



HAL
open science

GENERATION ET PROPAGATION DES STREAMERS POSITIFS DANS QUELQUES HYDROCARBURES

Pierre Gournay

► **To cite this version:**

Pierre Gournay. GENERATION ET PROPAGATION DES STREAMERS POSITIFS DANS QUELQUES HYDROCARBURES. Energie électrique. Institut National Polytechnique de Grenoble (INPG), 1994. Français. NNT: . tel-02167889

HAL Id: tel-02167889

<https://hal.science/tel-02167889>

Submitted on 28 Jun 2019

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

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

THESE

présentée par

GOURNAY Pierre

pour obtenir le grade de **DOCTEUR**
de l'**INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**
(*Arrêté ministériel du 30 mars 1992*)

Spécialité: **GENIE ELECTRIQUE**

GENERATION ET PROPAGATION DES STREAMERS POSITIFS DANS QUELQUES HYDROCARBURES

Soutenue le 3 Mars 1994 devant un jury composé de:

M. J.M. MICHEL	Président
M. H. BRUNET	Rapporteur
M. R. COELHO	Rapporteur
M. O. LESAIN	

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Electrostatique
et de Matériaux Diélectriques - CNRS.

PRESIDENT DE L'INSTITUT
Monsieur Maurice RENAUD



Année 1993

PROFESSEURS DES UNIVERSITES

BARIBAUD	Michel	ENSERG
BARRAUD	Alain	ENSIEG
BARTHELEMY	Alain	ENSHMG
BAUDELET	Bernard	ENSPG
BAUDIN	Gérard	UFR PGP
BEAUFILS	Jean-Pierre	ENSIEG/ILL
BOIS	Philippe	ENSHMG
BOUVIER	Gérard	ENSERG
BRINI	Jean	ENSERG
BRUNET	Yves	CUEFA
CAVAIGNAC	Jean-François	ENSPG
CHARTIER	Germain	ENSPG
CHENEVIER	Pierre	ENSERG
CHERUY	Arlette	ENSIEG
CHOVET	Alain	ENSERG
COGNET	Gérard	ENSGI
COLINET	Catherine	ENSEEG
COMMAULT	Christian	ENSIEG
CORNUT	Bruno	ENSIEG
COULOMB	Jean-Louis	ENSIEG
COUTRIS	Nicole	ENSPG
CROWLEY	James	ENSIMAG
DALARD	Francis	ENSEEG
DARVE	Félix	ENSHMG
DELLA DORA	Jean	ENSIMAG
DEPEY	Maurice	ENSERG
DEPORTES	Jacques	ENSPG
DEROO	Daniel	ENSEEG
DESRE	Pierre	ENSEEG
DIARD	Jean-Paul	ENSEEG
DOLMAZON	Jean-Marc	ENSERG
DURAND	Francis	ENSEEG
DURAND	Jean-Louis	ENSPG
FAUTRELLE	Yves	ENSHMG
FOGGIA	Albert	ENSIEG
FORAY	Pierre	ENSHMG
FOULARD	Claude	ENSIEG
GALERIE	Alain	ENSEEG
GANDINI	Alessandro	UFR/PGP
GAUBERT	Claude	ENSPG
GENTIL	Pierre	ENSERG
GENTIL	Sylviane	ENSIEG
GUERIN	Bernard	ENSERG
GUYOT	Pierre	ENSEEG
IVANES	Marcel	ENSIEG
JACQUET	Paul	ENSIMAG
JALLUT	Christian	ENSEEG
JANOT	Marie-Thérese	ENSERG



JAULENT	Patrick	ENSGI
JAUSSAUD	Pierre	ENSIEG
JOST	Rémy	ENSPG
JOUBERT	Jean-Claude	ENSPG
JOURDAIN	Geneviève	ENSTEG
KUENY	Jean-Louis	ENSHMG
LACHENAL	Dominique	UFR PGP
LACOUME	Jean-Louis	ENSIEG
LADET	Pierre	ENSIEG
LE NEST	Jean-François	UFR/PGP
LESIEUR	Marcel	ENSHMG
LESPINARD	Georges	ENSHMG
LIENARD	Joël	ENSIEG
LONGUEUE	Jean-Pierre	ENSPG
LORET	Benjamin	ENSHMG
LOUCHET	François	ENSEEG
LUCAZEAU	Guy	ENSEEG
LUX	Augustin	ENSIMAG
MASSE	Philippe	ENSPG
MASSELOT	Christian	ENSIEG
MAZARE	Guy	ENSIMAG
MICHEL	Gérard	ENSIMAG
MOHR	Roger	ENSIMAG
MOREAU	René	ENSHMG
MORET	Roger	ENSIEG
MOSSIERE	Jacques	ENSIMAG
OBLÉD	Charles	ENSHMG
OZIL	Patrick	ENSEEG
PANANAKAKIS	Georges	ENSEEG
PAULEAU	Yves	ENSEEG
PERRET	Robert	ENSIEG
PERRIER	Pascal	ENSERG
PIAU	Jean-Michel	ENSHMG
PIC	Etienne	ENSERG
PLATEAU	Brigitte	ENSIMAG
POUPOT	Christian	ENSERG
RAMEAU	Jean-Jacques	ENSEEG
REINISCH	Raymond	ENSPG
RENAUD	Maurice	UFR/PGP
RIMET	Roger	ENSERG
ROBERT	François	ENSIMAG
ROGNON	Jean-Pierre	ENSIEG
ROSSIGNOL	Michel	ENSPG
ROYE	Daniel	ENSIEG
SABONNADIÈRE	Jean-Claude	ENSIEG
SAGUET	Pierre	ENSERG
SAUCIER	Gabrièle	ENSIMAG
SCHLENKER	Claire	ENSPG
SCHLENKER	Michel	ENSPG
SILVY	Jacques	UFR/PGP
SOHM	Jean-Claude	ENSEEG
SOLER	Jean-Louis	ENSIMAG
SOUQUET	Jean-Louis	ENSEEG
TICHKIEWITCH	Serge	ENSHMG
TROMPETTE	Philippe	ENSHMG
TRYSTRAM	Denis	ENSGI
VEILLON	Gérard	ENSIMAG
VERJUS	Jean-Pierre	ENSIMAG
VINCENT	Henri	ENSPG

SITUATION PARTICULIERE

PROFESSEURS D'UNIVERSITE

DETACHEMENT

BLOCH Daniel	ENSPG
BONNET Guy	ENSPG
BRECHET Yves	ENSEEG
CAILLERIE Denis	ENSHMG
GRÉVEN Hélène	CUEFA
LATOMBE Jean-Claude	ENSIMAG
PIERRARD Jean-Marie	ENSHMG

PERSONNES AYANT OBTENU LE DIPLOME

D'HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

BALESTRA	Francis
BALME	Louis
BECKER	Monique
BIGEON	Jean
BINDER	Zdeneck
BOE	Louis-Jean
BRECHET	Yves
CADOZ	Claude
CANUDAS DE WIT	Carlos
CHAMPENOIS	Gérard
CHOLLET	Jean-Pierre
COEY	Jean-Pierre
CORNUEJOLS	Gerard
COURNIL	Michel
CRASTES DE PAULET	Michel
DALLERY	Yves
DESCOTES-GENON	Bernard
DUGARD	Luc
DURAND	Madeleine
FERRIEUX	Jean-Paul
FEUILLET	René
FORAY	Pierre
FREIN	Yannick
GAUTHIER	Jean-Paul
GHIBAUDO	Gérard
GUILLEMOT	Nadine
GUYOT	Alain
HAMAR	Sylviane
HAMAR	Roger
HORAUD	Patrice
JACQUET	Paul
LATOMBE	Claudine
LE HUY	Hoang
LE GORREC	Bernard
LOZANO-LEAL	Rogelio
MACOVSKI	Mihail
MAHEY	Philippe
METAIS	Olivier
MONMUSSON-PICQ	Georgette
MORY	Mathieu
MULLER	Jean
MULLER	Jean-Michel
NGUYEN TRONG	Bernadette
NIEZ	Jean-Jacques
PERRIER	Pascal
PLA	Fernand
RECHENMANN	François
ROGNON	Jean-Pierre
ROUGER	Jean
ROUX	Jean-Claude
SKOTNICKI	Tomasz
TCHUENT	Maurice
THOMAS	Olivier
VAHLAS	Constantin

DIRECTEURS DE RECHERCHE CNRS

ABELLO	Louis
ALDEBERT	Pierre
ALEMANY	Antoine
ALLIBERT	Colette
ALLIBERT	Michel
ANSARA	Ibrahim
ARMAND	Michel
AUDIER	Marc
AUGOYARD	Jean-François
AVIGNON	Michel
BERNARD	Claude
BINDER	Gilbert
BLAISING	Jean-Jacques
BONNET	Roland
BORNARD	Guy
BOUCHERLE	Jean-Xavier
CAILLET	Marcel
CARRE	René
CHASSERY	Jean-Marc
CHATILLON	Christian
CIBERT	Joël
CLERMONT	Jean-Robert
COURTOIS	Bernard
CRIQUI	Patrick
CRISTOLOVEANU	Sorin
DAVID	René
DION	Jean-Michel
DOUSIERE	Jacques
DRIOLE	Jean
DUCHET	Pierre
DUGARD	Luc
DURAND	Robert
ESCUDIER	Pierre
EUSTATHOPOULOS	Nicolas
FINON	Dominique
FRUCHARD	Robert
GARNIER	Marcel
GIROD	Jacques
GLANGEAUD	François
GUELIN	Pierre
HOPFINGER	Emil
JORRAND	Philippe
JOUD	Jean-Charles
KAMARINOS	Georges
KLEITZ	Michel
KOFMAN	Walter
LACROIX	Claudine
LANDAU	Ioan
LAULHERE	Jean-Pierre
LEGRAND	Michel
LEJEUNE	Gérard
LEPROVOST	Christian
MADAR	Roland
MARTIN	Jean-Marie
MERMET	Jean
MEUNIER	Gérard
MICHEL	Jean-Marie
NAYROLLES	Bernard
PASTUREL	Alain
PEUZIN	Jean-Claude
PHAM	Antoine
PIAU	Monique
PIQUE	Jean-Paul
POINSIGNON	Christiane
PREJEAN	Jean-Jacques
RENOUARD	Dominique
SENATEUR	Jean-Pierre
SIFAKIS	Joseph
SIMON	Jean-Paul
SUERY	Michel
TEODOSIU	Christian
VACHAUD	Georges
VAUCLIN	Michel
WACK	Bernard
YAVARI	Ali-Reza
YONNET	Jean-Paul

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au sein du Laboratoire d'Electrostatique et de Matériaux Diélectriques (C.N.R.S) de Grenoble, sous la direction de Monsieur Olivier LESAINT. Qu'il reçoive l'assurance de ma sincère et amicale reconnaissance pour l'aide et les précieux conseils qu'il m'a prodigués durant la réalisation de cette étude.

Je remercie très vivement Monsieur J.M. MICHEL, Directeur de Recherche CNRS à l'Institut de Mécanique de Grenoble, qui a accepté de présider le jury d'examen.

J'exprime m'a sincère reconnaissance à Monsieur H. BRUNET, Professeur, Directeur du Laboratoire des Décharges dans les Gaz du Centre de Physique Atomique de Toulouse, et Monsieur R. COELHO, Directeur de recherche CNRS au Laboratoire de Physique des Décharges de l'Ecole Supérieure d'Electricité de Paris, qui m'ont fait l'honneur de bien vouloir examiner ce travail.

Je tiens à remercier Monsieur R. TOBAZEON, Directeur de Recherche au laboratoire, Responsable de l'Opération de Recherche: "Phénomènes prédisruptifs et disruptifs dans les diélectriques liquides. Mécanismes de Streamers", qui a suivi ce travail avec intérêt et m'a encouragé tout au long de sa réalisation.

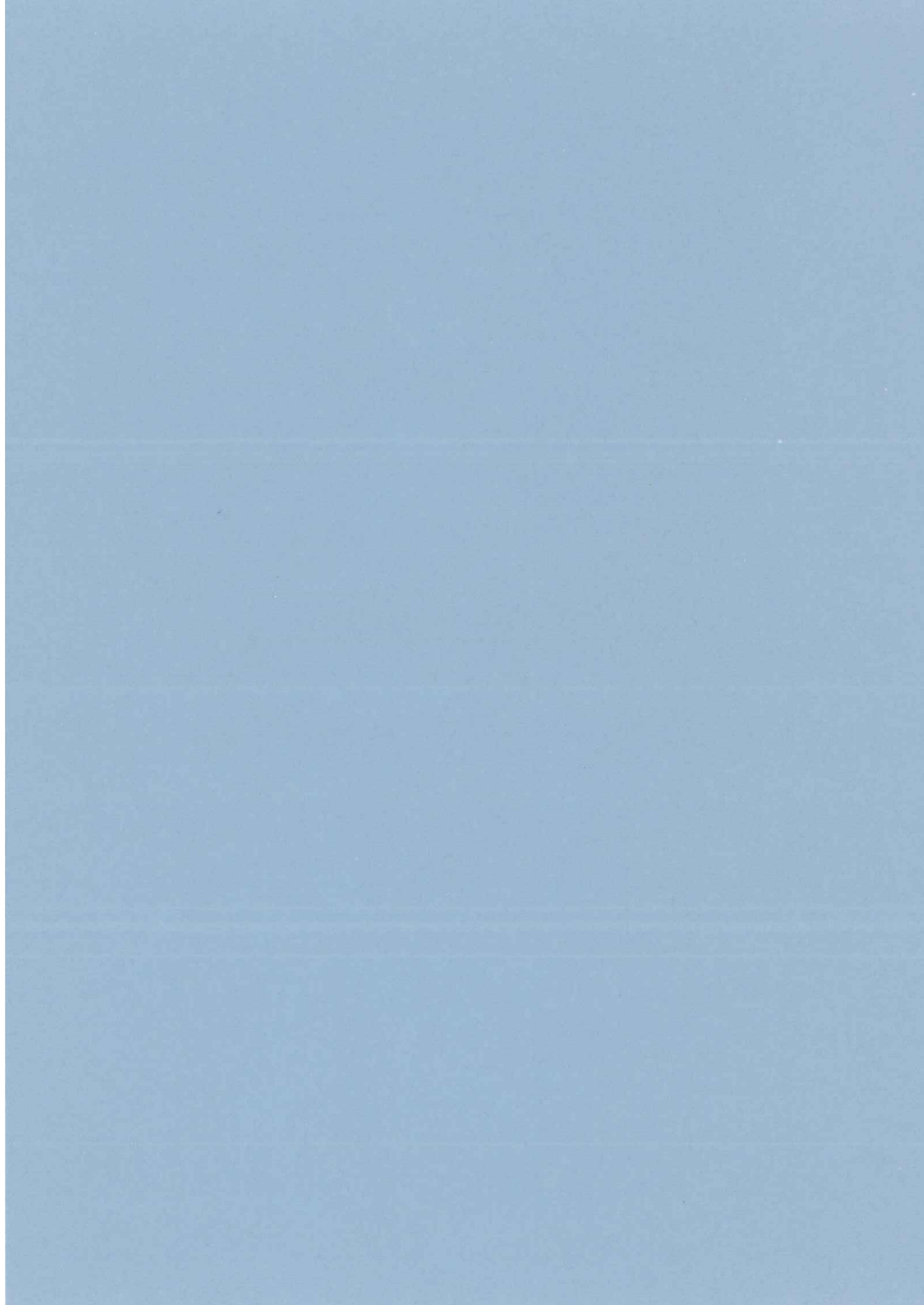
Je tiens également à remercier Monsieur J.P. GOSSE, Professeur, Directeur du laboratoire, pour l'accueil amical qu'il m'a réservé.

Je remercie vivement Messieurs A. DENAT, P. ATTEN et F.M.J. MacCLUSKEY avec qui j'ai eu de nombreuses discussions enrichissantes qui m'ont aidé dans l'interprétation des résultats de cette étude.

J'exprime ma reconnaissance à Messieurs M. HILAIRE et F. MONTANVERT, pour le soutien technique qu'il m'ont apporté et leur disponibilité. Je remercie également Messieurs C. MARTEAU et J.L. BELY, dont les nombreux conseils pratiques ont contribué à la mise au point de plusieurs dispositifs expérimentaux.

Enfin, je remercie tous les membres du laboratoire pour l'accueil qu'ils m'ont réservé et les nombreux services qu'ils m'ont rendu.

TABLE DES MATIERES



	Page
INTRODUCTION.....	27
CHAPITRE I: Caractères généraux des streamers en géométrie pointe-plan et définition des objectifs de l'étude.	
I.1- Préambule.....	33
I.2- Rappels sur la géométrie pointe-plan.....	33
I.3- Pointe cathode.....	34
I.3.1- Génération des streamers négatifs.....	34
I.3.1.1- Création d'une bulle à la pointe.....	34
I.3.1.2- Transition bulle-streamer.....	35
I.3.2- Propagation des streamers négatifs.....	36
I.4- Pointe anode.....	37
I.4.1- Génération des streamers positifs.....	37
I.4.1.1- Sous tension continue.....	37
a) <i>Liquides très purs</i>	37
b) <i>Liquides de pureté inférieure</i>	38
I.4.1.2- Sous impulsion de tension.....	39
I.4.1.3- Conclusion sur la génération.....	41
I.4.2- Propagation des streamers positifs.....	43
I.4.2.1- Streamer du mode 'buisson' lent.....	44
a) <i>Influence de la température et de la pression</i>	45
b) <i>Vitesse</i>	45
c) <i>Courant transitoire</i>	45
d) <i>Emission de lumière</i>	45
e) <i>Arrêt et désagrégation des streamers</i>	46
f) <i>Transition du mode lent au mode rapide</i>	46
I.4.2.2- Streamer du mode rapide filamentaire.....	46
a) <i>Vitesses</i>	47
b) <i>Courant transitoire</i>	48
c) <i>Emission de lumière</i>	49
d) <i>Influence de la viscosité et de la masse volumique</i>	49
e) <i>Influence de la température et de la pression</i>	50
f) <i>Influence des additifs</i>	50

g) Ondes de choc.....	51
h) Longueur d'arrêt des streamers et chute de potentiel.....	51
i) Conductivité des filaments de streamers.....	52
I.4.3- Mécanismes impliqués dans la génération et la propagation des streamers positifs.....	52
I.4.3.1- Mécanisme de multiplication électronique.....	52
I.4.3.2- Mécanisme d'ionisation de champ.....	53
a) Modèle Devins, Rząd et Schwabe [21,52].....	54
b) Modèle de Chadband [32,33,38].	55
c- Remarques sur les modèles de Chadband et Devins et al.....	57
I.4.3.3- Mécanismes supposant la formation d'une phase gazeuse.....	57
a) Modèle de Watson [53].	57
b) Cavitation.....	58
c) Dissociation des molécules du liquide.	58
I.4.3.4- Critère énergétique, modèle de Félici [57].....	59
I.4.4- Conclusion sur la propagation.....	61

CHAPITRE II: Techniques expérimentales.

