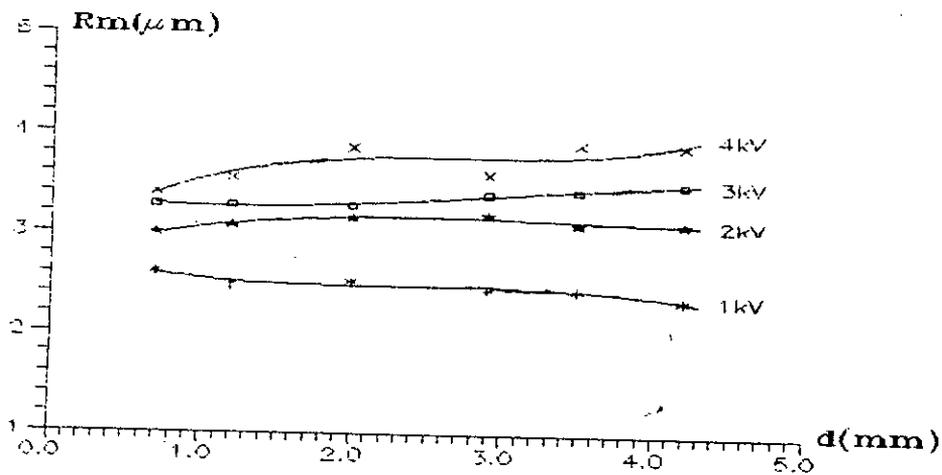
De ce fait, le rayon moyen R_m de la bulle correspondant au premier pic du courant est plus important en polarité négative (figures II.29-31-33-35-37) qu'en polarité positive (figures II.30-32-34-36-38). Ce qui expliquerait le fait qu'en polarité négative la tendance à voir les bulles évoluer en streamer lent en forme de buisson est plus importante qu'en polarité positive.

D'autre part pour une même polarité, une même distance inter-électrodes le rayon moyen R_m de la bulle est plus important dans le tétrachlorure de carbone que dans le cyclohexane (en polarité négative, pour $d=0.7\text{mm}$, $R_{m\text{CCl}_4} = 2.4\mu\text{m}$ et $R_{m\text{cyclohexane}} = 2.1\mu\text{m}$). Ce qui pourrait être dû au fait que le tétrachlorure de carbone

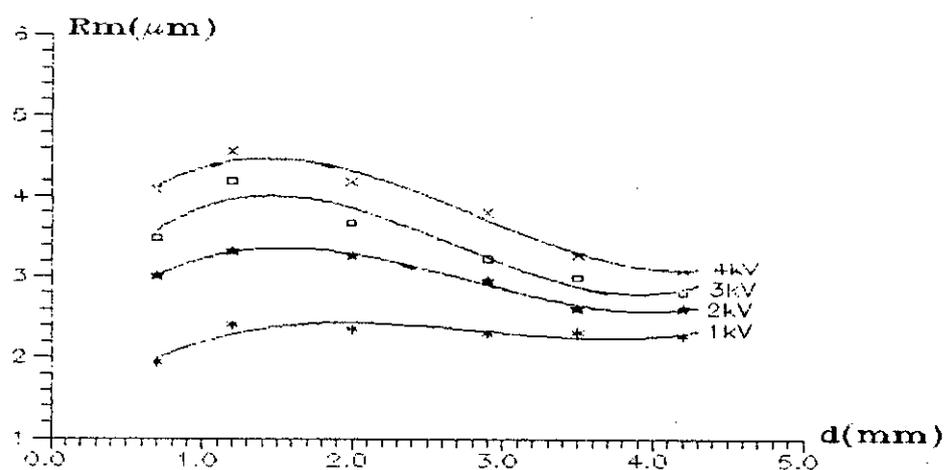
(Température d'ébullition 350.15°K et la chaleur latente de vaporisation $L_v = 192280 \text{ J/kg}$) est plus facilement vaporisable que le cyclohexane (température d'ébullition 354.15°K et la chaleur latente de vaporisation $L_v = 357808 \text{ J/kg}$).



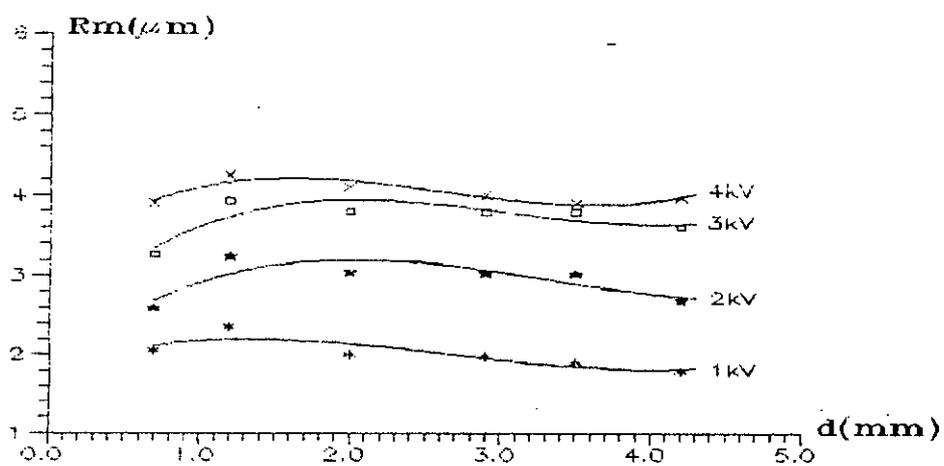
fig(11.29) le rayon moyen en fonction de la distance inter-electrodes pour différentes valeurs de la tension heptane : polarité négative