II.1- Préambule.....	65
II.2- Cellules de mesures.....	65
II.2.1- Cellules Téflon.....	65
II.2.1.1- Première cellule Téflon, n°1.....	65
II.2.1.2- Deuxième cellule Téflon, n°2.....	66
II.2.2- Cellule pressurisable en acier.....	67
II.3- Liquides.....	68
II.4- Générateurs de créneaux de tension.....	68
II.4.1- Générateurs à tube.....	70
II.4.1.1- Créneaux négatifs.....	70
II.4.1.2- Créneaux positifs.	70
II.4.2- Générateur à éclateurs.....	72
II.5- Visualisation des phénomènes prédisruptifs.	72
II.5.1- Image par ombroscopie.....	72
II.5.2- Image par intégration de la lumière émise par le streamer.....	73
II.5.3- Strioscopie.....	73
II.5.4- Enregistrement des images.	74

II.6- Montage expérimental.....	74
II.7- Mesure de la longueur des streamers.....	74
II.8- Mesure des vitesses.....	76
II.9- Mesures électriques.....	77
II.9.1- Mesure de la tension.....	77
II.9.2- Mesure de courant.....	77
II.9.2.1- Problème de la mesure de courant sous créneau de tension....	77
II.9.2.2- Pointes blindées.....	77
II.9.3- Photocourant.....	78

CHAPITRE III: Etude de la génération de streamers positifs.

III.1- Préambule.....	81
III.2- Techniques expérimentales spécifiques.....	81
III.2.1- Détection de la génération des streamers.....	81
III.2.2- Système de mesure différentiel du courant.....	83
III.3- Résultats expérimentaux.....	84
III.3.1- Caractérisation des phénomènes dans le cyclohexane et le pentane.....	84
III.3.1.1- Influence de la géométrie des électrodes.....	84
III.3.1.2- Description des phénomènes observés.....	86
a) <i>Génération des streamers lents</i>	86
b) <i>Influence de l'amplitude du créneau de tension</i>	88
c) <i>Génération des streamers rapides filamenteux</i>	88
d) <i>Cas des temps de descente de la tension longs</i>	90
III.3.1.3- Mesure des tensions de génération des streamers lents et des streamers rapides filamenteux.....	94
a) <i>Méthode utilisée pour détecter le seuil de génération</i>	94
b) <i>Définition de la tension de génération</i>	94
c) <i>Influence du temps de descente du créneau de tension</i>	94
d) <i>Influence du rayon de courbure de la pointe</i>	96
III. 3.2- Discussion.....	98
III.3.2.1- Caractérisation des phénomènes.....	98

III.3.2.2- Influence de la charge d'espace - rôle du temps de descente.....	98
III.3.2.3- Conditions d'apparition des streamers lents ou rapides.....	99
III.3.2.4- Champ de génération.....	102
III.3.2.5- Interprétation qualitative des paramètres r_c et U_f	103
III.4- Influence de la nature du liquide sur la génération.....	104
III.4.1- Aspect des courants transitoires.....	105
III.4.2- Mesure des tensions de génération.....	109
III.4.3- Discussion.....	109
III.5- Conclusion.....	112

CHAPITRE IV: Etude de la propagation des streamers positifs.

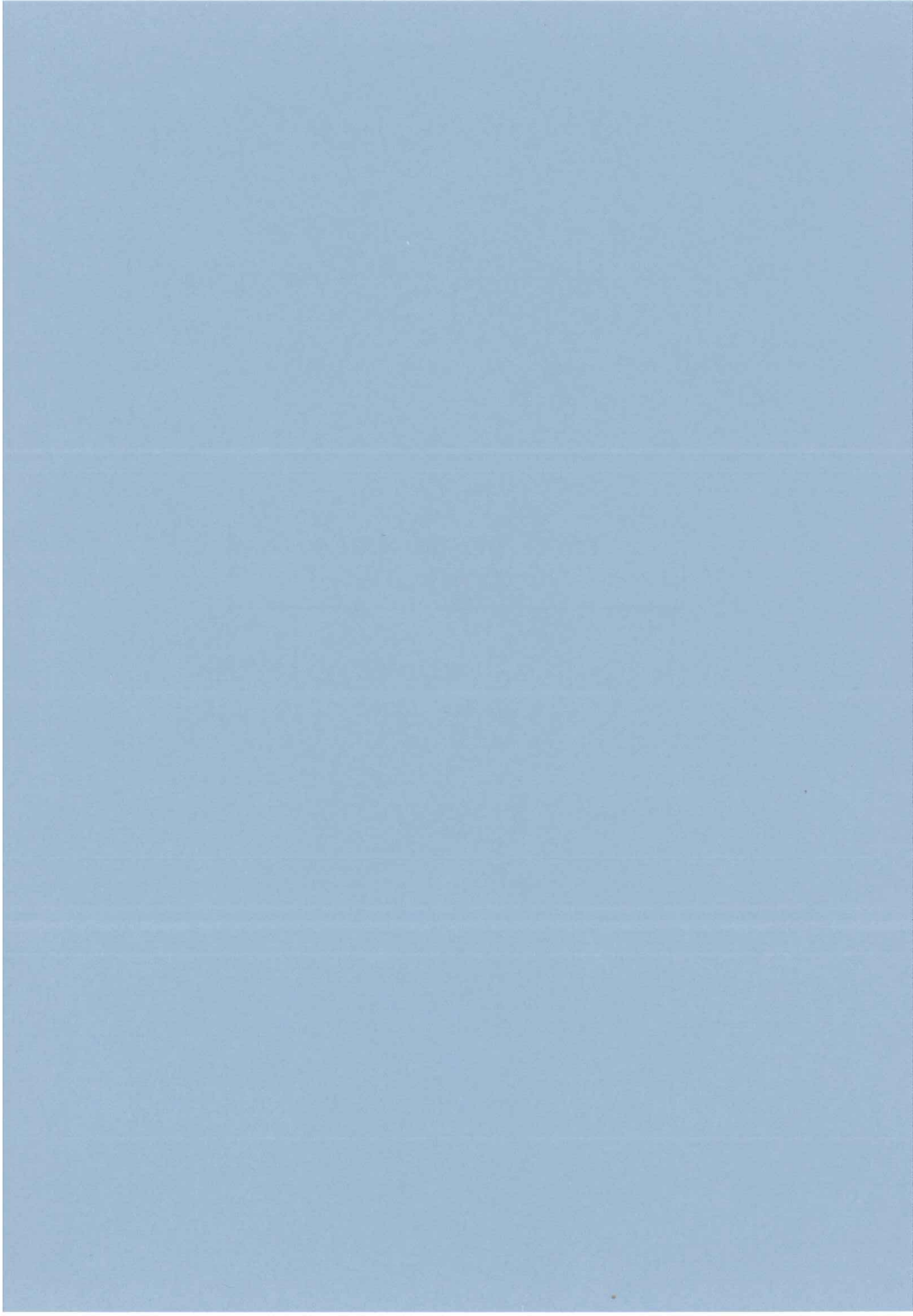
IV.1- Préambule.....	117
IV.2- Résultats expérimentaux.....	117
IV.2.1- Propagation des streamers lents.....	117
IV.2.1.1- Développement et arrêt des streamers.....	117
IV.2.1.2- Courants transitoires associés à la propagation.....	118
IV.2.1.3- Photocourants.....	118
IV.2.2- Propagation des streamers rapides filamenteux.....	120
IV.2.2.1- Développement et arrêt des streamers.....	120
a) <i>Elongation maximale en fonction du temps</i>	120
b) <i>Vitesse de propagation</i>	121
c) <i>Longueur d'arrêt</i>	122
IV.2.2.2- Emissions de lumière.....	124
IV.2.2.3- Courants transitoires.....	125
a) <i>Cas des streamers uni-filamenteux</i>	125
b) <i>Cas des streamers composés de plusieurs filaments</i>	126
c) <i>Influence de la pression sur le signal de courant</i>	129
IV.2.2.4- Ondes de choc.....	129
IV.2.3- Dynamique des filaments de streamers.....	130
IV.2.3.1- Technique expérimentale spécifique.....	130
a) <i>Principe de l'étude de la dynamique des filaments de streamers par atténuation d'un faisceau laser</i>	130
b) <i>Montage expérimental</i>	131

c) <i>Calibration du système</i>	132
IV.2.3.2- Choix du liquide.....	134
IV.2.3.3- Evolution temporelle du rayon des filaments.....	134
IV.2.3.4- Influence de la distance pointe/faisceau laser.....	137
IV.2.3.5- Influence de la pression.....	140
a) <i>Sur le diamètre maximum des filaments</i>	140
b) <i>Sur la durée de vie des filaments</i>	140
IV.2.3.6- Influence de la tension appliquée.....	141
a) <i>Sur le diamètre maximum des filaments</i>	141
b) <i>Sur la durée de vie des filaments</i>	141
IV.2.3.7- Influence de la durée d'application du créneau de tension.....	143
 IV.3- Discussion.....	 145
IV.3.1- Nature gazeuse des filaments de streamers.....	145
IV.3.1.1- Dynamique des filaments.....	145
a) <i>Dynamique d'une bulle selon le modèle de Rayleigh</i>	145
b) <i>Comparaison avec les résultats expérimentaux</i>	146
c) <i>Coupure des filaments</i>	147
IV.3.1.2- Pression électrostatique.....	149
IV.3.1.3- Nature de la phase gazeuse composant les streamers.....	150
IV.3.1.4- Energie thermique de création d'un filament.....	151
IV.3.1.5- Modes de dépôt d'énergie.....	154
a) $P_{\infty} > 0,5 \text{ MPa}$: <i>analogie du point source de chaleur</i>	154
b) $P_{\infty} \leq 0,5 \text{ MPa}$: <i>intervention de la dissipation d'énergie dans les filaments</i>	155
IV.3.1.6- Pression dans les filaments lors de la propagation.....	156
IV.3.2- Influence de la nature gazeuse des filaments sur la propagation.....	156
IV.3.2.1- Conductivité des filaments.....	156
IV.3.2.2- Arrêt des streamers.....	157
 IV.4- Conclusion.....	 158

**CHAPITRE V: Mesure et modélisation des courants transitoires
associés à la propagation des streamers filamentaires.**

V.1- Préambule.....	163
V.2- Modèle du filament cylindrique conducteur.....	163
V.3- Mesure des courants des streamers uni-filamentaires.....	164
V.3.1- Démarche expérimentale.....	164
V.3.2- Liquides et mélanges utilisés.....	165
V.3.3- Mesure de courants.....	166
V.4- Discussion.....	166
CONCLUSION GENERALE.....	169
ANNEXES.....	173
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	179

**LISTE DES FIGURES
ET TABLEAUX**



CHAPITRE I:

	Page
Figure I.1: Propagation et désagrégation d'un streamer négatif en forme de buisson ('bush-like streamer'), [30]. Cyclohexane, $r_0=20\ \mu\text{m}$, $L=4\ \text{mm}$, $U_0=-48,1\ \text{kV}$.	36
Figure I.2: Corrélation entre les signaux du courant et du photocourant associés à la propagation d'un streamer négatif [11]. Cyclohexane, $U_0=-30\ \text{kV}$, $L=2\ \text{mm}$, $r_0=3\ \mu\text{m}$.	37
Figure I.3: Signal de courant enregistré au seuil de génération en polarité positive [4]. Cyclohexane, $U_0=8\ \text{kV}$, $L=1,5\ \text{mm}$, $r_0=3\ \mu\text{m}$.	38
Figure I.4: Variation de la tension d'apparition de la première perturbation optique dans le liquide en polarité positive pour différents rayon de courbure de la pointe [11]. Cyclohexane, $L=2\ \text{mm}$, diamètre de l'électrode plane $10\ \text{mm}$.	39
Figure I.5: Variation de la tension d'apparition des streamers positifs en fonction de la distance inter-électrodes dans différents liquides, d'après [19]: (A): toluène, (B): benzène, (C): n-hexane, (D): monochlorobenzène, (E): huile de transformateur, (F): tétrachlorure de carbone, (G): iodobenzène. Impulsion de tension (2,2/190 μs), pointe de rayon de courbure $r_0=1\ \mu\text{m}$, électrode plane de diamètre $20\ \text{mm}$.	41
Figure I.6: (a) Streamer positif composé de peu de filaments dans l'huile silicone 1000 cSt, [33], (b) Streamer positif composé de nombreux filaments contenus dans une enveloppe sphérique. Huile de transformateur, [33].	44
Figure I.7: Courant transitoire associé à la propagation d'un streamer positif lent dans le n-hexane, $L=4,7\ \text{mm}$, $r_0=3\ \mu\text{m}$, [28].	46
Tableau I.1: Classement des liquides en cinq groupes suivant leur structure moléculaire et la vitesse des streamers, $L=4\ \text{mm}$, $r_0=10\ \mu\text{m}$, $U_0=42,8\ \text{kV}$, [19].	47
Figure I.8: Corrélation des signaux de courant et de photocourant associés à la propagation d'un streamer positif filamentaire, [20]. Cyclohexane, $L=2\ \text{mm}$, $U_0=21\ \text{kV}$, $r_0=3\ \mu\text{m}$.	48
Figure I.9: Longueur d'arrêt des streamers positifs en fonction de la tension appliquée (tension alternative) dans l'huile de transformateur, [15].	51
Figure I.10: Variation de la vitesse des streamers calculée à partir de l'expression (I.4) en fonction du champ E_f pour deux valeurs de V_i , 7 et 15 eV et avec $a=0,5\ \text{nm}$, $r_f=5\ \mu\text{m}$, (—) $\frac{n}{c}=10^{-6}$, (- -) $\frac{n}{c}=10^{-4}$, (- - -) $\frac{n}{c}=10^{-2}$, (- · -) $\frac{n}{c}=1$, d'après [11].	55

CHAPITRE II:

Figure II.1: Cellule de mesures n°1 et détails de la construction de la pointe.	66
--	----

entre les électrodes.	67
Figure II.3: Cellule de mesures pressurisable jusqu'à 10 MPa.	68
Tableau II.1: Quelques propriétés des liquides utilisés purs ou comme additifs dans notre étude. La référence [*] correspond à la fiche technique du liquide considéré, délivrée par le fournisseur.	69
Figure II.4: Générateur de créneaux négatifs à tube.	71
Figure II.5: Générateur de créneaux positifs à tube.	71
Figure II.6: Générateur de créneaux positifs et négatifs à éclateurs.	71
Figure II.7: Montage optique utilisé pour photographier l'ombre portée des streamers.	73
Figure II.8: Intégration de la lumière émise par un streamer au cours de sa propagation.	73
Figure II.9: Montage optique strioscopique.	73
Figure II.10: Montage expérimental de base.	75
Figure II.11: Etapes successives pour la réalisation d'une prise de vue.	76
Figure II.12: Détails de la pointe blindée et principe de mesure du courant.	78

CHAPITRE III:

Figure III.1: Détails du système d'électrodes et des circuits de compensation utilisés pour la mesure différentielle du courant.	83
Figure III.2: Influence du diamètre de l'électrode plane sur la tension seuil de génération des streamers. Cyclohexane, $r_0=0,9 \mu\text{m}$, $t_d \approx 10 \text{ ns}$: (a) $D=15 \text{ mm}$, (b) $D=45 \text{ mm}$, (c) courbe théorique calculée avec l'expression III.1 pour $E_g=9,5 \text{ MV/cm}$.	85
Figure III.3: Photographies par ombroscopie (temps d'exposition 5 ns) du développement d'un streamer lent à différents instants: (a) Phase A, $\tau=100 \text{ ns}$ (b) $\tau=155 \text{ ns}$ (c) $\tau=245 \text{ ns}$ (d) $\tau=525 \text{ ns}$. Cyclohexane, $r_0=1,2 \mu\text{m}$, $L=1,8 \text{ mm}$, $P=0,3 \text{ MPa}$, $U_0=12 \text{ kV}$.	86
Figure III.4: Impulsion de tension, signaux de courant et de photocourant associés à la génération et à la propagation d'un streamer 'buisson' lent. Cyclohexane, $r_0=1,2 \mu\text{m}$, $L=1,8 \text{ mm}$, $P=0,1 \text{ MPa}$, $U_0=12 \text{ kV}$.	87
Figure III.5: Evolution du signal de courant enregistré durant le développement des streamers lents lorsque l'on augmente la pression hydrostatique. Cyclohexane, $r_0=1,2 \mu\text{m}$, $L=1,8 \text{ mm}$, $U_0=10 \text{ kV}$.	89
Figure III.6: Amplitude maximale du courant mesurée durant la phase A (points ajourés), et à l'apparition des streamers filamenteux (points noircis) en fonction de la tension appliquée. Cyclohexane, $r_0=3,2 \mu\text{m}$, $L=1,8 \text{ mm}$, $D=20 \text{ mm}$, $P=0,1 \text{ MPa}$, $t_d \approx 10 \text{ ns}$.	90

- Figure III.7:** Transition des streamers lents 'buissons' aux streamers rapides filamenteux sur les signaux de courant et de photocourant dans le cyclohexane: (a) génération d'un streamer lent, (b) génération d'un streamer rapide. Les conditions expérimentales sont les mêmes dans les cas (a) et (b), $r_0=1,1 \mu\text{m}$, $L=3 \text{ mm}$, $P=0,1 \text{ MPa}$, $U_0=16 \text{ kV}$, $t_d \approx 100 \text{ ns}$. 91
- Figure III.8:** Photographie par ombroscopie et signal de courant enregistrés pendant la propagation d'un streamer filamenteux, pour un temps de descente rapide du créneau de tension ($t_d \approx 30 \text{ ns}$). Cyclohexane, $r_0=1,2 \mu\text{m}$, $L=1,8 \text{ mm}$, $D=20 \text{ mm}$, $P=0,1 \text{ MPa}$. 92
- Figure III.9:** Photographie par ombroscopie et signaux de courant et de photocourant enregistrés pendant la propagation d'un streamer filamenteux, pour un temps de descente long du créneau de tension ($t_d \approx 150 \text{ ns}$). Cyclohexane, $r_0=1,2 \mu\text{m}$, $L=1,8 \text{ mm}$, $D=20 \text{ mm}$, $P=0,1 \text{ MPa}$. 93
- Figure III.10:** Probabilité d'apparition des streamers lents (points noircis) et rapides (points ajourés) en fonction de l'amplitude du créneau de tension appliquée. Cyclohexane, $r_0=2 \mu\text{m}$, $L=2,5 \text{ mm}$, $D=45 \text{ mm}$, $t_d \approx 10 \text{ ns}$, $P=0,1 \text{ MPa}$. 95
- Figure III.11:** Variation des tensions d'apparition des streamers lents (U_g , points noircis) et rapides filamenteux (U_f , points ajourés) en fonction du temps de descente du créneau de tension (t_d) pour trois valeurs différentes du rayon de courbure (r_0). Cyclohexane, $L=2,5 \text{ mm}$, $D=45 \text{ mm}$, $P=0,1 \text{ MPa}$. 95
- Figure III.12:** Variation de U_g et de U_f en fonction du rayon de courbure de la pointe (r_0) dans le cyclohexane. Les points noircis correspondent aux tensions pour lesquelles la probabilité d'apparition est égale à 10 % et 90 %. Diamètre de l'électrode plane $D=45 \text{ mm}$, $L=2,5 \text{ mm}$, $t_d \leq 15 \text{ ns}$, $P=0,1 \text{ MPa}$. 96
- Figure III.13:** Variation de U_g et de U_f en fonction du rayon de courbure de la pointe (r_0) dans le pentane. Les points noircis correspondent aux tensions pour lesquelles la probabilité d'apparition est égale à 10 % et 90 %. Diamètre de l'électrode plane $D=45 \text{ mm}$, $L=2,5 \text{ mm}$, $t_d \leq 15 \text{ ns}$, $P=0,1 \text{ MPa}$. 97
- Figure III.14:** Schématisation de la disparition des streamers 'buisson' lents (courbes (1)) au passage du rayon critique (r_c). La courbe (2) correspond à l'apparition des streamers rapides. 97
- Figure III.15:** Variation expérimentale (U_g) et théorique (U_{gth} , calculée pour $E_g=9,5 \text{ MV/cm}$ avec l'expression III.1) de la tension de génération, en fonction de la distance inter-électrodes (L) dans le cyclohexane. Diamètre de l'électrode plane $D=40 \text{ cm}$, $r_0=1,4 \mu\text{m}$, $t_d \approx 10 \text{ ns}$. 99
- Figure III.16:** Champ sur la pointe calculé à partir de l'expression I.2 avec les valeurs mesurées de U_g (pour $r_0 < r_c$) et de U_f (pour $r_0 > r_c$), en fonction du rayon de courbure de la pointe (r_0). Cyclohexane, $L=2,5 \text{ mm}$, $D=45 \text{ mm}$, $t_d \leq 15 \text{ ns}$. 100
- Figure III.17:** Champ sur la pointe calculé à partir de l'expression I.2 avec les valeurs mesurées de U_g (pour $r_0 < r_c$) et de U_f (pour $r_0 > r_c$), en fonction du rayon de courbure de la pointe (r_0). Pentane, $L=2,5 \text{ mm}$, $D=45 \text{ mm}$, $t_d \leq 15 \text{ ns}$. 101
- Figure III.18:** Illustration de deux développements possibles d'un même événement pour expliquer l'existence de deux types de streamers positifs. 101
- Figure III.19:** Variation expérimentale (U_f , points ajourés) et théorique (courbes) de la tension de propagation en fonction de la distance inter-électrodes dans le cyclohexane et le pentane. La valeur du champ utilisée pour le calcul de la tension de

propagation théorique est la valeur de E_g pour $r_0=r_c$ ($\approx 6,3$ MV/cm dans le cyclohexane et $\approx 7,8$ MV/cm dans le pentane). Diamètre de l'électrode plane $D=40$ cm, $r_0=1,6$ μm dans le cyclohexane et $r_0=2,6$ μm dans le pentane. 104

Figure III.20: Signaux de courant associés à l'apparition de streamers lents dans le pentane dans les mêmes conditions expérimentales ($L=1,6$ mm, $r_0=1,2$ μm): (a) phase A seule, $U_0=6$ kV (b) phases A et B, $U_0=8$ kV. 106

Figure III.21: Signal de courant associé à l'apparition d'un streamer lent dans l'huile de transformateur, $U_0=9$ kV, $r_0=1,2$ μm et $L=1,6$ mm. 107

Figure III.22: Signal de courant associé à la propagation d'un streamer filamentaire dans l'huile de transformateur, $L=1,6$ mm, $r_0=1,2$ μm , $U_0=10$ kV. 107

Figure III.23: Signal de courant associé à la propagation d'un streamer filamentaire dans le cyclopentène, $L=1,6$ mm, $r_0=1,2$ μm , $U_0=14$ kV. 108

Figure III.24: Signal de courant associé à l'apparition d'un streamer lent dans le cyclooctane, $L=1,6$ mm, $r_0=1,2$ μm , $U_0=9$ kV. 108

Figure III.25: Signal de courant associé à l'apparition d'un streamer lent dans le n-décane, $L=1,6$ mm, $r_0=1,2$ μm , $U_0=11$ kV. 109

Tableau III.1: Tensions d'apparition des streamers lents (U_g) et rapides (U_f), et champ de génération des streamers lents (E_g), dans différents liquides et mélanges. Conditions expérimentales: $r_0=1,2$ μm , $L=1,6$ mm, $t_d=10$ ns et $D=20$ mm. Les valeurs des potentiels d'ionisation et des mobilités électroniques proviennent de [61,62] et les champs de claquage de [63]. 111

CHAPITRE IV:

Figure IV.1: Streamer positif 'buisson' lent dans le cyclohexane. La photographie est réalisée 810 ns après l'application du créneau de tension. Temps d'exposition ≈ 5 ns, $L=1,8$ mm, $r_0=1,2$ μm , $U_0=12$ kV, $P=0,3$ MPa. 119

Figure IV.2: Variation de la longueur des streamers lents en fonction du temps pour différentes amplitudes du créneau de tension. Cyclohexane, $r_0=1$ μm , $L=4$ mm, $D=20$ mm, $P=0,1$ MPa. 119

Figure IV.3: Longueur des streamers filamenteux en fonction du temps dans le pentane, pour différentes valeurs de la tension appliquée. Diamètre de l'électrode plane $D=40$ mm, $L=4$ mm, $r_0=1,7$ μm . 120

Figure IV.4: Vitesse des streamers filamenteux en fonction de la tension appliquée dans le cyclohexane et le pentane. Dans le cyclohexane $L=4$ mm et $r_0=1,8$ μm et, $L=2,5$ mm, et $r_0=1,7$ μm dans le pentane. 121

Figure IV.5: Longueur des streamers filamenteux en fonction du temps dans l'huile de transformateur (univolt 52), pour différentes valeurs de la tension appliquée. Diamètre de l'électrode plane $D=40$ mm, $L=15$ mm, $r_0=1,5$ μm , $P_\infty=0,1$ MPa. 122

Figure IV.6: Longueur d'arrêt des streamers filamenteux dans le cyclohexane et le pentane en fonction de la tension appliquée. Diamètre de l'électrode plane $D=45$ mm, $L=2,5$ mm, $P_\infty=0,1$ MPa, $r_0=3$ μm dans le cyclohexane et $r_0=2,4$ μm dans le

pentane.	123
Figure IV.7: Longueur d'arrêt des streamers filamenteux dans le pentane en fonction de la tension pour différentes valeurs de la pression hydrostatique. Diamètre de l'électrode plane $D=20$ mm, $L=4$ mm, $r_0=1,7$ μm .	123
Figure IV.8: Longueur d'arrêt des streamers filamenteux en fonction de la pression dans le cyclohexane et le pentane. Diamètre de l'électrode plane $D=20$ mm, $L=4$ mm, $r_0=1,7$ μm , $U_0=28$ kV dans le pentane et $U_0=38$ kV dans le cyclohexane.	124
Figure IV.9: Signal de photocourant associé à la propagation d'un streamer filamenteux dans le pentane. L'arrêt du streamer coïncide avec le début des impulsions de lumière. Diamètre de l'électrode plane $D=20$ mm, $L=2,5$ mm, $r_0=1,4$ μm , $U_0=17,5$ kV.	125
Figure IV.10: Courant transitoire associé à la propagation d'un streamer unifilamenteux dans le cyclohexane. Distance inter-électrodes $L=4,7$ mm, $r_0=1$ μm , $U_0=36$ kV.	126
Figure IV.11: Courant transitoire associé à la propagation d'un streamer composé de plusieurs filaments dans l'huile de transformateur. Distance inter-électrodes $L=8$ mm, $r_0=1,4$ μm , $U_0=18$ kV.	127
Figure IV.12: Influence de la pression sur l'amplitude et la durée du courant transitoire associé à la propagation des streamers filamenteux dans le cyclohexane. $L=1,8$ mm, $U_0=21$ kV, $r_0=1,2$ μm .	128
Figure IV.13: Ondes de choc générées à l'extrémité des filaments dans le pentane. La forme conique du front d'onde est dû à la propagation supersonique des filaments. Temps d'exposition ≈ 5 ns, $L=4$ mm, $r_0=1,7$ μm , $U_0=24$ kV.	129
Figure IV.14: Principe de l'expérience réalisée pour étudier la dynamique des filaments de streamers.	130
Figure IV.15: Montage expérimental utilisé pour l'étude de la dynamique des filaments de streamers.	131
Figure IV.16: Photographie réalisée simultanément à l'enregistrement du signal de la photodiode. La tache lumineuse correspond à la diffusion du faisceau laser par un filament.	132
Figure IV.17: Principe de la méthode utilisée pour vérifier la linéarité de la réponse de la photodiode (10×200 μm). Une pointe conique d'angle au sommet 35° pénètre progressivement dans le faisceau. Lorsque l'extrémité de la pointe se situe en x (> 10 μm), la surface S (en μm^2) est égale à $(x^2 - (x-10)^2) \cdot \tan(17,5^\circ)$.	133
Figure IV.18: Courbe caractéristique, donnant ΔI en fonction de la surface S , obtenue lors de la vérification de la linéarité de la réponse de la photodiode. L'angle au sommet de la pointe conique utilisée est égal à 35° .	133
Figure IV.19: Signal enregistré par la photodiode lors du passage d'un filament dans le faisceau laser. Ce signal représente la variation d'intensité lumineuse reçue par la photodiode. Pentane, $U_0=$ kV, $r_0=1,4$ μm , $L=2,5$ mm, $P_\infty=0,1$ MPa.	135
Figure IV.20: Signal enregistré par la photodiode lors du passage d'un filament dans le faisceau laser. Ce signal représente la variation d'intensité lumineuse reçue par la photodiode. Pentane, $U_0=$ kV, $r_0=1,4$ μm , $L=2,5$ mm, $P_\infty=3$ MPa.	135

Figure IV.21: Extrémité conique des filaments de streamers. Temps d'exposition ≈ 5 ns, $U_0=20$ kV, $r_0=1,7$ μm , $L=4$ mm, $P_\infty=0,1$ MPa.	136
Figure IV.22: Sectionnement des filaments d'un streamer en fin de propagation. Temps d'exposition ≈ 5 ns, $U_0=15$ kV, $r_0=1,4$ μm , $L=2,5$ mm, $P_\infty=0,1$ MPa.	136
Figure IV.23: Définition des grandeurs mesurées sur le signal de la photodiode enregistré à la suite du passage d'un filament dans le faisceau laser.	137
Figure IV.24: Temps de début (τ_d) et de fin (τ_f) du signal enregistré par la photodiode en fonction de la distance pointe/faisceau laser. Les points noircis représentent l'ensemble des mesures et les points ajourés les valeurs moyennes. Pentane, $L=2,5$ mm, $r_0=1,7$ μm , $U_0=17$ kV, $P_\infty=2$ MPa.	138
Figure IV.25: Durée de vie des filaments de streamers en fonction de la distance pointe/faisceau laser. Les points noircis représentent l'ensemble des mesures et les points ajourés les valeurs moyennes. Pentane, $L=2,5$ mm, $r_0=1,7$ μm , $U_0=17$ kV, $P_\infty=2$ MPa.	139
Figure IV.26: Diamètre des filaments de streamers en fonction de la distance pointe/faisceau laser. Les points noircis représentent l'ensemble des mesures et les points ajourés les valeurs moyennes. Pentane, $L=2,5$ mm, $r_0=1,7$ μm , $U_0=17$ kV, $P_\infty=2$ MPa.	139
Figure IV.27: Influence de la pression hydrostatique sur le diamètre des filaments. Pentane, $r_0=1,7$ μm , $L=2,5$ mm, $U_0=17,5$ kV.	140
Figure IV.28: Influence de la pression hydrostatique sur les durées de vie et de propagation des filaments. Pentane, $r_0=1,7$ μm , $L=2,5$ mm, $U_0=17,5$ kV.	141
Figure IV.29: Influence de la tension sur le diamètre des filaments. Pentane, $r_0=1,7$ μm , $L=2,5$ mm.	142
Figure IV.30: Influence de la tension sur la durée de vie et la durée de propagation des filaments. Pentane, $r_0=1,7$ μm , $L=2,5$ mm.	142
Figure IV.31: Relation entre le retard à la coupure T_C et la longueur ξ définie figure IV.24. Le facteur de proportionalité ξ/T_C est égal à 2,6 km/s. Pentane, $U_0=16$ kV, $r_0=1,7$ μm , $L=2,5$ mm, $P_\infty=0,5$ MPa.	143
Figure IV.32: Diamètre des filaments en fonction de T_C pour différentes valeurs de la pression hydrostatique. Pentane, $U_0=16$ kV, $r_0=1,7$ μm , $L=2,5$ mm.	144
Figure IV.33: Durée de vie des filaments en fonction de T_C pour différentes valeurs de la pression hydrostatique. Pentane, $U_0=16$ kV, $r_0=1,7$ μm , $L=2,5$ mm.	144
Figure IV.34: Comparaison des durées de vie calculées (courbes) et mesurées (points) lorsque la pression croît à tension constante (17,5 kV). Les durées de vie calculées pour une bulle sphérique et un canal cylindrique correspondent à deux fois la durée d'implosion obtenues à l'aide des relations (IV.1) et (IV.2). Pentane, $r_0=1,7$ μm , $L=2,5$ mm.	146
Figure IV.35: Comparaison de la dynamique radiale d'un filament de streamer à la dynamique d'une bulle sphérique calculée d'après le modèle de Rayleigh. Pentane, $P_\infty=1,5$ MPa, $U_0=17,5$ kV, $r_0=1,7$ μm , $L=2,5$ mm.	147

Figure IV.36: Schématisation de la dynamique des filaments depuis leur création jusqu'à leur coupure en un chapelet de bulles.	148
Tableau IV.1: Pression électrostatique calculée à partir de l'expression IV.2 pour les valeurs de R_0 mesurées lorsque l'on accroît la pression (figure IV.27).	150
Tableau IV.2: Pression électrostatique calculée à partir de l'expression IV.2 pour les valeurs de R_0 mesurées lorsque l'on accroît la tension (figure IV.29, pour $P_\infty=2\text{MPa}$).	150
Figure IV.37: Energie nécessaire pour créer un millimètre de filament en supposant qu'il ne soit composé que de vapeur du liquide et, qu'à l'équilibre ($R=R_0$), la pression et la température dans le filament soient égales respectivement à P_∞ et T_{eb} .	152
Tableau IV.3: Valeur de la chute de potentiel moyenne le long des filaments de streamers en fonction de la pression hydrostatique.	157

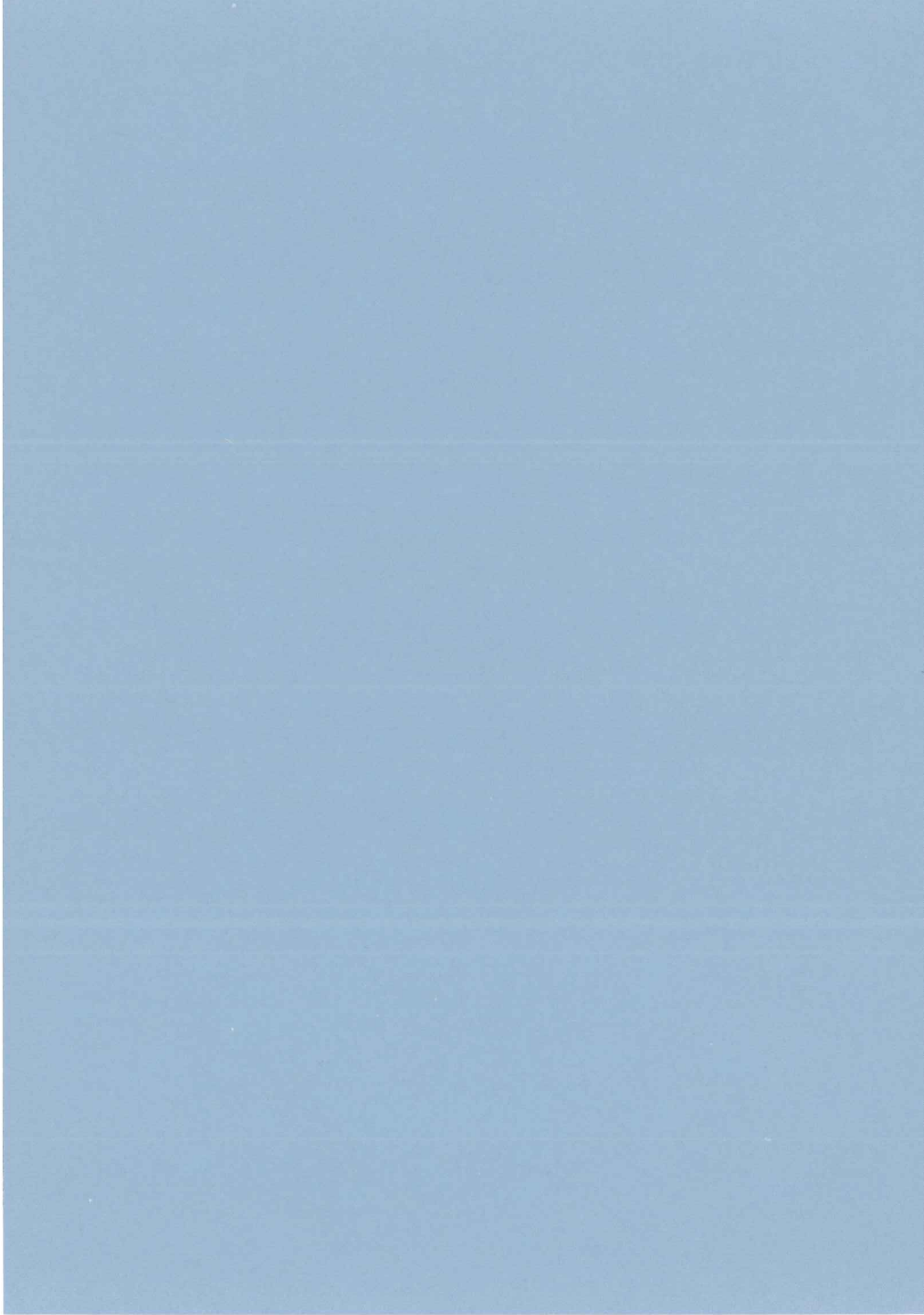
CHAPITRE V:

Figure V.1: Modélisation d'un streamer uni-filamentaire par un barreau cylindrique conducteur.	163
Tableau V.1: Résultats expérimentaux concernant la mesure de l'amplitude du courant associé à la propagation de streamers uni-filamentaires, et courants calculés à partir de l'expression V.3 dans ces mêmes conditions expérimentales.	165
Figure V.2: Evolution temporelle des courants total, radial et d'extrémité associé à la propagation d'un streamer uni-filamentaire dans le cyclohexane (trait plein, $v_p=2800\text{m/s}$, $L_a=2,5\text{mm}$, $U_0=32\text{kV}$, $L=4\text{mm}$, $c=22\text{pF/m}$, $r=6,4.10^9\Omega/\text{m}$) et dans l'huile de transformateur (trait pointillé, $v_p=2400\text{m/s}$, $L_a=4,7\text{mm}$, $U_0=22,5\text{kV}$, $L=8\text{mm}$, $c=22\text{pF/m}$, $r=3.10^9\Omega/\text{m}$).	167

ANNEXES:

Figure A.1: Energie nécessaire pour vaporiser une mole de pentane initialement à température ambiante (20°C) en fonction de la pression appliquée (la pression critique vaut $3,3\text{ MPa}$ dans le pentane).	176
Figure A.2: Représentation des grandeurs utilisées dans le modèle de Rayleigh.	176

INTRODUCTION



Dans les liquides isolants, quelque soit la géométrie des électrodes (uniforme ou divergente) et la forme de l'onde de tension appliquée (continue, alternatif ou impulsion), le claquage est toujours précédé de la génération, sur l'une des électrodes, d'une région d'indice de réfraction différent de celui du liquide (rendant possible sa visualisation). Cette région se propage vers l'électrode opposée en prenant une forme plus ou moins ramifiée.

Les figures ainsi formées dans le liquide sont appelés "streamers". Ils sont générés soit sur l'anode (streamer positif) soit sur la cathode (streamer négatif), toujours dans des régions où le champ est renforcé (extrémité d'une électrode accérée ou irrégularité sur la surface d'une électrode). De manière générale, il a été observé que les phases de génération et de propagation sont associées à des émissions de lumière, à la radiation d'ondes de choc et à la circulation de courants transitoires dans les électrodes. Par ailleurs, l'influence de la pression hydrostatique suggère l'intervention d'une phase gazeuse dans ces deux phases.

Ce n'est que lorsqu'un streamer a joint les deux électrodes que l'on observe la formation de l'arc électrique et qu'intervient le claquage. Il a été également largement observé que les streamers positifs se propagent plus facilement dans le liquide et que se sont eux, qui, dans la majorité des cas, provoquent le claquage.

Les streamers ont fait l'objet d'un nombre relativement important d'études concernant leur génération et surtout leur propagation. Ces études ont le plus souvent été réalisées en géométrie divergente (pointe-plan ou pointe-sphère) sous impulsion de tension et plus rarement sous tension continue ou alternative. Les raisons pour lesquelles ces conditions expérimentales sont choisies sont les suivantes:

- le fort renforcement du champ sur la pointe permet la génération systématique d'un streamer à partir d'une tension seuil (phénomène non aléatoire) et détermine précisément le lieu de génération (permet de connaître au préalable la zone à visualiser);
- les streamers étant toujours générés sur la pointe il est possible d'étudier les effets de la polarité de la tension suivant que la pointe est anode ou cathode;
- l'application d'impulsions de tension de courte durée permet de générer des streamers immédiatement après le temps de montée, permettant ainsi de synchroniser la visualisation et les systèmes d'enregistrement des différents signaux (courant transitoire, photocourant).

A l'heure actuelle, dans ces conditions expérimentales, les mécanismes de génération et, dans une moindre mesure, ceux de propagation, ont été assez bien décrits en polarité négative. En revanche, en ce qui concerne les streamers positifs, dont l'étude expérimentale est restée très descriptive et dont les résultats sont parfois contradictoires, il n'est pas encore possible de proposer des mécanismes similaires.

En particulier, l'influence des paramètres expérimentaux comme la dimension des électrodes (rayon de courbure de la pointe, diamètre de l'électrode plane, distance inter-électrodes), le temps de montée du créneau de tension, la pression hydrostatique, qui semblent avoir une importance déterminante sur le seuil de génération, n'a jamais été étudié de façon systématique. D'autre part, bien que l'intervention d'une phase gazeuse dans le développement des streamers ait été mise en évidence par l'influence de la pression, aucun résultat quantitatif n'a été obtenu concernant l'origine de ce gaz, ainsi que son rôle sur le développement des streamers dans le liquide.

L'objectif de l'étude présentée est d'établir une description aussi détaillée que possible de la génération et de la propagation des streamers positifs en géométrie pointe-plan (pointe de rayon de courbure 1 à 10 μm et distance inter-électrodes de 200 μm à 10 mm) sous créneau de tension (temps de montée 10 ns à 1 μs). Les liquides étudiés sont des hydrocarbures de structure moléculaire simple, principalement le cyclohexane et le pentane.

Tout d'abord, dans une première partie, nous rappellerons brièvement les propriétés de la géométrie pointe-plan ainsi que les caractères généraux des phénomènes prédisruptifs (aspect des streamers, vitesses, courant, photocourant, etc) dans cette géométrie, observés dans des études antérieures.

Dans une deuxième partie nous présenterons le dispositif expérimental (visualisation rapide des streamers, cellules d'essai, générateur d'impulsion de tension, etc) et nous définirons les grandeurs qui seront mesurées expérimentalement.

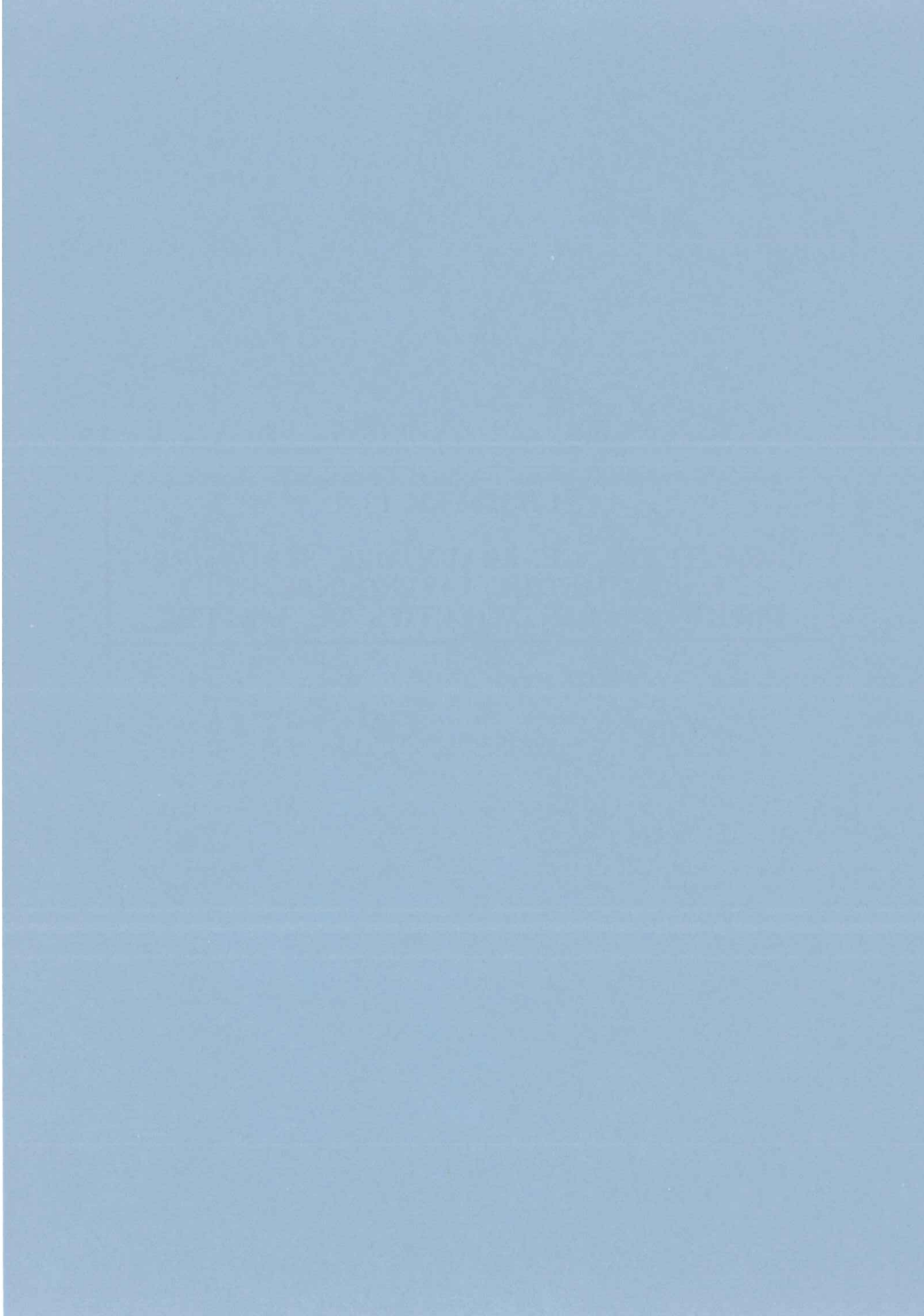
Le troisième chapitre sera consacré à l'étude de la génération des streamers. Nous étudierons de façon systématique l'influence de divers paramètres expérimentaux, ce qui nous permettra de définir précisément les conditions de génération des streamers positifs, et de tenter de préciser les mécanismes mis en jeu.

Dans le quatrième chapitre nous étudierons la propagation des streamers, et, plus particulièrement, la dynamique de la phase gazeuse dont ils sont composés. Cette étude nous permettra d'évaluer la nature du gaz formé, l'énergie de création des streamers et l'implication de leur nature gazeuse sur la propagation.

Enfin, une cinquième partie sera consacrée à la modélisation des courants prédisruptifs associés à la propagation des streamers positifs filamentaires.

CHAPITRE I

CARACTERES GENERAUX DES STREAMERS EN GEOMETRIE DIVERGENTE ET DEFINITION DES OBJECTIFS DE L'ETUDE



I.1- Préambule.

L'objet de ce chapitre est de présenter les résultats essentiels concernant les phénomènes prédisruptifs dans les liquides en géométrie divergente.

Nous présenterons en premier lieu les caractéristiques de la géométrie pointe-plan ainsi qu'un rappel de certains résultats concernant la génération et la propagation des streamers négatifs. En effet, certains mécanismes de base des phénomènes prédisruptifs dans les liquides (multiplication électronique et vaporisation du liquide) ont été mis en évidence uniquement dans cette polarité. Nous décrirons également la propagation des streamers négatifs lents qui présente une certaine analogie avec les streamers positifs lents.

Nous exposerons ensuite de manière détaillée les caractéristiques des streamers positifs ainsi que les différents mécanismes qui ont été proposés pour expliquer leur génération et leur propagation.

La description des phénomènes que nous présentons est basée sur des résultats d'études antérieures réalisées dans des conditions expérimentales proches de celles que nous utiliserons: géométrie pointe-plan ou pointe-sphère, distance inter-électrodes inférieure à 5 centimètres, pointe de rayon de courbure jusqu'à 100 μm , tension appliquée d'amplitude inférieure ou de l'ordre de la tension de claquage (nous n'étudierons pas le cas des surtensions).

I.2- Rappels sur la géométrie pointe-plan.

L'étude des streamers est facilitée dans une géométrie d'électrodes fortement divergente comme la géométrie pointe-plan qui a pour avantage de générer des champs électriques très forts (plusieurs dizaines de MV/cm) pour des tensions modérées. Par ailleurs, la région de champ intense étant localisée sur l'extrémité de la pointe, le lieu de génération des streamers est parfaitement défini et il est donc possible de réaliser des visualisations avec un fort grossissement.

Les propriétés électrostatiques de la géométrie pointe-plan sont correctement définies par l'approximation hyperboloïdale [1]. La valeur du champ suivant l'axe (Ox) de la pointe dont l'origine se situe à son extrémité, est donnée par l'expression:

$$E(x) = \frac{2.L.U_0}{(2.L.x - x^2 + L.r_0 - x.r_0) \ln(4.L/r_0)} \quad (\text{I.1})$$

où L est la distance inter-électrodes, U_0 le potentiel de la pointe et r_0 le rayon de

courbure de la pointe.

En $x=0$, c'est à dire sur l'extrémité de la pointe le champ est égal à:

$$E_0 = \frac{2.U_0}{r_0 \ln (4.L / r_0)} \quad (I.2)$$

I.3- Pointe cathode.

I.3.1- Génération des streamers négatifs.

I.3.1.1- Création d'une bulle à la pointe.

Les travaux portant sur la génération des streamers négatifs font état de l'apparition d'une bulle de taille microscopique comme première étape du développement des phénomènes prédisruptifs. Cette caractéristique est observée dans des liquides de nature chimique variée (liquides cryogéniques [2,3], hydrocarbures [4-11], liquides isolants techniques [12-15]), aussi bien sous tension continue ou alternative, qu'impulsionnelle.

- Sous tension continue, les travaux réalisés dans le cyclohexane très purifié par Denat et al. [4,5] ont permis de mettre en évidence l'origine de la bulle initiale pour des pointes fines de rayon de courbure r_0 compris entre 0,5 et 10 μm . Lorsque la tension est supérieure à une valeur seuil V_S (indépendante de la pression hydrostatique), correspondant à un champ électrique sur la pointe $E_S \approx 7 \pm 2 \text{ MV/cm}$ il apparaît un régime régulier d'impulsions de courant de durée extrêmement brève ($\approx 1 \text{ ns}$).

Il a été démontré expérimentalement que chaque impulsion de courant résulte d'une avalanche électronique en phase liquide [4,5,16] (§ I.4.3.1). Une quantité de charge de 0,05 à 2 pC [6,7], (qui ne dépend que de r_0) est injectée par l'avalanche en un temps extrêmement bref ($\approx \text{ns}$) dans un volume très petit (de l'ordre de r_0^3) situé devant la pointe. A pression atmosphérique, lorsque l'amplitude de l'impulsion de courant dépasse $\approx 100 \mu\text{A}$ [4], la densité d'énergie déposée est suffisante pour que le liquide soit porté dans un état métastable (liquide surchauffé), et que soit générée systématiquement une bulle de vapeur [7]. La génération de la bulle n'est plus observée lorsque la pression hydrostatique du liquide est supérieure à sa pression critique (4 MPa), alors que l'impulsion de courant est indépendante de la pression au moins jusqu'à 12 MPa.

Des résultats similaires à ceux que nous venons de citer ont été également obtenus

dans le propane, le n-pentane, le n-décane pour $E_s \approx 6$ à 7 MV/cm [7,8], dans l'isooctane, le néohexane et le tétraméthylsilane pour $E_s \approx 4$ MV/cm [7,8], ainsi que dans l'argon liquide [3] pour $E_s \approx 3$ MV/cm.

Toujours sous tension continue, lorsque les liquides sont d'une pureté inférieure, la détermination précise d'un champ seuil de génération devient impossible car le champ sur la pointe est alors modifié par le passage d'un courant de conduction (généralement limité par charge d'espace), et le régime d'impulsions observé n'est plus régulier (il est détecté des "bouffées" d'impulsions apparaissant de manière erratique lorsque la tension est suffisante).

- Dans l'huile de transformateur sous tension alternative [14,15], il a également été observé la génération d'une bulle microscopique (pour $r_o = 3$ à 100 μm) résultant d'une impulsion de courant (de durée ≈ 10 ns et d'amplitude ≈ 10 μA). Le champ de génération sur la pointe décroît de ≈ 10 MV/cm à ≈ 1 MV/cm pour des rayons de courbure de 3 à 100 μm respectivement (distance inter-électrode L , de 5 à 13 mm) [15].

- Sous impulsion de tension, dans le cyclohexane [10,11] ainsi que dans des huiles silicone de viscosités différentes [13] la génération d'une bulle est également observée sur l'extrémité de la pointe. Néanmoins, la détection du signal électrique correspondant à la génération de cette bulle est rendue impossible par le large courant capacitif de charge de la cellule de mesure. Dans le cyclohexane le champ seuil d'apparition de la bulle décroît ≈ 9 MV/cm à 1 MV/cm pour r_o variant de 3 à 100 μm , [11].

I.3.1.2- Transition bulle-streamer.

Lorsque la tension appliquée est proche de la tension seuil de génération V_s , il n'y a pas de phase de propagation, et il est possible d'observer l'explosion, l'implosion et de rebond de la bulle [6,7,8], dont la dynamique est entièrement déterminée par l'inertie du liquide.

Si la tension appliquée est supérieure à V_s , l'impulsion initiale est suivie d'une série d'impulsions dont le nombre et l'amplitude augmentent avec la tension, [7,13]. Chaque impulsion correspond à une décharge dans la bulle initiale et entraîne la création d'une quantité supplémentaire de gaz. Le contour de la bulle se déforme et son volume augmente (phase de propagation) [7].

I.3.2- Propagation des streamers négatifs.