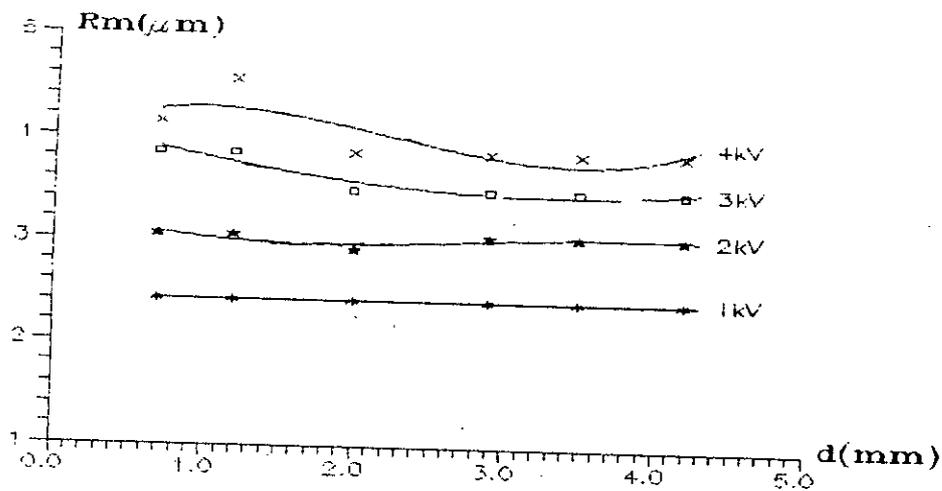
fig(11.30) rayon moyen en fonction de la distance inter-electrodes pour différentes valeurs de la tension heptane : polarité positive



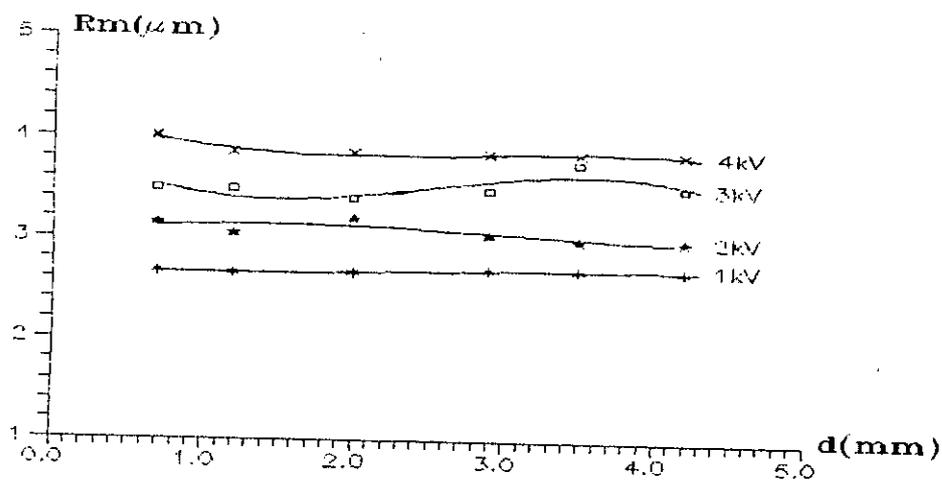
fig(II.31) le rayon moyen en fonction de la distance inter-electrodes pour différentes valeurs de la tension cyclohexane : polarité négative



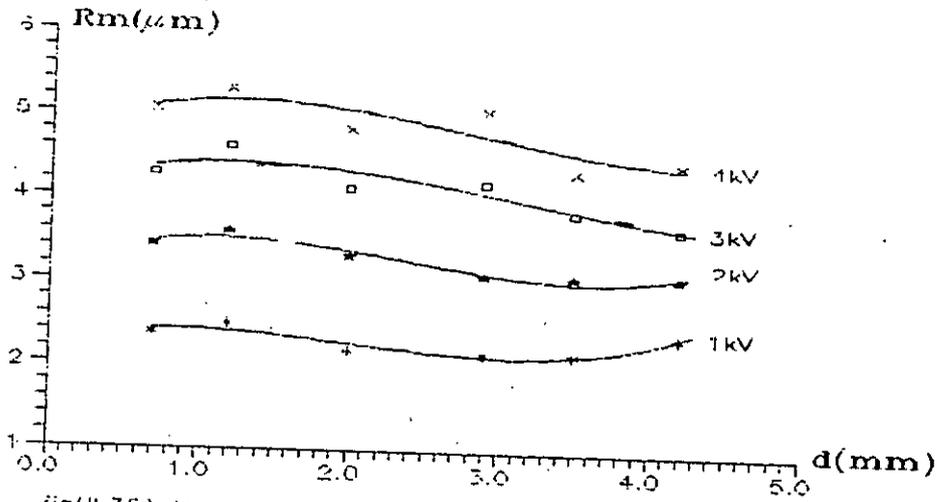
fig(II.32) le rayon moyen en fonction de la distance inter-electrodes pour différentes valeurs de la tension cyclohexane : polarité positive



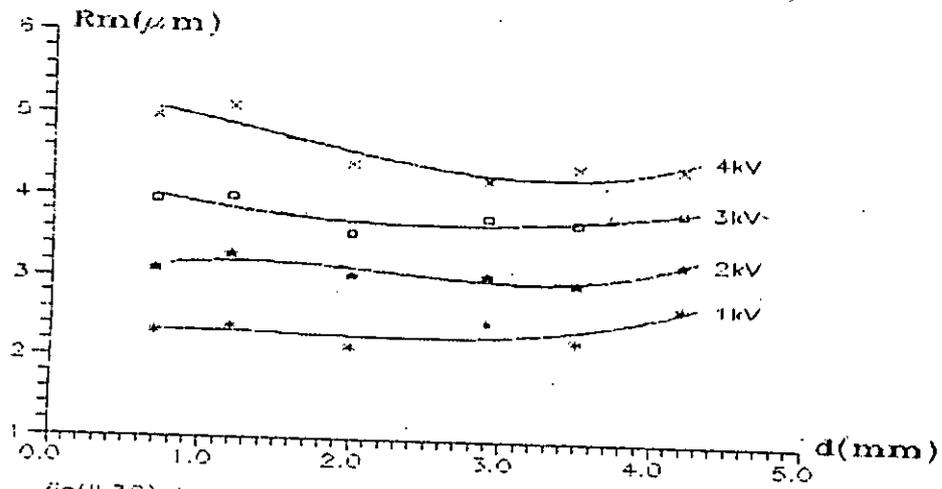
fig(II.33) le rayon moyen en fonction de la distance inter-electrodes pour différentes valeurs de la tension CCl4 : polarité négative



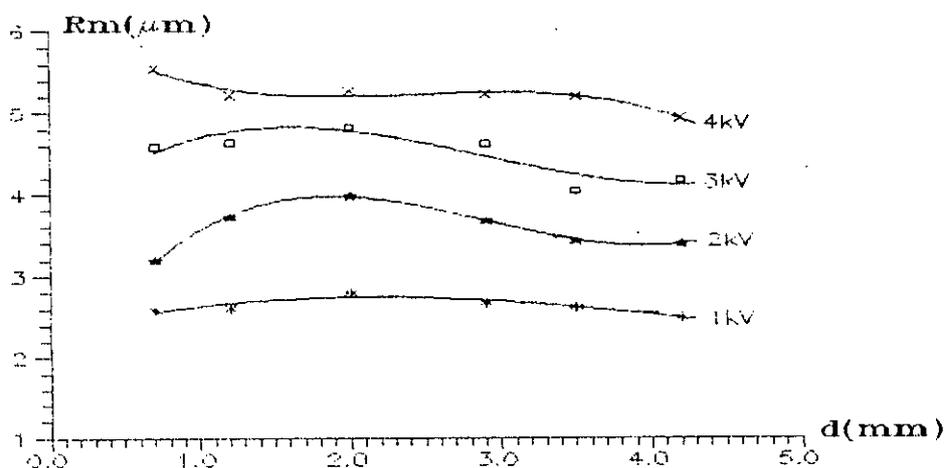
fig(II.34) le rayon moyen en fonction de la distance inter-electrodes pour différentes valeurs de la tension CCl4 : polarité positive



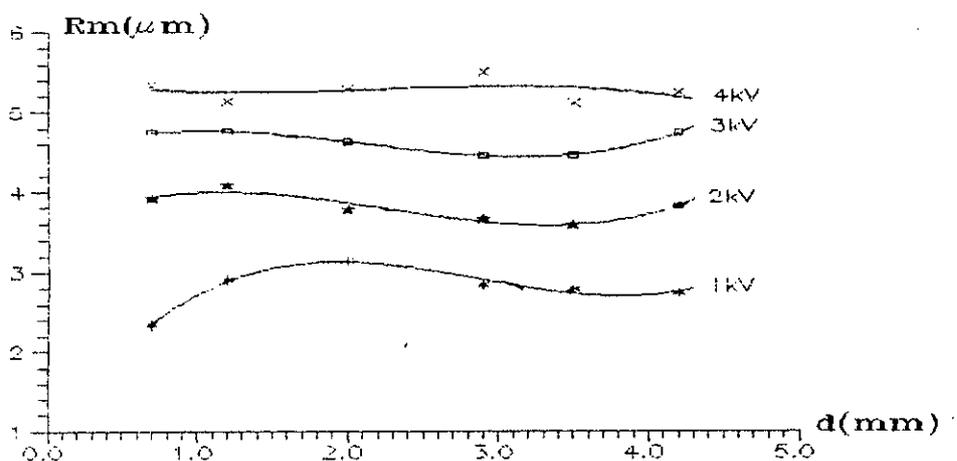
fig(11.35) le rayon moyen en fonction de la distance inter-electrodes pour différentes valeurs de la tension benzène : polarité négative



fig(11.36) le rayon moyen en fonction de la distance inter-electrodes pour différentes valeurs de la tension benzène : polarité positive



fig(II.37) le rayon moyen en fonction de la distance inter-electrodes pour différentes valeurs de la tension chlorobenzene : polarité négative



fig(II.38) le rayon moyen en fonction de la distance inter-electrodes pour différentes valeurs de la tension chlorobenzene : polarité positive

II.2.4 Courant et rayon moyen en fonction de la permittivité relative:

Il ressort des résultats précédents que Les courants augmentent en fonction de la permittivité relative (voir annexe) , ceci est dû au fait que le déplacement des électrons croit quant la permittivité relative augmente. L'ordre de grandeur des courants est plus important en polarité négative parcequ'il est plus facile de libérer des charges sous l'action du champ électrique qu'en polarité positive.

- Nous remarquons que le rayon moyen de la bulle augmente quand la permittivité relative croit (voir annexe), ceci signifie que d'autres mécanisme que le mécanisme électronique pourraient intervenir.

CHAPITRE III

L'EVOLUTION DE LA BULLE

Nous nous proposons, dans ce chapitre, l'évaluation des courants engendrés par une décharge dans une bulle que nous supposons sphérique. La bulle est la conséquence d'une vaporisation locale due à la première impulsion de courant.

Ces courants calculés seront comparés aux valeurs des courants du deuxième pic mesurés lors des essais.

III.1 Décharge de Townsend:

Les phénomènes de multiplication électronique par collision décrits par Townsend dépendent essentiellement de deux coefficients:

α : dit premier coefficient d'ionisation de Townsend, représente le nombre d'électrons (ou d'ions positifs) créés par un électron par unité de longueur dans la direction du champ.

γ : Le second coefficient de Townsend représente le nombre moyen d'électrons arrachés à la cathode par ion positif incident.