Dans un grand nombre d'hydrocarbures, lorsque la tension reste inférieure ou de l'ordre de la tension de claquage, les streamers négatifs se propagent à des vitesses de l'ordre de quelques centaines de m/s et présentent une forme de buisson ('bush-like streamer' en anglais, figure I.1) [17]. Cependant lorsque de fortes surtensions sont appliquées la vitesse des streamers dans les alcanes ou le cyclohexane peut dépasser 10 km/s [18]. Des vitesses du même ordre sont reportées dans des hydrocarbures halogénés [19,20].

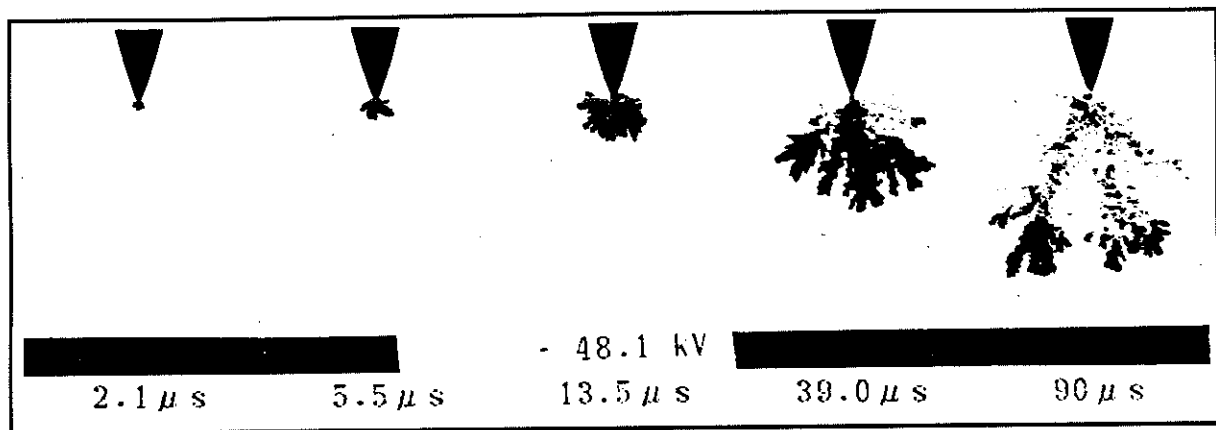


Figure I.1: Propagation et désagrégation d'un streamer négatif en forme de buisson ('bush-like streamer'), [30]. Cyclohexane, $r_o = 20 \mu m$, $L = 4 mm$, $U_o = -48,1 kV$.

En dessous de la tension de claquage, la propagation des streamers lents s'interrompt pour une certaine distance [9,11,15,20] qui est fonction de l'amplitude de la tension, du liquide et de la pression hydrostatique. Ils se désagrègent alors en un nuage de bulles qui disparaissent rapidement dans le liquide, figure I.1.

A la tension de claquage, le streamer traverse la totalité de l'espace inter-électrodes et il s'en suit la formation de l'arc électrique à travers le streamer.

Le courant associé à la propagation des streamers négatifs lents est composé d'une succession d'impulsions brèves (<10 ns) dont l'amplitude et l'espacement augmentent au cours de l'avancée du streamer [9,14,20,21]. Corréliées au signal du courant, des impulsions de lumière sont également détectées [11,22], figure I.2.

Le nombre et l'amplitude des impulsions de lumière et de courant diminuent lorsque la pression hydrostatique croît [11]. Ce résultat est corrélé à la diminution de la longueur d'arrêt des streamers avec la pression.

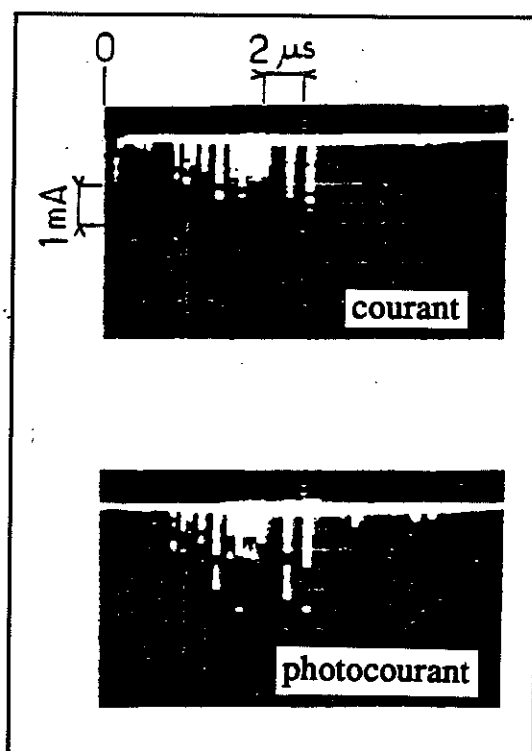


Figure I.2: Corrélation entre les signaux du courant et du photocourant associés à la propagation d'un streamer négatif [11]. Cyclohexane, $U_0 = -30$ kV, $L = 2$ mm, $r_0 = 3$ μ m.

I.4- Pointe anode.

Nous présentons ici une synthèse des résultats acquis dans le domaine de la génération et de la propagation des streamers positifs, afin de définir les objectifs de notre étude.

I.4.1- Génération des streamers positifs.

I.4.1.1- Sous tension continue.

a) Liquides très purs.

Les résultats obtenus en polarité positive dans le cyclohexane très pur par Denat et al. [4,5] sont tout à fait différents de ce qu'ils observent en polarité négative dans les mêmes conditions (§ I.3.1.1).

Pour des pointes de rayon de courbure compris entre 0,5 et 10 μ m, lorsque le champ sur la pointe est supérieur à 5 MV/cm, il est détecté, de façon aléatoire dans le temps (10^{-2} à quelques dizaines d'événements par seconde), un régime d'impulsions de

courant très différent de celui observé en polarité négative, figure I.3.

Ce signal se compose, à pression atmosphérique, d'une 'bosse' de courant de durée 0,1 à 0,2 μs suivie d'une série d'impulsions brèves. Une augmentation de la pression réduit sensiblement la durée du signal et sa forme est modifiée (pour 5 MPa, le signal de la figure I.3 se réduit à la 'bosse' initiale de durée 40 à 50 ns et d'amplitude 10 à 20 μA , [5]).

Denat et al. montrent également [5] que le champ minimum pour observer un mécanisme d'ionisation de champ à la pointe, suivant le modèle d'Halpern et Gomer [23], est égal à 15 MV/cm, ce qui est trois fois supérieur à la valeur du champ pour laquelle sont détectées des impulsions de courant (5 MV/cm). Il a donc été émise l'hypothèse que celles-ci pouvaient provenir, comme en polarité négative, d'un mécanisme d'avalanches électroniques. La pointe étant de polarité positive, l'avalanche se forme du liquide vers la pointe à partir d'un (ou plusieurs) électron germe. Cet électron proviendrait du volume situé devant la pointe, dans lequel le champ doit être intense sur une profondeur suffisante, et serait créé par un événement naturel (rayonnement cosmique, radioactivité naturelle). La durée aléatoire séparant l'apparition de deux événements peut s'expliquer dans ce cas par le temps statistique d'apparition d'un électron dans la zone de champ fort.

Chaque signal de courant s'accompagne, lorsque les conditions de pression le permettent, de la génération sur la pointe d'un volume de gaz aux contours irréguliers (de diamètre environ 50 μm) similaire à un petit streamer négatif.

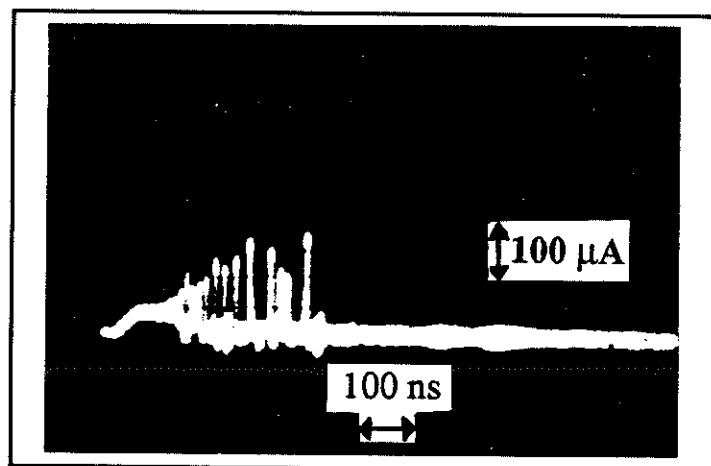


Figure I.3: Signal de courant enregistré au seuil de génération en polarité positive [4]. Cyclohexane, $U_0 = 8 \text{ kV}$, $L = 1,5 \text{ mm}$, $r_0 = 3 \mu\text{m}$.

b) Liquides de pureté inférieure.

Dans les liquides de pureté inférieure, on ne peut plus connaître précisément le champ à la pointe car celui-ci est limité par charge d'espace en raison de la conduction due aux impuretés.

Dans le pentane, Arii et al. [24] mesurent qu'un courant aussi petit que 10^{-9} A ,

pour une tension appliquée de $500 \text{ V} < U_0 < 1 \text{ kV}$ ($L=1,1 \text{ mm}$), limite le champ sur la pointe. Dans l'huile de transformateur [15] le champ sur la pointe ($r_0=1 \mu\text{m}$) est limité par la charge d'espace pour une tension appliquée supérieure à 4 kV et un courant mesuré compris entre 10^{-8} et 10^{-9} A ($L=1 \text{ mm}$).

Lorsque la tension appliquée est suffisante, Singh et al. observent, dans le n-hexane, la génération de bulles qui se détachent de la pointe et se déplacent vers le plan avec une vitesse de quelques m/s [25]. Egalement dans le n-hexane, Marsden et al. [26] mesurent des courants impulsionnels similaires à ceux détectés par Denat et al., corrélés à l'apparition de streamers dont la forme est très proche de celle des streamers négatifs. Ils remarquent de plus que la fréquence d'apparition de ces courants est mal définie ainsi que le seuil de tension pour lequel ils apparaissent.

I.4.1.2- Sous impulsion de tension.

Dans la plupart des travaux concernant les streamers positifs, l'examen de la génération est limitée à la mesure de la tension d'apparition des streamers dans les conditions expérimentales de l'étude considérée.

Les seuls auteurs ayant étudié la génération en faisant varier certains paramètres expérimentaux (rayon de courbure, distance inter-électrodes) sont Béréal et Tobazéon [11,20] sous créneaux de tension (temps de montée $t_m \approx 200 \text{ ns}$ et durée $55 \mu\text{s}$) et Sakamoto et Yamada [19] sous impulsion de tension ($2,2 \times 190 \mu\text{s}$).

• Travaux de Béréal et Tobazéon [11,20]:

Dans le cyclohexane, ils observent que la tension pour laquelle apparaît la première perturbation optique dans le liquide (définie comme étant la tension de génération U_g) croît avec le rayon de courbure (3, 10, 20 et $100 \mu\text{m}$), figure I.4.

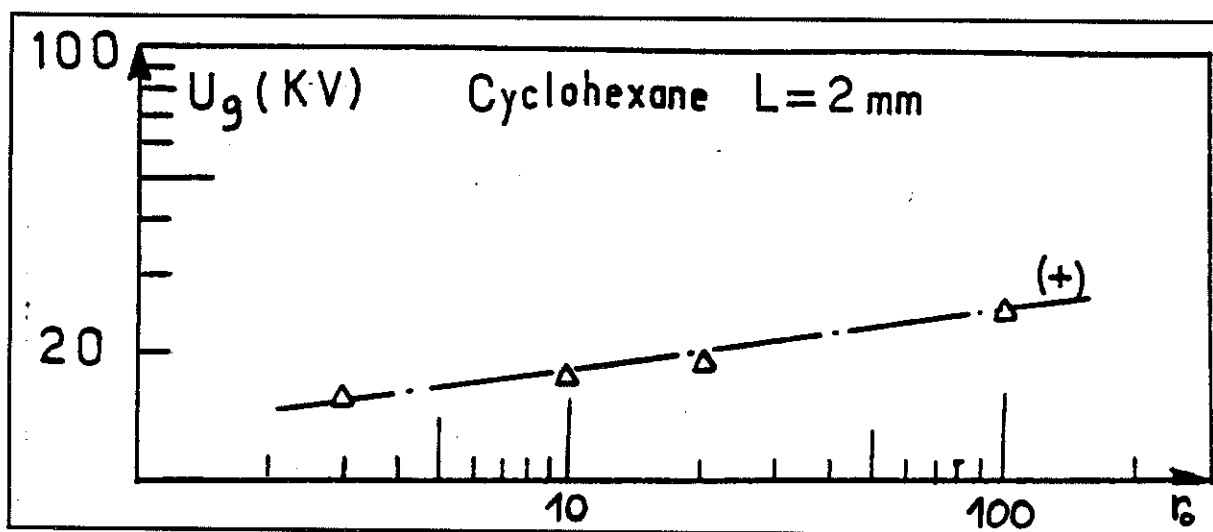


Figure I.4: Variation de la tension d'apparition de la première perturbation optique dans le liquide en polarité positive pour différents rayon de courbure de la pointe [11]. Cyclohexane, $L=2 \text{ mm}$, diamètre de l'électrode plane 10 mm .

Le champ sur la pointe, calculé à partir des valeurs de tension mesurées, ne correspond pas à un champ de génération E_g constant mais varie en $1/r_0^n$ où $1/2 < n < 2/3$ (E_g décroît de 12 MV/cm à 1 MV/cm pour respectivement $r_0= 3$ et 100 μm) [11].

Avec une pointe de rayon de courbure égal à 3 μm il n'y a pas de variation de la tension de génération lorsque la distance inter-électrodes varie de 0,5 à 6 mm. Dans différents liquides la tension de génération en polarité positive est toujours supérieure ou égale à celle mesurée en polarité négative [20].

Le temps de retard à la génération des streamers t_g (durée entre l'instant d'application de la tension et l'apparition d'un streamer) mesuré dans une série de polybutènes de viscosité variant de 90 à 4.10^5 cSt (à 20 °C) ne varie pas.

Or, sous l'effet d'une injection forte, le liquide peut être mis en mouvement (sous l'effet de la force de Coulomb sur les charges injectées), et peut atteindre une vitesse $v_{\text{EHD}} = \sqrt{\epsilon/\rho} E_0$ en un temps $t_g \sim \eta / \epsilon.E_0^2$ [17] où η est la viscosité du liquide et E_0 le champ sur la pointe. Ce mouvement induit une dépression (relation de Bernouilli) dans le liquide estimée à $\Delta P = (1/2)\rho v_{\text{EHD}}^2$ qui pourrait être suffisante pour générer une bulle de cavitation EHD. Par exemple, dans le cyclohexane pour $E_0=5$ MV/cm, le liquide atteint une vitesse $v_{\text{EHD}} \approx 75$ m/s en un temps $\tau < 12$ ns. Une vitesse $v_{\text{EHD}} = 10$ m/s suffit pour engendrer une dépression dans le liquide $\Delta P \approx 1$ bar suffisante pour générer une bulle de cavitation EHD (dans les conditions normales de température et de pression).

Cependant un tel mécanisme de cavitation EHD semble exclu car les valeurs de t_g mesurées par Béréal et al. ne sont pas proportionnelles à la viscosité ($t_g \sim \eta / \epsilon.E_0^2$).

L'augmentation de la pression appliquée sur le liquide a pour effet d'augmenter la tension de génération: pour $L=1,8$ mm, $r_0=5$ μm , la tension de génération croît de 20 kV à 45 kV lorsque la pression augmente de 5 à 40 bars dans le cyclohexane (le champ augmente alors de 11 à 25 MV/cm). Lorsque la pression appliquée sur le liquide est inférieure à la pression atmosphérique (jusqu'à 5.10^{-2} bar), il n'y a pas d'effet observé sur U_g . Ces effets indiquent l'intervention d'une phase gazeuse dans les mécanismes de génération.

L'influence de la température sur la tension de génération est négligeable lorsque celle-ci varie de 19°C à 70°C dans le cyclohexane.

Dans le cyclohexane sous rampe de tension (pour $2 < U_0/t_m < 50$ kV/ μs) Béréal [11] calcule (à partir des tensions U_g mesurées) un champ plus élevé que sous créneau de tension (pour $r_0= 3$ μm , dans le cyclohexane, $E_g=12$ MV/cm sous créneau de tension, et $E_g=34$ MV/cm sous rampe de tension).

• *Travaux de Sakamoto et Yamada [19]:*

Sakamoto et Yamada ont mesuré la tension d'apparition des streamers dans différents liquides en faisant varier la distance inter-électrodes de 2 à 20 mm ($r_0=1 \mu\text{m}$). Les résultats qu'ils obtiennent indiquent que la tension d'apparition est sensible à la fois à la nature du liquide et à la distance inter-électrodes, figure I.5. Les auteurs observent que dans le monochlorobenzène, le tétrachlorure de carbone et l'huile de transformateur, la tension d'apparition semble se saturer pour les plus grandes valeurs de L.

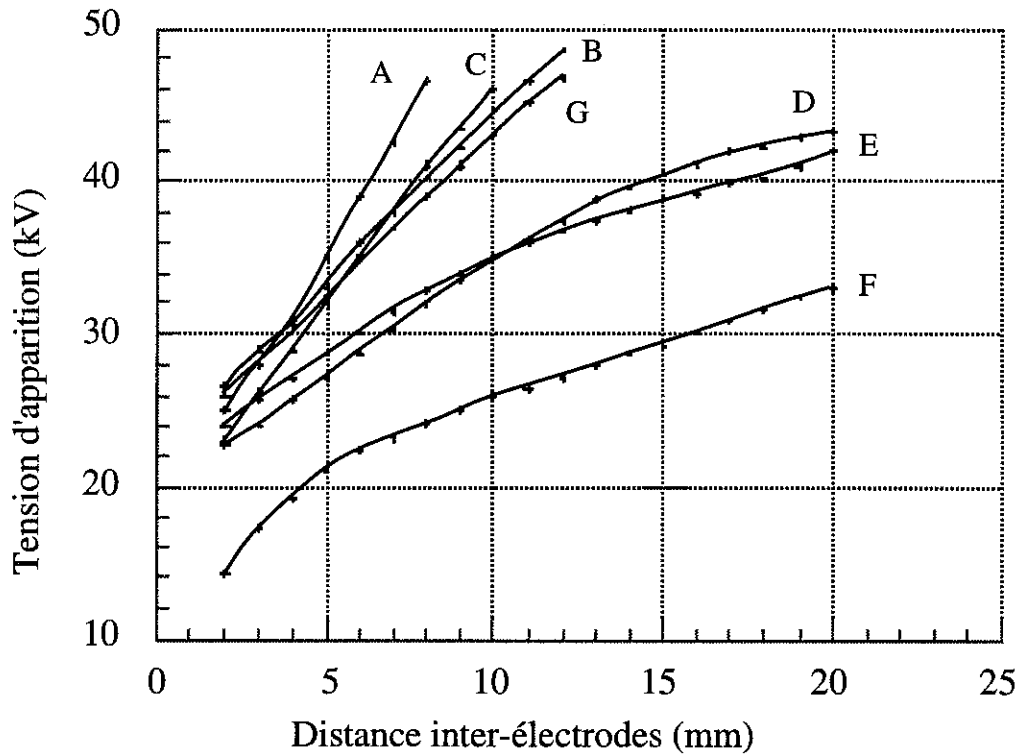


Figure I.5: Variation de la tension d'apparition des streamers positifs en fonction de la distance inter-électrodes dans différents liquides, d'après [19]: (A): toluène, (B): benzène, (C): n-hexane, (D): monochlorobenzène, (E): huile de transformateur, (F): tétrachlorure de carbone, (G): iodobenzène. Impulsion de tension (2,2/190 μs), pointe de rayon de courbure $r_0=1 \mu\text{m}$, électrode plane de diamètre 20 mm.