II.1.1 Calcul du 1^{er} coefficient de Townsend:

α : définit le nombre de collision entre les électrons et les molécules neutres présentes dans la bulle, on aura donc:

$$\alpha = \frac{\text{nombre de porteur de charge}}{\text{nombre de molécules neutres}} = \frac{N}{N'} \quad (\text{III.2})$$

avec $Q = eN$ d'où $N = Q/e$

N : nombre de porteurs de charges

e : charge de l'électron

Q : charge injectée

Sachant que le volume molaire ($V = 22.4 \text{ l}$), contient N_A (nombre d'Avogadro) molécules neutres, donc pour une bulle de gaz de volume (V'), on pourra déduire le nombre total de molécules neutres (N') par l'expression suivante:

$$N' = \frac{V' N_A}{22.4 \cdot 10^{-3}} \quad (\text{III.3})$$

où V' : volume de la bulle ($V' = 4/3 \pi R_m^3$)

N : nombre d'Avogadro ($N = 6.02 \cdot 10^{23}$ moles)
d'où

$$\alpha = \frac{Q/e}{V' N_A / 22.4 \cdot 10^{-3}} \quad (\text{III.4})$$

$$V' = \frac{4}{3} \pi R_m^3 \quad (\text{III.5})$$

$$(R_m)^3 = \left[\frac{3 R T_{eb}}{4 \pi \int_{T_{amb}}^{T_{eb}} c_p(T) dT + L_v} \right] \left[\frac{W}{P} \right] \quad (\text{III.6})$$

en combinant l'équation (III.4), (III.5) et (III.6) nous obtenons

$$\alpha = \frac{22.4 \cdot 10^{-3} Q P \int_{T_{amb}}^{T_{eb}} c_p(T) dT + L_v}{e N_A R T_{eb} W} \quad (\text{III.7})$$

III.1.2 Critère de Townsend:

Vu les dimensions réduites du rayon de la bulle (quelques μm) devant la distance inter-électrodes (quelques mm), nous supposons que le champ à l'intérieur de la bulle est uniforme.

Le critère de Townsend, pour une décharge autonome s'écrit

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad \text{avec} \quad d = 2R_m \quad (\text{III.8})$$

R_m : rayon de la bulle

Cela nécessite la connaissance des valeurs de γ . Dans notre cas, le matériau constituant la cathode est le cuivre et le gaz généré supposé être de l'hydrogène d'où $\gamma = 0.05$.

prenons comme exemple:

$$R_m = 2.32 \mu\text{m}$$

$$\alpha = 1.88 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^{-1}$$

pour $Q = 0.424 \text{ pCb}$ et $P = P_{\text{atm}}$
 $\gamma = 0.05$

$$\text{donc } \gamma(e^{2R\alpha} - 1) = 0 \ll 1$$

Les résultats montrent qu'il ne peut y avoir décharge autonome dans les bulles gazeuses. Ce résultat peut être attribuer à un courant sans multiplication électronique, à cause du faible niveau du champ qui baisse sur la pointe. Les électrons secondaires émis par les ions positifs à la cathode ne gagnent plus assez d'énergie pour ioniser. Ils se déplacent vers l'anode et sont captés en cours de leur parcours. Les ions positifs n'auront pas assez d'énergie pour extraire de nouveaux électrons. Le champ n'est pas suffisant pour avoir une décharge autonome.

III.1.3 Calcul du courant de décharge:

L'expression du courant de décharge est donnée par

$$I = I_0 e^{(\alpha d)} \quad (\text{III.9})$$

avec $I_0 = Q/t$

où I_0 : courant initial due aux électrons primaires.

Q : charge injectée

t : temps de génération de la bulle

Les courants obtenus dans les différents liquides utilisés sont comparables aux courants mesurés (figures III.1 à III.4).

Ce résultat semble très significatif des phénomènes apparaissant dans la bulle, à savoir qu'il y'aurait une décharge non autonome. Ce qui expliquerait l'extinction des perturbations générées dans le liquide, après quelques millisecondes.

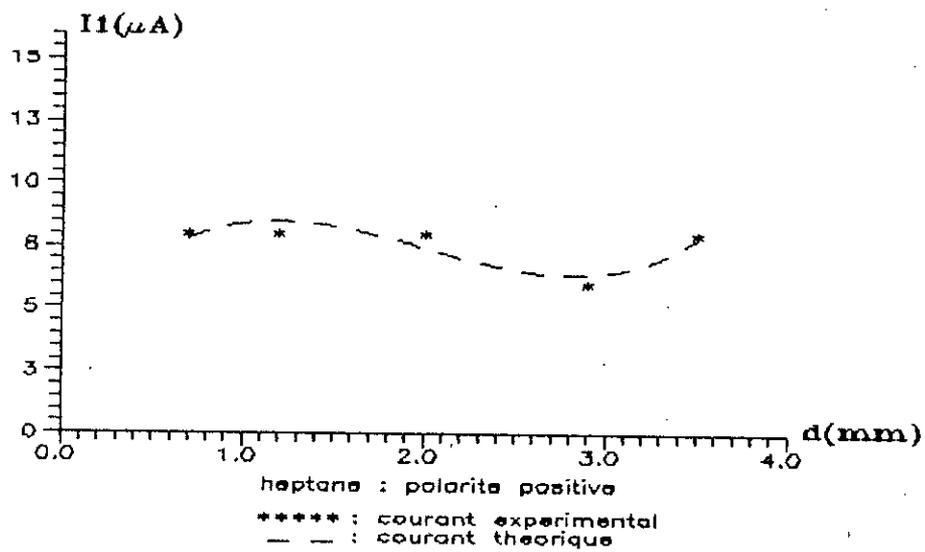
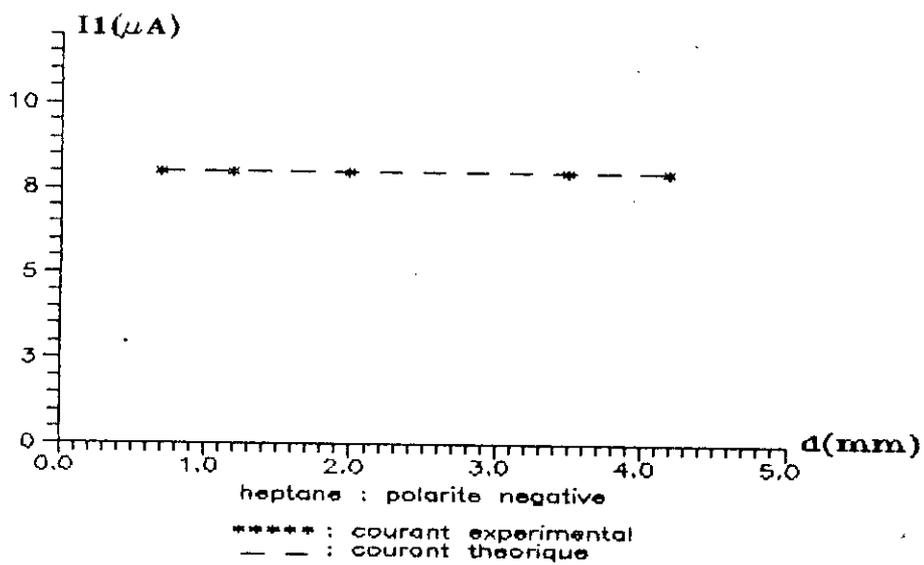
d(mm)	U(kV)	polarité négative		polarité positive	
		I _{mes} (μ A)	I _{theo} (μ A)	I _{mes} (μ A)	I _{theo} (μ A)
0.7	1	8	8	12	12
	1.5	8	8	8	8
	2	7.3	7.3	10	10
	2.5	6.6	6.57	14	14
	3	6.3	6.29	12	12
	3.5	4.3	4.26	16	16
	4	5	4.98	16	18