I.4.1.3- Conclusion sur la génération.

L'analyse des résultats publiés concernant la génération des streamers positifs nous conduit aux conclusions suivantes.

(1) Il n'est pas possible de définir l'existence d'un champ de génération (sur la pointe) caractéristique des liquides étudiés (indépendant de L et de r_0). Ceci est dû au fait que:

- l'influence de L sur U_g est contradictoire dans les études de Béréal et al. et de

Sakamoto et al.;

- l'influence de r_o sur U_g à été étudiée uniquement avec des pointes de grands rayon de courbure (3, 10, 40 et 100 μm) sur lesquelles le champ pourrait être renforcé par des défauts de surfaces micrométriques (ce qui expliquerait la décroissance du champ, observée par Béréal et al., d'un facteur >10 pour $3 < r_o < 100 \mu\text{m}$);
- sous rampe de tension, U_g dépend du temps de montée ce qui suggère que les tensions seuils mesurées par Sakamoto et al. sous impulsion, et par Béréal et al. sous créneau de tension, peuvent être modifiées du fait de la limitation du champ sur la pointe par charge d'espace, de façon identique à ce qui est observé sous tension continue.

(2) L'influence de la pression hydrostatique (P_∞) sur le seuil de génération est mal définie: Béréal et al. observent une augmentation de U_g avec P_∞ , contrairement à Denat et al.. Ce résultat contradictoire peut être dû à la résolution limitée de la méthode de détection par visualisation utilisée par Béréal.

(3) L'application d'une tension continue ne constitue pas la meilleure méthode pour mesurer le seuil de génération:

- dans les liquides très purs, Denat et al. indiquent que le seuil est mal défini et que les phénomènes observés sont aléatoires;
- dans les liquides de pureté inférieure, le champ sur la pointe est limité par la charge d'espace injectée pour des tensions $U_o < U_g$.

(4) Les tensions de seuil mesurées correspondent toujours à la génération de streamers positifs lents. Dans le paragraphe suivant nous verrons que deux types de streamers positifs sont observés: les streamers lents similaires à ceux observés en polarité négative, et les streamers rapides de forme filamentaire. Les résultats présentés par Denat et al. font référence aux streamers lents, et Sakamoto et al. et par Béréal et al. ne précisent pas le type de streamers dont ils mesurent le seuil de génération (ce qui rend leurs résultats inexploitable).

En considérant ces différentes conclusions nous nous proposons de réaliser l'étude suivante (chapitre III):

(1) Définir de façon précise les conditions de génération des streamers positifs lents et rapides filamenteux par une étude systématique de l'influence de la distance inter-électrodes, du rayon de courbure de la pointe, et du temps de montée de la tension.

Cette caractérisation permettra de préciser s'il existe un champ de génération caractéristique du liquide (indépendant de L et de r_0).

(2) Si il est possible de définir un champ de génération, nous comparerons sa valeur dans des liquides de propriétés physicochimiques différentes.

(3) Etudier l'influence de la pression sur les courants transitoires associés à la génération des streamers positifs. Ceci nous permettra de déterminer si le seuil, et donc les mécanismes de la génération, dépendent de P_∞ .

En tenant compte des remarques faites précédemment, la réalisation de cette étude nécessite:

(1) L'application de créneaux de tension de temps de montée rapide et ajustable ($10 \leq t_m \leq 200$ ns) pour étudier l'influence de la charge d'espace sur la valeur de U_g mesurée.

(2) L'utilisation de pointes fines (rayon de courbure $< 10 \mu\text{m}$) parfaitement calibrées pour étudier le rôle de r_0 sur U_g .

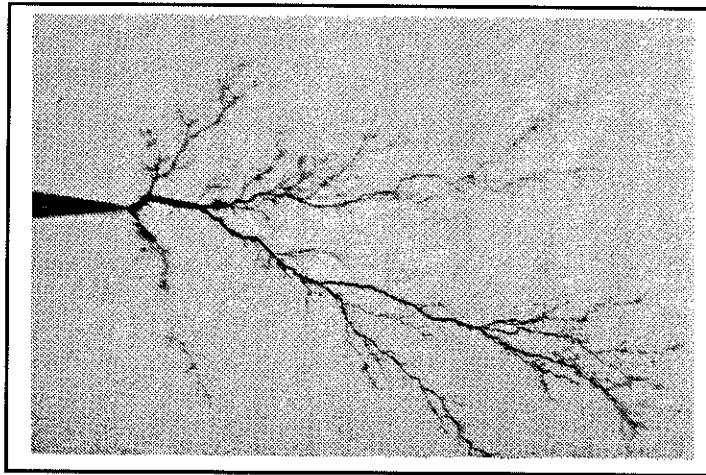
(3) L'utilisation de moyens de détection sensibles du seuil de génération: par visualisation avec de forts grossissements, par détection du courant transitoire ou par détection de la lumière émise.

I.4.2- Propagation des streamers positifs.

Plusieurs études font état de l'observation, en polarité positive, de deux modes de propagation distincts [11,15,26-30]. Le premier, généralement détecté pour des tensions proches du seuil de génération, est un mode de propagation "lent" (vitesses subsoniques) pour lequel les streamers ont un aspect de 'buisson' similaire aux streamers négatifs.

Dans le second mode, les streamers sont beaucoup plus rapides (vitesses supersoniques) et filamenteuses, figure I.6.(a et b). C'est ce second mode de propagation auquel nous nous intéresserons plus particulièrement, car il est responsable du claquage dans la plupart des applications des liquides.

(a)



(b)

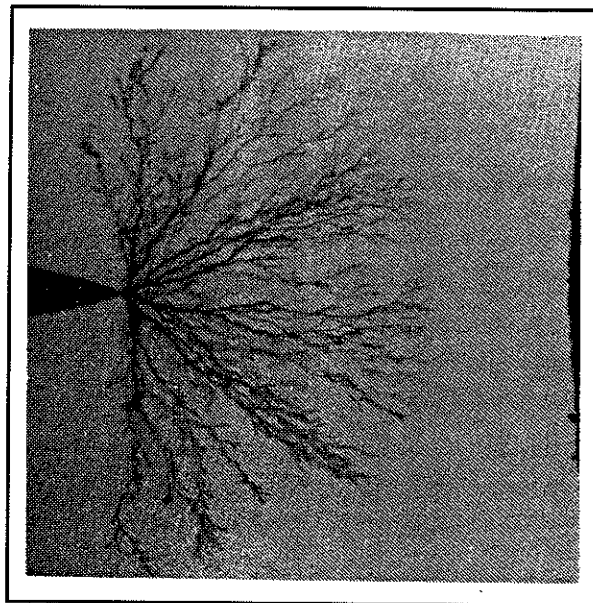


Figure I.6: (a) Streamer positif composé de peu de filaments dans l'huile silicone 1000 cSt, [33], (b) Streamer positif composé de nombreux filaments contenus dans une enveloppe sphérique, Huile de transformateur, [33].

I.4.2.1- Streamer du mode 'buisson' lent.

Ce type de streamers est observé sous tension continue [5,26,28], alternative [15] et impulsionnelle [11,27,29,30] dans des liquides de natures diverses: cyclohexane, n-alcanes, huile de transformateur, hydrocarbures de synthèse (MDBT, PXE). Il n'a pas été observé, dans les mêmes conditions expérimentales, dans d'autres liquides tels que

le n-nonane, le toluène, le benzène et l'hexène [27,30].

Plusieurs auteurs constatent que ce mode de propagation apparaît plutôt pour des tensions peu élevées [11,15,26] et McKenny et al. mesurent que la probabilité de claquage par des streamers lents diminue lorsque la tension augmente. Cependant, aucun de ces travaux ne met précisément en évidence les conditions d'apparition de ce mode de propagation.

a) Influence de la température et de la pression.

Pour une tension donnée, dans le n-hexane ($L=1$ à 2 mm, $r_0=10$ μm), un accroissement de la température de 10°C à 65°C entraîne une légère augmentation du nombre des streamers lents générés [29]. Egalement dans le n-hexane et dans des conditions expérimentales similaires, une légère augmentation de la pression (jusqu'à $2,1$ bar) fait décroître sensiblement leur probabilité d'apparition [27].

b) Vitesse.

Toutes les vitesses rapportées pour les streamers buisson lents positifs sont de l'ordre de quelques centaines de mètres par seconde, quelle que soit la nature du liquide [11,20,26,27,30]. McKenny et al. [27] et Béréal et al. [11,20] observent, respectivement dans le n-hexane et le cyclohexane, que la vitesse du streamer passe par un minimum durant sa propagation. La vitesse moyenne mesurée sous créneau de tension dans le cyclohexane est de 400 m/s pour $U_0=30$ kV, $L=2$ mm et $r_0=3$ μm [11]. Dans le n-hexane des vitesses de 100 à 400 m/s sont mesurées sous impulsion de tension et sous tension continue [26,27].

c) Courant transitoire.

Le courant associé à la propagation des streamers positifs lents a été mesuré sous tension continue dans le cyclohexane [4,5] et le n-hexane [26,28], et sous tension alternative dans l'huile de transformateur [15]. La forme du signal du courant est comparable dans ces liquides, figure I.7. Hormis l'amplitude et la durée totale, ce signal est tout à fait ressemblant à celui observé par Denat et al. dès le seuil de génération (figure I.3). Le courant est composé d'une "bosse" (durée 50 ns [4,5] à 1 μs [26], amplitude ≈ 20 μA [4,5] à ≈ 200 μA [26]) suivie d'une série de pics beaucoup plus brefs (de l'ordre de 5 à 10 ns) dont l'amplitude et l'espacement sont irréguliers [26,28].

d) Emission de lumière.

En ce qui concerne les streamers positifs lents, aucune des études dans lesquelles ils ont été observés ne montre ou ne décrit la forme du signal d'émission de lumière (photocourant).

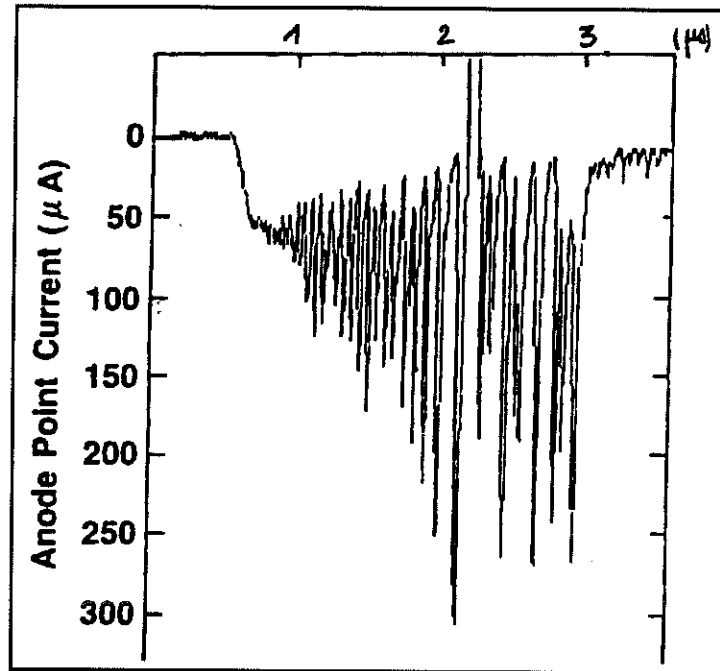


Figure I.7: Courant transitoire associé à la propagation d'un streamer positif lent dans le n-hexane, $L=4,7$ mm, $r_0=3$ μm, [28].

e) Arrêt et désagrégation des streamers.

Pour des tensions d'amplitude inférieure à la tension de claquage, l'arrêt des streamers est observé, alors que la tension reste appliquée [5,27,30]. L'arrêt des streamers est suivi de sa fragmentation en un nuage de 'bulles' [30] qui disparaissent ensuite dans le liquide.

f) Transition du mode lent au mode rapide.

Il a été observé de manière ponctuelle dans quelques études [27,30,31] la transition du mode de propagation 'buisson' lent au mode filamentaire rapide. Dans un premier temps, le streamer se propage avec une vitesse sub-sonique et lorsqu'il a traversé une partie de l'espace inter-électrodes, une ou plusieurs branches se propagent à partir de l'extrémité du streamer lent vers l'électrode plane avec une vitesse supersonique similaire à celle des streamers rapides filamenteux.

I.4.2.2- Streamer du mode rapide filamentaire.

Ce mode de propagation est celui qui a été le plus observé et détaillé dans les travaux concernant les streamers positifs. Ces streamers sont constitués de filaments plus ou moins ramifiés dont le nombre est fonction de la nature du liquide [30,32,33] et/ou de l'amplitude de la tension appliquée [32,33]. Par exemple, dans l'huile de transformateur (figure I.6.(b)) les filaments sont contenus dans une enveloppe quasi-

sphérique alors que dans l'huile silicone seulement quelques branches assez ramifiées se propagent vers le plan (figure I.6.(a)).

En règle générale, le nombre de filaments qui composent le streamer croît avec le niveau de tension appliqué.

a) Vitesses.

Les streamers positifs filamenteux se propagent à des vitesses supérieures à celles des streamers négatifs [19,21,34-37] (jusqu'à un facteur 170 dans le monochlorobenzène [19]). La vitesse de propagation dépend de la nature du liquide (tableau I.1). Dans ce tableau est reportée une tentative de classement des liquides en cinq groupes suivant leur structure moléculaire (n-alcanes, cyclo-alcanes, composés aromatiques, composés aromatiques comportant un alcane saturé, composés halogénés).

Les vitesses élevées rapportées dans ce tableau (notamment dans les composés halogénés) traduisent la facilité avec laquelle les streamers filamenteux positifs se propagent dans le liquide, comparés aux streamers lents négatifs ou positifs.

Liquides	Vitesse des streamers		Vitesse de l'onde de choc (km/s)
	polarité positive (km/s)	polarité négative (km/s)	
n-pentane	3,6	0,11	0,78
n-hexane	3,2	0,19	1,1
n-heptane	3,4	0,22	0,99
n-octane	3,3	0,13	0,94
cyclohexane	2,8	0,056	1,0
benzène	1,2	0,12	1,2
toluène	1,2	0,60	1,2
dodécylbenzène	2,3	0,081	1,5
huile de transformateur	2,2	1,1	1,4
tétrachlorure de carbone	30	8,4	0,90
monochlorobenzène	76	0,45	1,2
trichlorobenzène	62	25	1,2
iodobenzène	15	9,1	-

Tableau I.1: Classement des liquides en cinq groupes suivant leur structure moléculaire et la vitesse des streamers, $L=4$ mm, $r_o=10$ μ m, $U_o=42,8$ kV, [19].

La vitesse est également sensiblement influencée par le niveau de tension appliquée [11,21,31,34,35]. Devins et al. obtiennent, dans le n-heptane, le n-hexadécane et le 2.2.4-triméthylpentane une relation de proportionnalité entre la vitesse et la tension. Dans le cyclohexane Béréal [11] trouve une relation légèrement différente: la vitesse v est reliée à la tension par une relation de la forme $v \sim U_o^n$ où $0,6 < n < 1$. Dans l'huile de transformateur la vitesse de propagation des streamers dépend peu de la tension appliquée [15,21,32,34].

L'influence de l'augmentation de la distance inter-électrodes est mal définie. En

effet, Devins et al. [21] et Béroual [11] obtiennent respectivement des relations du type $v \sim L^{-1/2}$ ($6,4 < L < 25,4$ mm) et $v \sim L^{-1}$ ($L < 6$ mm) et Yamada et al. [31] n'observent pas de variation avec L ($0,1 < L < 2$ mm).

Dans une variété de liquides, il a été observé que la vitesse passe par un minimum plus ou moins marqué lorsque le streamer traverse l'espace inter-électrodes. Cette caractéristique est observée dans le n-hexane [35,38], le dodecane, l'hexadecane, le squalane [38], et l'huile silicone (10 et 1000 cSt) [32]. Cependant dans d'autres liquides comme l'huile de transformateur, l'huile blanche (Marcol 70), le 2.2.4-triméthylpentane, Devins et al. observent que la vitesse reste constante au cours de la propagation du streamer ainsi que dans le n-hexadecane [21] contrairement aux résultats de Chadband [38].

b) Courant transitoire.

Dans tous les liquides, le courant associé à la propagation des streamers filamenteux est formé d'une composante continue sur laquelle se superposent des impulsions [11,19-21,30,31,39-41], figure I.8. Béroual [11] constate que l'intensité du courant I dépend de la tension appliquée et de la distance inter-électrodes. Pour des valeurs de la tension inférieures à 40 kV et $0,5 < L < 6$ mm, la valeur de I peut atteindre quelques mA [11].

Sakamoto et al. [19] obtiennent, dans le n-heptane et le benzène, une relation quasi-linéaire entre l'intensité du courant et la vitesse de propagation des streamers lorsque la tension appliquée croît (dans le n-heptane, lorsque la vitesse croît de 1 à 4 km/s, I croît également de 1,5   5,5 mA).