tableau III.1: tableau comparatif entre les courants mesurés et calculés pour les deux polarités dans le n-heptane

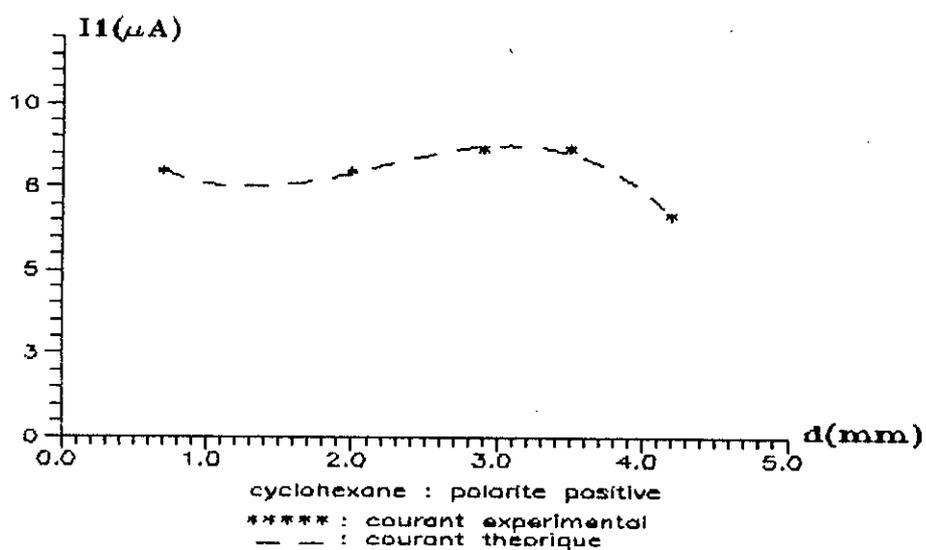
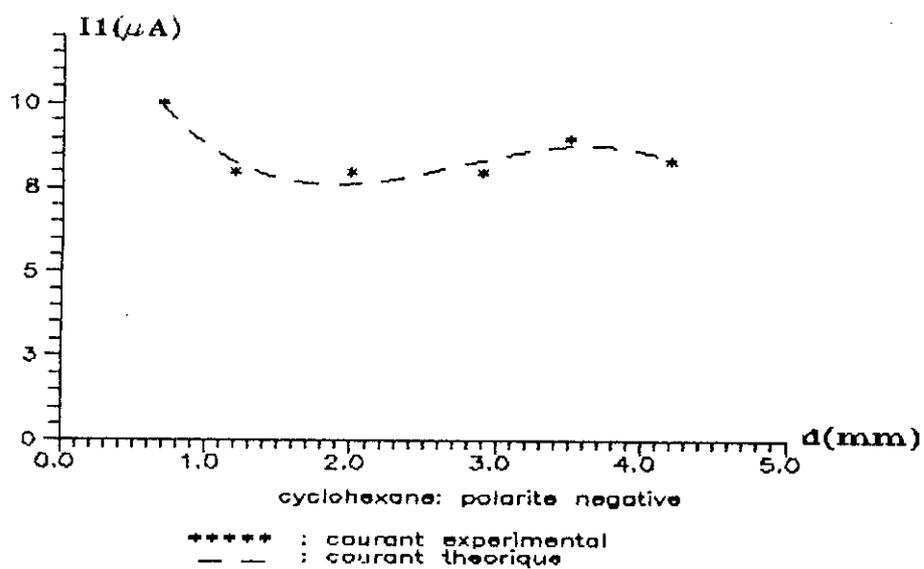
III.2 Discussion

Les résultats confirment ceux obtenus par d'autres chercheurs [6,7,38], à savoir qu'une fois la bulle générée, elle devient le siège de décharge partielle.