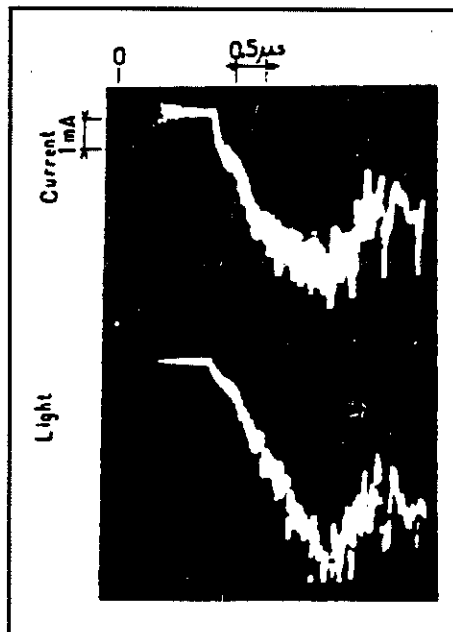


Figure I.8: *Corrélation des signaux de courant et de photocourant associés à la propagation d'un streamer positif filamentaire, [20]. Cyclohexane, $L = 2$ mm, $U_0 = 21$ kV, $r_0 = 3$ μ m.*

Bérroual et Tobazéon [11,20] ont tenté d'évaluer la variation et l'amplitude du courant lors de la propagation d'un streamer filamentaire en assimilant celui-ci à l'avancée d'une petite sphère chargée, correspondant à la tête du filament supposé conducteur (de rayon r , portée au potentiel de la pointe U_0). Ils obtiennent l'expression:

$$I(t) = 4 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot v \cdot U_0 \cdot \left(\frac{r}{L}\right)^2 \cdot \left(1 + \frac{1}{1 - (l_s(t)/L)}\right) \quad (I.3)$$

où v est la vitesse de propagation supposée constante et $l_s(t)$ la longueur du filament à l'instant t .

Toutefois, le courant calculé à partir de l'expression (I.3) donne des valeurs beaucoup plus faibles que celles mesurées expérimentalement. Typiquement, pour des conditions expérimentales dans lesquelles est observée la propagation de streamers filamenteux, $U_0 = 10$ kV, $r = 5$ μ m, $L = 1$ mm, $\epsilon_r = 2$, $v = 2,5$ km/s, la valeur calculée du courant est inférieure à 1 μ A, alors que celle mesurée est de l'ordre du milliampère.

c) Emission de lumière.

La propagation des streamers filamenteux s'accompagne toujours d'une émission de lumière [11,15,20,21,39,40] dont l'intensité est corrélée à celle du signal de courant.

Sakamoto et al. [19] et Bérroual [11] ont réalisé une analyse spectrale de la lumière émise (de l'ultraviolet au visible) par les streamers en géométrie pointe-plan. Dans les hydrocarbures, le spectre se compose d'un continuum dont ressortent principalement, suivant le liquide étudié, les raies du carbone moléculaire (C_2 , C_3), et de l'hydrogène atomique (H_α , H_β , H_γ) et moléculaire (H_2). D'après Sakamoto [19], le continuum correspond à la dissociation et la recombinaison des molécules du liquide et les raies H_{Balmer} et C_2 à l'excitation et l'ionisation des molécules.

Ces résultats indiquent que de nombreux produits issus de la dissociation et de la recombinaison des fragments des molécules du liquide, prennent part à la composition des streamers. Dans les hydrocarbures, une étude plus poussée se heurte à la grande complexité des spectres obtenus, en raison du nombre important d'espèces produites.

d) Influence de la viscosité et de la masse volumique.

La vitesse de propagation des streamers varie peu avec la viscosité [11,21]. Dans quatre polybutènes (Napvis 04, 10, 30, 200) de viscosité 90, $2 \cdot 10^4$, 10^5 , $4 \cdot 10^5$ cSt (à 20°C), il n'est pas observé, dans les mêmes conditions expérimentales, de changement sensible de la vitesse [11].

La densité du liquide semble avoir une influence plus importante que sa viscosité. A partir de vitesses mesurées dans une série de liquides, dans les mêmes conditions expérimentales ($L = 1,27$ cm, $U_0 = 50$ kV, $r_0 \approx 1$ à 3 μ m), Devins et al. observent que la

vitesse augmente (de façon non linéaire) lorsque la densité du liquide diminue [21] ($v \approx 2,5$ km/s pour une densité $d \approx 0,62$ g.cm⁻³ et $v \approx 1$ km/s pour $d \approx 0,86$ g.cm⁻³).

e) Influence de la température et de la pression.

Dans une huile blanche (Marcol 70), il y a peu d'effet de la température sur la vitesse des streamers: $v \approx 1100$ m/s pour $T = 22$ °C et $v \approx 1500$ m/s pour $T = 63$ °C [21]. Dans le cyclohexane chauffé jusqu'à 70 °C, Béréal [11] observe que la vitesse des streamers reste pratiquement inchangée .

Pour une tension donnée, la vitesse de propagation des streamers positifs est peu affectée pour une dépression [21,42,43], ni pour des pressions allant jusqu'à une dizaine de bars [11,42,44].

Cependant, toujours pour une tension fixée, il semble exister une valeur de la pression au-dessus de laquelle la distance de propagation du streamer ainsi que sa vitesse commence à diminuer. Par exemple dans l'huile de transformateur ($L=3$ mm, $r_0=5$ µm, $U_0=70$ kV), le streamer se propage sur une distance de 3 mm en 1 µs à 0,09 MPa, 3 mm en 1,5 µs à 1,8 MPa et 0,6 mm en 1,5 µs à 3,6 MPa [42].

L'augmentation de la tension de claquage avec la pression met également en évidence l'influence de la pression sur la propagation des streamers. Lorsque la pression statique appliquée sur liquide croît de 0,1 MPa à 5 MPa, la tension de claquage croît de 52 kV à 117 kV dans le n-hexane et de 81 kV à 200 kV dans le toluène (impulsion de tension trapézoïdale, $L=2,5$ mm) [45].

La pression semble donc être un critère important pour la propagation des streamers. Cependant aucune quantification précise de l'effet de la pression sur la propagation n'a jamais été réalisée.

f) Influence des additifs.

L'addition dans un liquide d'un composé à bas potentiel d'ionisation ou capteur d'électrons permet de mettre en évidence l'intervention de processus électroniques ou d'ionisation dans les mécanismes de propagation.

Il est observé que les additifs capteurs d'électrons (tétrachlorure de carbone et chlorure d'éthyle, caractérisés par une grande section efficace de capture des électrons) n'ont que très peu d'influence sur la propagation des streamers positifs filamenteux [11,19,21].

L'effet des additifs à bas potentiel d'ionisation sur la vitesse de propagation est plus marqué [11,21,34,38]. L'addition de 0,05 mol/l de TMPD (tétraméthylène paradiphénylamine, $V_i=6,7$ eV) dans le cyclohexane multiplie la vitesse par 3 et l'addition de 0,06 mol/l de DMA (diméthylaniline, $V_i=7,14$ eV) dans le PXE (phénylxyliéthane) et le MDBT (mono et di-benzyltoluène) double la vitesse (de ≈ 2 km/s à 4 km/s) [11]. Des valeurs similaires sont obtenues par addition de $7,3 \cdot 10^{-2}$ mol/l de 2-méthyl-naphthalène dans le Marcol 70 [21].

Par ailleurs, l'addition de 1% de DMA dans le n-hexane entraîne la disparition du minimum de la vitesse durant la propagation et il est constaté la diminution de la tension seuil pour laquelle les streamers se propagent [38].

g) Ondes de choc.

De nombreux travaux ont révélé que des ondes de choc sont associées à la propagation des streamers [19,21,31,35,46,47]. Sakamoto et al. ont mesuré la vitesse de ces ondes de choc dans une variété de liquides (tableau I.1).

Dans le Marcol 70, Devins et al. [21] observent deux types d'ondes de choc qui partent respectivement de la pointe et de l'extrémité du streamer.

h) Longueur d'arrêt des streamers et chute de potentiel.

L'arrêt des streamers est observé lorsque la valeur de U_0 est comprise entre la tension de génération et la tension de claquage, [11,14,15,26,48]. L'arrêt des streamers est suivi de la fragmentation puis de la disparition des filaments dans le liquide [11,15,26,30,32,33]. La longueur parcourue par le streamer avant qu'il ne s'arrête est fonction du niveau de tension et correspond à la longueur d'arrêt L_a .

Pour un liquide donné et dans des conditions expérimentales fixées, la variation de la longueur d'arrêt (L_a) en fonction de la tension (U_0) est quasi-linéaire (figure I.9).

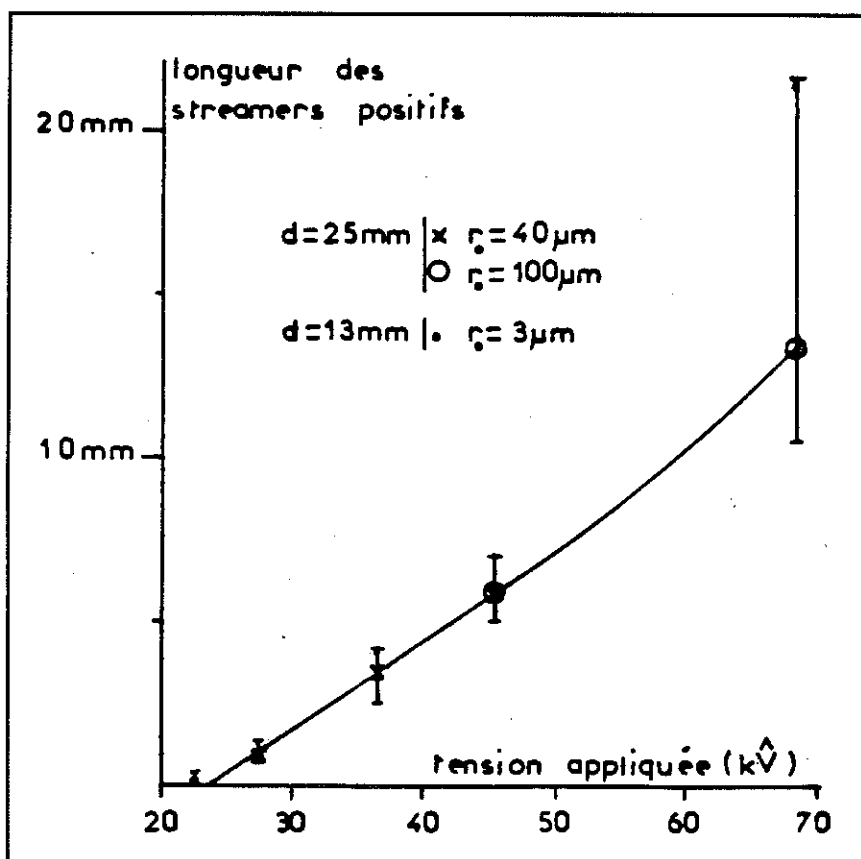


Figure I.9: Longueur d'arrêt des streamers positifs en fonction de la tension appliquée (tension alternative) dans l'huile de transformateur, [15].

Cet effet a été attribué à l'existence d'une chute de potentiel supposée constante dans les filaments, dont la valeur correspond à la pente de la courbe $L_a=f(U_0)$. Dans l'huile de transformateur elle est de l'ordre de 35 kV/cm [14,49].

i) Conductivité des filaments de streamers.

En utilisant l'effet électro-optique de Kerr, Kelley et al. [47] observent, dans le nitrobenzène, que la distribution du champ autour d'un streamer positif composé de nombreux filaments contenus dans une enveloppe sphérique (figure I.6.(b)), est semblable à celle produite par une sphère conductrice de taille équivalente. Ils en concluent que les filaments du streamer doivent être bons conducteurs.

Cependant, le nitrobenzène étant un liquide polaire ($\epsilon_r=34,8$) caractérisé par des vitesses de propagation très élevées (plusieurs dizaines de km/s) l'extrapolation aux hydrocarbures non polaires, n'est pas évidente.

D'autres auteurs [21,50] supposent que les streamers sont conducteurs car le claquage intervient rapidement après que celui-ci ait traversé l'espace inter-électrodes.

I.4.3- Mécanismes impliqués dans la génération et la propagation des streamers positifs.

Il n'y a pas à l'heure actuelle de modèle qui puisse expliquer la totalité des résultats que nous venons de citer à propos des streamers positifs.

Des hypothèses ont été avancées concernant les mécanismes de création de charges (ionisation de champ, multiplication électronique) et la formation d'une phase gazeuse. La création de porteurs de charges (électrons, ions) est en effet indispensable pour établir la conductivité des streamers, et l'intervention d'une phase gazeuse pourrait expliquer l'influence de la pression sur la propagation et sur les tensions de claquage.

Dans ce qui suit, nous allons présenter les principaux mécanismes de création de charges et de formation d'une phase gazeuse qui ont été proposés pour décrire la génération ou la propagation des streamers.

I.4.3.1- Mécanisme de multiplication électronique.

Le processus de multiplication électronique (ou d'ionisation par chocs) a été, à l'origine, proposé par Townsend pour décrire les phénomènes de claquage dans les gaz [51]. Ce processus résulte de l'accélération d'un ou plusieurs électrons par le champ sur un libre parcours moyen, suffisamment long pour que le gain d'énergie permette l'ionisation, à la suite de collisions, d'une ou plusieurs molécules.

Dans un liquide, ce processus de création de charges est beaucoup moins probable que dans les gaz du fait du très faible libre parcours moyen des électrons (dizaines de nanomètres).

Comme nous l'avons vu dans le § I.3.1.1, Denat et al. ont montré que la génération des streamers en polarité négative résulte d'un processus de multiplication électronique (nécessitant un champ minimum de 2,5 MV/cm dans le cyclohexane très purifié [16]). Dans cette polarité (pointe cathode), les électrons primaires peuvent être produits par la pointe par un mécanisme d'émission de champ, puis accélérés vers l'intérieur du volume de liquide.

En polarité positive, un tel mécanisme n'a jamais été mis en évidence de manière certaine. Les électrons primaires (électrons germes) ne peuvent provenir de la pointe et doivent par conséquent être produits dans le liquide. Pour qu'il y ait formation d'une avalanche il faut que ces électrons soient produits à proximité d'une zone de champ fort. La taille de l'avalanche sera d'autant plus importante que la zone de champ fort sera étendue (la zone de multiplication sera alors plus grande). L'énergie déposée dans le liquide lors des chocs successifs entre électrons et molécules du liquide pourrait, comme il est observé en polarité négative (§ I.3.1.1), surchauffer le liquide et entraîner la formation d'une bulle de gaz.

Hizal et al. [42,43] ont suggéré un mécanisme basé sur l'ionisation par choc pour expliquer la génération et la propagation des streamers positifs filamentaires. Initialement, des collisions électrons/molécules non ionisantes entraînent une diminution locale de la densité du liquide (excitation des niveaux d'énergie vibrationnel des molécules du liquide et dissociation). Dans la zone de faible densité ainsi formée peuvent alors se produire des collisions ionisantes et de la multiplication électronique. Ces collisions successives forment dans le liquide une charge d'espace positive (ionique) qui peut être considérée stationnaire en comparaison avec la vitesse des électrons. Cette charge d'espace agit alors comme une extension de la pointe et reporte dans le liquide un champ suffisamment fort pour recommencer le processus. La charge d'espace positive créée forme également un passage privilégié pour les électrons.

I.4.3.2- Mécanisme d'ionisation de champ.

A l'interface entre la pointe et le liquide, l'ionisation de champ se caractérise par le passage des électrons de la bande de valence du liquide à la bande de conduction du métal par effet tunnel. Cet effet trouve son explication dans la théorie quantique qui prévoit que dans un champ électrique, la barrière de potentiel à l'interface entre le liquide et le métal (pointe) a une largeur finie (largeur infinie pour $E=0$) et que tout

électron du liquide, quelle que soit son énergie, a une probabilité non nulle de traverser cette barrière.

Un mécanisme d'ionisation de champ suivant le modèle d'Halpern et Gomer [23] a été observée dans le cyclohexane pour un champ de 15 MV/cm [5] ainsi que dans l'hydrogène et l'argon liquide [23].

Les deux modèles que nous allons présenter font intervenir ce type de mécanisme pour expliquer la propagation des streamers positifs filamenteux, l'ionisation de champ se produisant à l'interface streamer/liquide.

a) Modèle de Devins, Rząd et Schwabe [21,52]:

Se basant sur leur étude des vitesses de propagation des streamers positifs et de l'influence des additifs à bas potentiel d'ionisation et capteurs d'électrons dans différents liquides, Devins et al. proposent le modèle suivant pour décrire les mécanismes de propagation.

Ils supposent que les filaments de streamers sont suffisamment conducteurs pour assurer sur leur extrémité des champs de l'ordre de plusieurs dizaines de MV/cm, suffisant pour provoquer une ionisation directe du liquide par le champ, de manière identique au modèle proposé par Zener dans les solides cristallins. Par ce procédé, l'ionisation ne nécessitant pas l'accélération des électrons par le champ, un additif capteur d'électrons n'aura aucun effet sur le taux d'ionisation, comme observé expérimentalement.

Ils proposent pour expression de la vitesse:

$$v = \left(\frac{a \cdot e^3 \cdot E_f^3}{\pi \cdot m \cdot \psi^2} \right)^{1/2} \cdot \frac{n}{c} \cdot r_f \cdot \operatorname{erfc} \left(\frac{\pi^2 \cdot m \cdot a \cdot \psi^2}{h^2 \cdot e \cdot E_f} \right)^{1/2} \quad (\text{I.4})$$

où, e : charge d'un électron, c : nombre de charges positives et négatives par cm^3 ,
 h : constante de Planck, m : masse d'un électron, a : distance inter-moléculaire
 ψ : potentiel d'ionisation en phase liquide, E_f : champ sur l'extrémité du filament,
 n : nombre de molécules de liquide par cm^3 , r_f : rayon du filament.

Cette relation permet d'expliquer l'augmentation de la vitesse lorsque l'on ajoute au liquide un composé à bas potentiel d'ionisation. Par contre elle ne prévoit pas comme les auteurs le remarquent dans leur étude, la diminution de la vitesse lorsque la densité du liquide augmente [21].

Pour expliquer le caractère constant, à travers l'espace inter-électrodes, de la vitesse qu'ils mesurent, Devins et al. imaginent un mécanisme de régulation du champ E_f par la variation des valeurs de r_f et de c au cours de la propagation. En effet l'expression de v , (I.4), dépend fortement de E_f (E_f doit rester constant car v reste constante durant la propagation). La diminution de r_f et/ou c en cours de propagation permettrait de réguler la chute de potentiel dans le filament et donc la valeur de E_f .