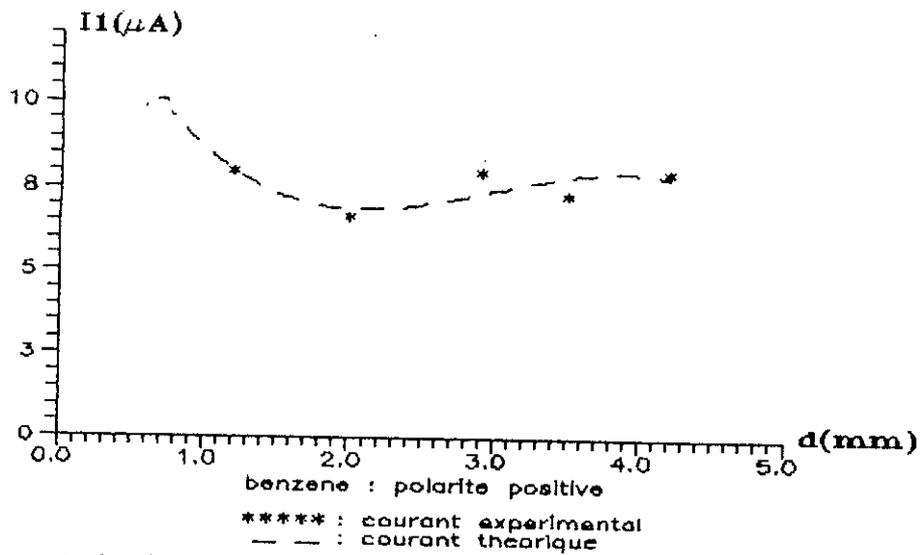
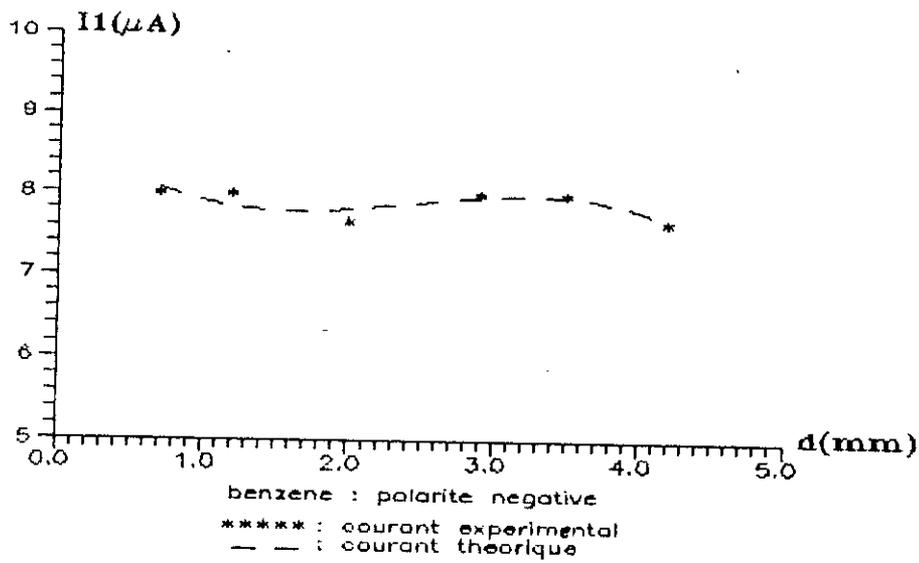
Les calculs ainsi établis, explique l'évolution de la bulle en streamer qui dans certaines conditions conduit au claquage. En effet, la condition de Townsend dans les gaz pourrait constituer une condition de claquage dans les liquides.



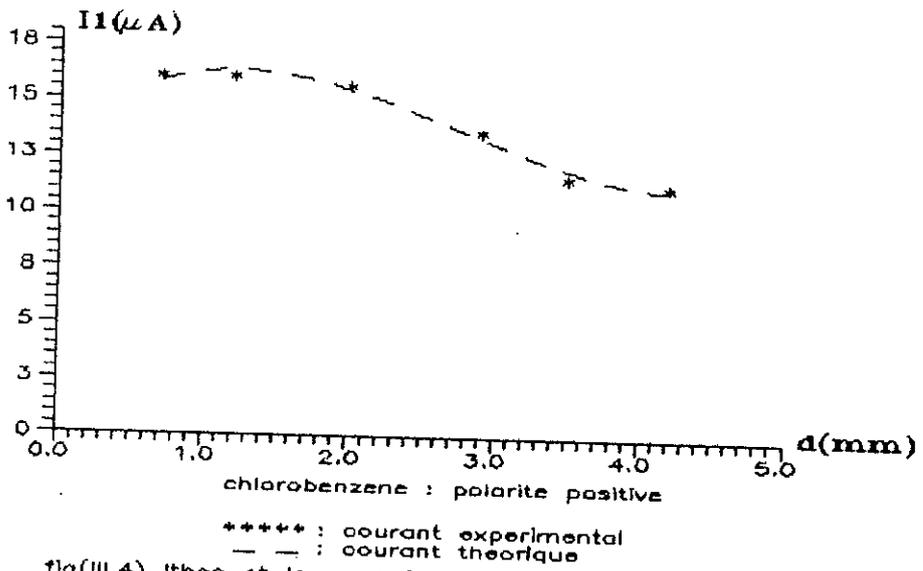
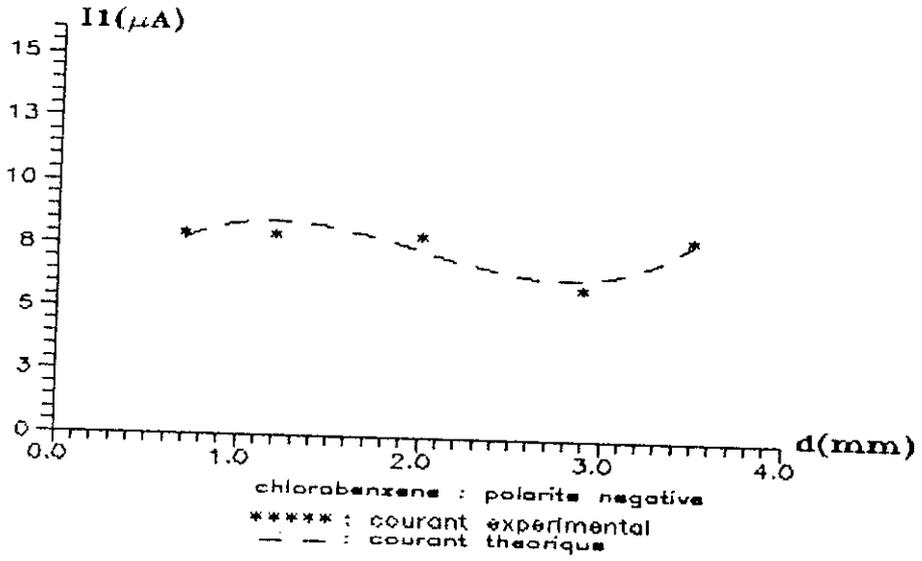
fig(III.1) Itheo et Iexp en fonction de la distance inter-electrodes pour U = 1.5kV



fig(III.2) I_{theo} et I_{exp} en fonction de la distance inter-electrodes pour U = 1.5kV



fig(III.3) Iexp et Itheo en fonction de la distance inter-electrodes pour U = 1.5kV



fig(III.4) I_{theo} et I_{exp} en fonction de la distance inter-electrodes pour U = 1.8kV

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Il ressort de notre étude que la bulle générée au voisinage de l'électrode pointe serait due à une vaporisation locale du liquide suite à une impulsion de courant.

Le régime d'impulsions de courant s'explique par un mécanisme de multiplication électronique par avalanches en phase liquide qui induit la vaporisation du milieu et la formation d'une bulle.

Le courant et la charge injectée correspondant au 1er pic de courant augmente lorsque la tension croit , ou/et la distance inter-électrodes diminue pour les deux polarités. Ce qui confirme le fait que le champ électrique joue un rôle important dans la génération de la bulle

La génération des bulles gazeuses, dans les diélectriques liquides dans un champ continu et divergent dépend de l'énergie injectée. Le rayon moyen correspondant au premier pic du courant est plus important en polarité négative qu'en polarité positive , ce qui expliquerait le fait qu'en polarité négative la tendance à voir les bulles évoluer en streamer lent en forme de buisson est plus importante qu'en polarité positive.

La substitution de l'atome de chlore à l'atome d'hydrogène pour le chlorobenzène, pour les deux polarités engendre l'augmentation de l'énergie injectée, ceci est dû au chlore qui est lourd et électronégatif.

La croissance des courants en fonction de la permittivité relative signifie que le déplacement des électrons croit quand la permittivité augmente.

Il en est de même du rayon moyen de la bulle, ceci montre que d'autres mécanisme que le mécanisme électronique pourraient intervenir.

L'ordre de grandeur des courants dans le CCl_4 n'est pas altéré par les variations de la distance inter-électrodes. Ceci serait dû à la présence d'halogènes.

Les courants de décharge ainsi calculés sont comparables aux valeurs expérimentales, ce résultat nous renseigne sur les phénomènes apparaissant dans la bulle, à savoir qu'il y'aurait une décharge non autonome. Ce qui expliquerait l'extinction des bulles générées dans le liquide après quelques millisecondes.

Ce travail nous a permis d'améliorer nos connaissances sur les phénomènes de préclaquage dans les diélectriques liquides.

Cependant, il demande à être approfondi davantage, en particulier faire des analyses chromatographiques en temps réel avec une spectroscopie de la lumière émise par la perturbation. Aussi, l'amélioration du système de visualisation de façon à pouvoir observer les tous premiers instants de la génération de la bulle gazeuse.

Pour le laboratoire, nous souhaitons l'acquisition d'un oscilloscope à mémoire plus performant, et d'une caméra vidéo ultra-rapide.

d (mm)		0.7	1.2	2	2.9	3.5	4.2
U (kV)	ϵ_r	I (μ A)					
1	1.96	14	12	10	10	10	9.99
	2.02	14.66	14.66	12	11.33	11.33	12
	2.28	14.8	14.66	14.66	13.66	12.66	13.33
	5.71	16	16	16	16	16.66	16
2	1.96	14	16	15	14	13	12
	2.02	14	14	14	14	14	13.66
	2.28	16.66	16.66	16.66	15.66	15.33	15.33
	5.71	22	24	19	18	18	17.33
3	1.96	20	18	16.9	16	15	15
	2.02	20	18	17	17	17	16
	2.28	22	18.33	17.1	17.2	17.5	16.9
	5.71	26.33	25.66	25	23	20	20
4	1.96	21	20	19	18	17	16
	2.02	22	20	19.33	19	19	19
	2.28	24	21.33	20	19.66	19.33	19
	5.71	32	28	27	26	25	23

tableau I: les variations du courant en fonction de la permittivité pour différentes valeurs de la tension et de la distance inter-électrodes.

heptane: $\epsilon_r = 1.96$
cyclohexane: $\epsilon_r = 2.02$
benzène: $\epsilon_r = 2.28$
chlorobenzene $\epsilon_r = 5.71$

d (mm)		0.7	1.2	2	2.9	3.5	4.2
U (kV)	ϵ_r	R_m (μm)					
1	1.96	1.61	2.38	2.22	2.20	2.25	2.96
	2.02	1.94	2.40	2.35	2.30	2.32	2.98
	2.28	2.48	2.49	2.46	2.48	2.55	2.69
	5.71	2.59	2.61	2.80	2.67	2.62	2.79
2	1.96	2.99	3.08	2.80	2.80	3.11	2.5
	2.02	3.01	3.31	2.92	2.95	3.13	2.61
	2.28	3.11	3.50	3.05	3.07	3.30	3.24
	5.71	3.19	3.73	3.98	3.68	3.43	3.40
3	1.96	3.28	3.28	3.28	3.40	3.44	3.51
	2.02	3.48	3.65	3.38	3.43	3.46	3.51
	2.28	3.96	4.00	3.57	3.78	3.73	3.87
	5.71	4.59	4.64	4.83	4.63	4.05	4.18
4	1.96	3.40	3.55	3.86	3.60	3.71	3.90
	2.02	4.08	4.57	4.19	3.81	3.87	3.91
	2.28	4.98	5.10	4.43	4.25	4.41	4.42
	5.71	5.55	5.22	5.27	5.23	5.2	4.94

tableau II: les variations du rayon moyen de la bulle en fonction en fonction de la permittivité relative pour différentes valeurs de la tension et de la distance inter-électrodes

heptane: $\epsilon_r = 1.96$
cyclohexane $\epsilon_r = 2.02$
benzène: $\epsilon_r = 2.28$
chlorobenzene $\epsilon_r = 5.71$

BIBLIOGRAPHIE

- [1] M.S. Benmansour
"Etude du comportement de bulles dans un diélectrique liquide soumis à un champ électrique : répartition du champ électrique et critère d'instabilité"
Thèse de magister E.N.P juin 1983
- [2] A. Beroual
"Phénomènes de propagation et de génération des streamers dans les diélectriques liquides en géométrie pointe-plan sous crêteau de tension"
Thèse de doctorat d'état Grenoble 1987
- [3] S.T. RZAD, J.C. Devins et R.J. Schwabe
"Prebreakdown phenomena in liquids"
IEEE. trans. on electr. ins, EI-14,6(1979),289
- [4] R. Tobazeon
"Les diélectriques liquides: préclaquage et claquage"
Technique de l'ingénieur (D226)
- [5] A. Beroual et R. Tobazeon
"Prebreakdown phenomena in liquid dielectric"
IEEE. Trans. Electr. Ins. EI-21 N°4, 1986, 613-627
- [6] R. KATTAN
"Etude de la formation et de la dynamique des bulles, dans les hydrocarbures liquides générées par les impulsions de courant en champ électrique intense"
Thèse de doctorat Grenoble 1990
- [7] M. HAIDARA
"Impulsion de Trichel dans le cyclohexane pur en champ divergent"
Thèse d'état Grenoble 1988
- [8] A. DENAT
"Etude de la conduction électrique, dans les solvants non polaires"
Thèse d'état Grenoble 1982

- [9] HALPERN et GOMER
"Fields ionisation in liquids"
J.chem.phys, 51, N°2, (1969), 1031 et 1048
- [10] R.Coelho et J.Debeau
"Phénomènes de préclaquage dans les hydrocarbures
liquides"
J.Phys.D4(1971), 1266
- [11] R.FOURIE
"Les isolants en électrotechnique"
concept et théories (1986)
- [12] P.K.WATSON et A.H.SHARBAUGH
"Bubble growth following a localized electrical
discharges and its relation ship to the breakdown"
J.Electrotech Soc 107, (1960), 516
- [13] K.C.KAO
"Theory of high field electric conduction and breakdown
in dielectric liquids"
IEEE.Trans.on Electr.Ins, EI-11, (1976), 121
- [14] Z.KRASUCKI
"Breakdown of liquid dielectric"
Proc,Roy,Soc, Volume A 29n, 1966, pp393-404
- [15] WW.R.L.THOMAS
"The influence of moléculas structure on the dielectric
strength of insulating"
Proc of the conf, on diel.mat, Meas.andappl, conf.pub, N°129
1971, pp313-314
- [16] W.G.CHADBAND and G.T.WRIGHT
Brit.J.Appl.Phys.16, (1965), p305
- [17] P.K.WARSON
"The dynamic of preakdown cavities in viscous silicone
fluids in negative point-plan gaps"
IEEE.Ann-Rep (CEIDP), 1989, 370
- [18] V.S.KOMELKOV
"Décharges électriques dans les isolants liquides"
Soviet, Phys, tech, pyhs, 6, 1962, 691

- [19] R.KATTAN, A.Denat et O.Lesaint
J.appl.phys,66(9),1989 pp4062-4066
- [20] A.Beroual, R.Tobazeon
"propagation et génération des streamers dans les
dielectriques liquides"
Revue.phys.appl.22 (sept 87) 1117-1123
- [21] A.Denat, M.HAIDARA, R.KATTAN, N.BONIFACI
"Phénomènes predisruptifs dans les hydrocarbures
liquides et les gaz comprimés"
Journées d'études - SEE-Paris-Novembre 1989
- [22] S.BOUAZABIA
"Contribution à l'étude de la génération des bulles
gazeuses sous tension continue"
Thèse de Magister ENP Mai 1991
- [23] A.Beroual et R.Tobazeon
"Effets of hydrostatic pressure of the prebreakdown
phenomena in dielectric liquids"
IEEE Ann.Rep.conf.Electr.Ins.Dielec.pheno,NAS-NRC,
Buffalo,USA,1985
- [24] K.YOSHINO
IEEE.Trans.Electr.Ins,EI-15,3,(1980),186
- [25] A.Beroual
"Initiation of streamers in dielectric liquids with
point-plan electrodes under step voltage"
(à paraître)
- [26] A.Denat, O.Lesaint,R.Tobazeon
"progrès récents dans la compréhension des mécanismes
predisruptifs et disruptifs dans les liquides
isolants"
Journées d'études-SEE-Paris-Novembre 1989
- [27] P.B.Mc GRATH et JP.Mc KENNY
"Comparative optical observation of prebreakdown events
in n-hexane"
Journal of electrostatic, 12(1982),241-246

[28] H.MOULAI

"Contribution à l'étude des phénomènes de streamers dans les diélectriques liquides en géométrie pointe-plan sous tension de choc de foudre 1.2/50 μ s"

Thèse de Magister ENP 1990

[29] A.Beroual

"Relation entre courant, charge et vitesse de propagation des streamers dans les diélectriques liquides" (à paraître)

[30] A.Beroual, C.MARTEAU et R.Tobazeon

"Measurement of the charge of a single or series of streamers in liquids subjected to a voltage step"
IEEE. Trans.Elect.Ins vol 23 N°3 June 1988,427

[31] O.Lesaint, M.Lozachmeur, R.Tobazeon

"Phénomènes prédisruptifs et claquage dans l'huile minérale à grande distance sous tension alternative"
Journées d'études - SEE-Paris-Novembre 1989

[32] A.Beroual, S.Bouazabia

"Génération de bulles gazeuses dans les diélectriques liquides sous champ électrique divergent"
JTEA-DAPES 1991, Et 13

[33] N.Felici

"Conduction et claquage des diélectriques liquides isolants"
Journées d'études de Grenoble (1986),88

[34] A.Beroual et R.Tobazeon

"Propagation des streamers dans les diélectriques liquides"
C.R.A cad. Sc,Parist,303,serie III,N°4 1986,pp279-184

[35] R.Tobazeon

"Claquage des liquides : Situation actuelle"
Journées d'études Grenoble 1986,pp78-87

[36] YAMASHITA et H.AMANO

"Prebreakdown current and light emission in transformer oil"
IEEE.Trans.Elect.Ins,EI-20,2,(1985),247

[37] WISSMIDT, KARI I

"Current injection and light emission in liquid argon
and xénon in a divergent electric field"

IEEE.Trans.Electr.Ins,EI-19,N°5,(1984),389

[38] L.CHENNOUF, S.BEGHACHI

"Contribution à l'étude des phénomènes de génération
dans les diélectriques liquides"

Projet de fin d'étude USTHB octobre 1992

[39] L.Onsager

J.chem.Phys,2,599(1934)