A partir de ce modèle, Béréal [11] montre qu'un taux d'ionisation convenable ($3,2 \cdot 10^{-6} < c/n < 2 \cdot 10^{-4}$) ne peut être calculé que si la mobilité μ est de l'ordre de la mobilité ionique dans les gaz ($10^{-2} \text{ cm}^2/\text{V.s}$). La figure I.10 montre un exemple de variation de la vitesse calculée à l'aide de la relation (I.4) en fonction du champ E_0 sur l'extrémité du streamer.

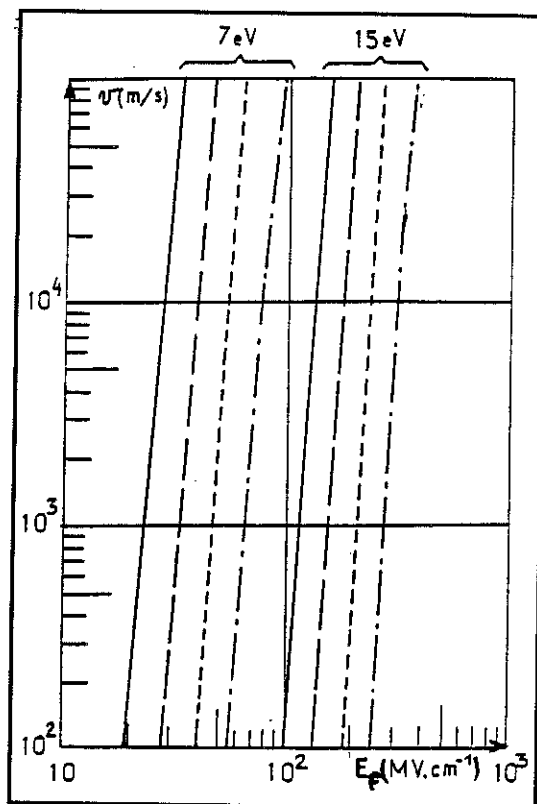


Figure I.10: Variation de la vitesse des streamers calculée à partir de l'expression (I.4) en fonction du champ E_f pour deux valeurs de V_i , 7 et 15 eV et avec $a = 0,5 \text{ nm}$, $r_f = 5 \text{ }\mu\text{m}$, (—) $\frac{n}{c} = 10^{-6}$, (---) $\frac{n}{c} = 10^{-4}$, (- - -) $\frac{n}{c} = 10^{-2}$, (- · - ·) $\frac{n}{c} = 1$, d'après [11].

b) Modèle de Chadband [32,33,38].

Chadband propose d'interpréter le mécanisme de streamer positif dans les liquides comme une progression naturelle des phénomènes observés dans les gaz sous pression. Les filaments du streamer se propagent sous l'influence du champ Laplacien dont la distribution est déterminée par la géométrie des électrodes, et du champ Coulombien engendré par la charge d'espace localisée à leur extrémité.

Ce modèle tente d'expliquer de manière simplifiée, la propagation et le branchement des filaments de streamers. Les différentes étapes peuvent en être résumées de la manière suivante:

(i) décharge initiale:

La condition nécessaire pour qu'un streamer se propage est qu'il se produise à la pointe une microdécharge injectant dans le liquide une quantité de charge suffisante.

Ces charges doivent être en mesure de produire devant elles, à une distance égale au rayon du filament (estimé à environ 5 μm), un champ d'intensité au minimum égale au champ qui les a produites. La charge nécessaire est estimée à 3 ou 4 pC en supposant qu'elle soit contenue dans un volume sphérique dont le rayon est celui du filament.

La valeur du champ seuil E_s nécessaire pour générer une décharge initiale d'amplitude suffisante est supposée être comprise entre 10 et 100 MV/cm.

(ii) propagation:

Le critère de propagation est que le champ devant la charge d'espace créée par la décharge initiale, puisse recréer les conditions de génération de celle-ci, c'est à dire un champ égal, au minimum, à E_s .

Pour une valeur du champ de l'ordre de E_s (10 à 100 MV/cm), Chadband propose un mécanisme d'ionisation directe du liquide sous l'action du champ (ionisation de champ).

L'extrémité du streamer se propage en ionisant le liquide se situant juste devant elle. Les électrons libérés par le champ sont attirés dans la 'tête' du filament et neutralisent approximativement la charge qui s'y trouve. Dans cette opération, il reste une charge d'espace positive dans le liquide qui forme la nouvelle extrémité du filament.

En arrière de l'extrémité chargée, le filament est constitué d'un milieu de densité réduite dans lequel on trouve des charges positives et négatives en quantité égale. Leurs mobilités dans le filament sont supérieures à celles qu'elles auraient en phase liquide.

L'arrêt de la propagation des filaments intervient lorsque le champ généré par la charge en bout de streamer n'est plus suffisant pour ioniser le liquide.

(iii) branchement des filaments:

Selon Chadband, le branchement des filaments se caractérise par la séparation de la charge Q , située à leur extrémité, en deux parties (supposées égales si les deux branches formées sont identiques). Ceci n'est possible que si la charge Q augmente au cours de la propagation et atteint deux fois la charge critique requise pour la propagation. L'augmentation de Q pourrait provenir du mouvement des charges dans le filament sous l'action du champ Laplacien (le champ Coulombien n'est important que près de l'extrémité du streamer). La séparation des charges positives (vers la 'tête' du streamer) et négatives (vers la pointe) entraîne un renforcement du champ à l'extrémité du streamer, augmentant l'ionisation du liquide et donc la quantité de charges positives laissée dans la 'tête' du filament. Le déplacement des charges dans le filament revient à dire que celui-ci a une certaine conductivité. Chadband estime la résistance d'un filament de streamer de longueur 1 mm et de diamètre 10 μm à 10^{12} ohms, [32].

Ce modèle est assez qualitatif dans la mesure où aucune formulation mathématique ne permet de le vérifier directement. De plus, l'évaluation de la valeur de la charge critique dépend d'un paramètre ajustable qui est le rayon des filaments de streamer. Toutefois, certaines observations expérimentales peuvent être expliquées de manière satisfaisante.

Le modèle prévoit en particulier que sur l'axe pointe-plan, la courbe de variation du champ sur l'extrémité d'un filament, en fonction de sa longueur, doit passer par un minimum local lorsque Q est suffisamment élevé (≈ 20 pC).

Ce résultat pourrait expliquer la variation de la vitesse des filaments en fonction de leur longueur et de son passage par un minimum au cours de la propagation.

L'influence des additifs à bas potentiel d'ionisation peut également trouver une explication suivant ce modèle. En effet, ce type d'additifs diminue le champ seuil de propagation E_s et entraîne la diminution de la charge critique nécessaire pour que les filaments se propagent. On peut donc s'attendre à ce que le minimum de vitesse en fonction de la longueur du streamer soit moins marqué ou bien disparaisse. Expérimentalement l'addition d'une quantité suffisante de composés à bas potentiel d'ionisation fait effectivement disparaître le minimum des courbes de vitesse.

c- Remarques sur les modèles de Chadband et Devins et al.

L'hypothèse de l'ionisation de champ pour expliquer la propagation des streamers, sur laquelle reposent les deux modèles que nous venons de présenter, est en soit tout à fait possible. Cependant rien ne permet d'authentifier avec certitude l'intervention d'un tel mécanisme, même si ces modèles permettent de calculer un ordre de grandeur des vitesses, de prévoir l'existence du minimum de vitesse dans certains liquides, ou encore d'expliquer le fait que les vitesses ne soient pas modifiées par addition dans le liquide d'un composé capteur d'électrons.

De plus, ces modèles ne prennent en compte que le mécanisme de création de charges à l'extrémité des filaments, mais ne donnent aucune indication sur de nombreux points (nature des filaments, mécanismes de conduction, rôle de la pression, courants transitoires, bilan énergétique).

I.4.3.3- Mécanismes supposant la formation d'une phase gazeuse.

a) Modèle de Watson [53].

Watson propose un modèle dans lequel il assimile un filament à une colonne de gaz ionisée (dont il ne propose pas de mécanisme de formation). Il suppose que lors de sa propagation dans le liquide cette colonne est soumise à une force de traînée qui dépend de la viscosité du liquide. Il détermine la vitesse de propagation du filament en

égalant la force de traînée à la force électrostatique, et obtient l'expression:

$$v_p = \left[\frac{\epsilon_r \epsilon_0 U_0^2}{\sqrt{5\rho\eta l_s r_f L}} \right]^{2/3}$$

où ρ et η sont respectivement la densité volumique et la viscosité du liquide.

Cependant, ce modèle est en contradiction avec les observations de Béréal et al. (I.4.2.2.(d)) qui n'observent pas de variation sensible de la vitesse dans quatre polybutènes de viscosité croissante ($90, 2.10^4, 10^5, 4.10^5$ cSt).

b) Cavitation.

La formation d'une cavité de faible densité par le phénomène de cavitation peut intervenir dans les cas suivants:

- lorsque la pression du liquide, à la température T_a , devient inférieure à la pression de vapeur du liquide $P(T_a)$;
- lorsqu'une dépression locale dans le liquide permet l'expansion d'une microbulle présente dans le liquide ou piégée sur une particule ou sur une électrode.

En géométrie pointe-plan, McGrath et al. [35,54] proposent que les streamers positifs filamenteux soient composés de microbulles de cavitation se formant en arrière d'une onde de choc partant de la pointe et se déplaçant dans le liquide à une vitesse supersonique. Le fort gradient de pression associé à l'onde de choc permettrait la nucléation de microbulles dans son sillage. L'onde de choc initiale serait produite à la pointe par l'implosion d'une cavité transitoire générée par le décollement du liquide (de la pointe) sous l'effet de la pression électrostatique. Cependant aucun résultat ne permet d'appuyer cette proposition.

c) Dissociation des molécules du liquide.

Dans les hydrocarbures liquides, la formation de composés du type H_2 , CH_4 , C_2H_2 , etc, peut-être obtenue par dissociation des molécules et recombinaison des produits de dissociation (C_2 , C_3 , H , H_2 , (§ I.4.2.2.(c))). A température ambiante ($20^\circ C$), ces composés sont gazeux et pourraient intervenir dans la composition des streamers.

L'analyse spectrale de la lumière émise lors de la propagation des streamers (§ I.4.2.2.(c)) révèle effectivement l'existence d'un mécanisme de dissociation et de recombinaison des molécules du liquide [11,19,55]; ce mécanisme est caractérisé par la présence d'un continuum dans le spectre [19,55].

Une analyse des gaz dissous dans des hydrocarbures de synthèse (MDBT et PXE initialement dégazé), après la génération d'environ un millier de streamers, confirme la présence de gaz de décomposition, qui sont principalement: de l'hydrogène (H_2), du méthane (CH_4), de l'acétylène (C_2H_2), de l'éthylène (C_2H_4), et de l'éthane (C_2H_6).

Dans le MDBT et le PXE les quantités de gaz dissous les plus importantes sont celles de C_2H_2 et H_2 et représentent respectivement 136 et 32 microlitres/litre ($\mu\text{l/l}$) dans le MDBT et 865 et 163 $\mu\text{l/l}$ dans le PXE (pour 30 kV, $r_0=3 \mu\text{m}$, $L=2 \text{ mm}$ et respectivement 717 et 1162 streamers générés dans le MDBT et le PXE) [11].

Ces résultats mettent en évidence l'existence de processus énergétiques nécessitant au minimum quelques eV: $\approx 3,5 \text{ eV}$ pour casser une liaison C-C, et $\approx 4,5 \text{ eV}$ pour casser une liaison C-H [56]. Cependant l'observation d'éléments tels que C_2 , H_α , H_β ou H_γ , indique que des électrons d'énergie supérieure à 10 eV prennent part aux mécanismes mis en jeu durant le développement du streamer.

I.4.3.4- Critère énergétique, modèle de Félici [57].

Dans ce modèle le streamer est représenté par un canal cylindrique de section S et de longueur l_s grande devant son diamètre. L'extrémité du streamer se déplace dans le liquide avec une vitesse v . Le canal, supposé bon conducteur, a une résistance R et est traversé par un courant I fourni par la source de tension qui maintient la pointe à un potentiel constant U_0 .

Félici écrit que le travail des forces électriques appliquées sur l'extrémité du streamer par unité de temps est égal à l'accroissement de l'énergie du système à potentiels constants:

$$U_0 \cdot I = \frac{\epsilon \cdot E^2}{2} S \cdot v \quad \text{soit} \quad I = \frac{\epsilon \cdot E^2}{2 \cdot U_0} S \cdot v$$

où E représente le champ quadratique moyen autour de l'extrémité du streamer.

Une des hypothèses étant que le canal est bon conducteur, la chute de potentiel le long de celui-ci est faible, ce qui s'écrit:

$$R \cdot I \ll U_0$$

cette relation correspond à la condition de propagation qui peut s'écrire:

$$\frac{\epsilon \cdot E^2 \cdot l_s \cdot v}{\mu \cdot q \cdot U_0^2} \ll 1 \quad (I.5)$$

où μ correspond à la mobilité des électrons et q leur densité de charge.

En supposant que le streamer (canal) soit composé de la vapeur ionisée du liquide, Félici écrit que l'énergie électrique est dépensée à vaporiser le liquide, à ioniser la vapeur puis à repousser le liquide au cours de l'avancée du canal.

Les différentes densités d'énergie s'écrivent de la manière suivantes:

- $\frac{\epsilon \cdot E^2}{2}$ pour la densité d'énergie des forces électriques;
- $\frac{\rho \cdot v^2}{2}$ pour la densité d'énergie de déplacement;

- $q \cdot V_i$ pour la densité d'énergie d'ionisation;
- L' pour la densité d'énergie de vaporisation et de décomposition.

Le bilan énergétique $\frac{\epsilon \cdot E^2}{2} = \frac{\rho \cdot v^2}{2} + q \cdot V_i + L'$ permet d'obtenir l'expression de q :

$$q = \frac{1}{V_i} \left(\frac{\epsilon \cdot E^2}{2} - \frac{\rho \cdot v^2}{2} - L' \right) \quad (I.6)$$

où V_i est le potentiel d'ionisation des molécules du liquide et ρ sa masse volumique.

En combinant les relations (I.5) et (I.6) le critère énergétique de propagation s'écrit:

$$\left[\frac{2 \cdot V_i \cdot I_s \cdot \sqrt{(\epsilon / \rho)} \cdot E}{\mu \cdot U_0^2} \right] \cdot \frac{y}{\left(1 - y^2 - \frac{2 \cdot L'}{\epsilon \cdot E^2} \right)} \ll 1 \quad (I.7)$$

$$\text{où } y = \sqrt{(\rho / \epsilon)} \cdot \left(\frac{v}{E} \right)$$

En considérant des champs aussi intenses que 100 à 200 MV/cm, qui permettent d'ioniser les molécules du liquide ($V_i=10$ à 20 eV) sur une distance inter-moléculaire (10^{-7} cm), la valeur entre crochets dans la relation (I.7) reste toujours très inférieure à 1. La relation est donc toujours satisfaite si $y < 1$, c'est à dire si v est de l'ordre de quelques km/s. C'est effectivement l'ordre de grandeur des vitesses de propagation des streamers positifs filamentaires dans la plupart des liquides.

Néanmoins des vitesses de plusieurs dizaines de km/s jusqu'à 100 km/s ont été mesurées dans certains liquides. Des vitesses de cet ordre de grandeur peuvent être obtenues en considérant que le liquide est ionisé sans changement d'état, et que la vitesse v du streamer correspond à la vitesse des électrons dans le liquide. En effet, pour un champ de 100 MV/cm et une mobilité en phase liquide de $10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, la vitesse électronique est égale à 100 km/s.

Félici conclut de ce modèle énergétique que les canaux de streamers qui se propagent à des vitesses de l'ordre de quelques km/s contiennent vraisemblablement de la vapeur ou des gaz de décomposition et que l'ionisation s'effectue surtout dans cette phase gazeuse.

Par contre les canaux les plus rapides seraient dûs à une ionisation directe du liquide sous l'effet du champ intense (de l'ordre de dizaines de MV/cm) sur son extrémité.

I.4.4- Conclusion sur la propagation.

Les résultats ainsi que les quelques modèles que nous venons de présenter permettent de faire l'état des connaissances actuelles concernant la propagation des streamers positifs lents et rapides filamentaires. Nous pouvons les résumer de la manière suivante:

(1) Les streamers positifs lents ont rarement été observés et leur propagation a donc été très peu caractérisée, notamment sous tension impulsionnelle.

(2) La plupart des résultats obtenus restent très incomplets. En effet, les mesures des vitesses, la description de l'aspect des streamers et des signaux de courant et de photocourant, les mesures des longueurs d'arrêt des streamers, sont souvent obtenus dans des conditions expérimentales très différentes (L , r_0 , diamètre de l'électrode plane, amplitude de la tension appliquée). Ceci conduit à des résultats parfois contradictoires et souvent difficilement comparables.

(3) L'influence de la pression hydrostatique sur la propagation des streamers filamentaires suggère l'intervention d'une phase gazeuse dans leur composition. Toutefois, aucune information quantitative n'a jusqu'à présent été obtenue sur son origine, sa nature, sa dynamique.

(4) Aucune interprétation convenable des courants transitoires associés à la propagation des streamers filamentaires n'a jusqu'à présent été proposée.

(5) Les modèles proposés sont partiels et essentiellement qualitatifs. Par ailleurs, des hypothèses concernant les mécanismes de création de charges (ionisation de champ, multiplication électronique), ou décrivant la propagation d'une phase gazeuse (modèle de Watson) ont été avancées alors même que les données expérimentales disponibles n'apportent pas de réponse à des questions aussi fondamentales que la nature des filaments ou leur conductivité.

Une étude expérimentale de ces données de base semble donc être un préalable indispensable à toute tentative de modélisation.

Nous avons choisi de limiter notre étude de la propagation au cas des streamers filamentaires, qui sont, d'un point de vue pratique (dans les appareillages électriques), responsables de la majorité des claquages. Cette étude a pour but de préciser les mécanismes mis en jeu. Les objectifs que nous nous sommes fixés sont les suivants:

(1) Caractériser précisément l'influence de certains paramètres expérimentaux

(tension, pression) en faisant varier ceux-ci sur une gamme la plus large possible.

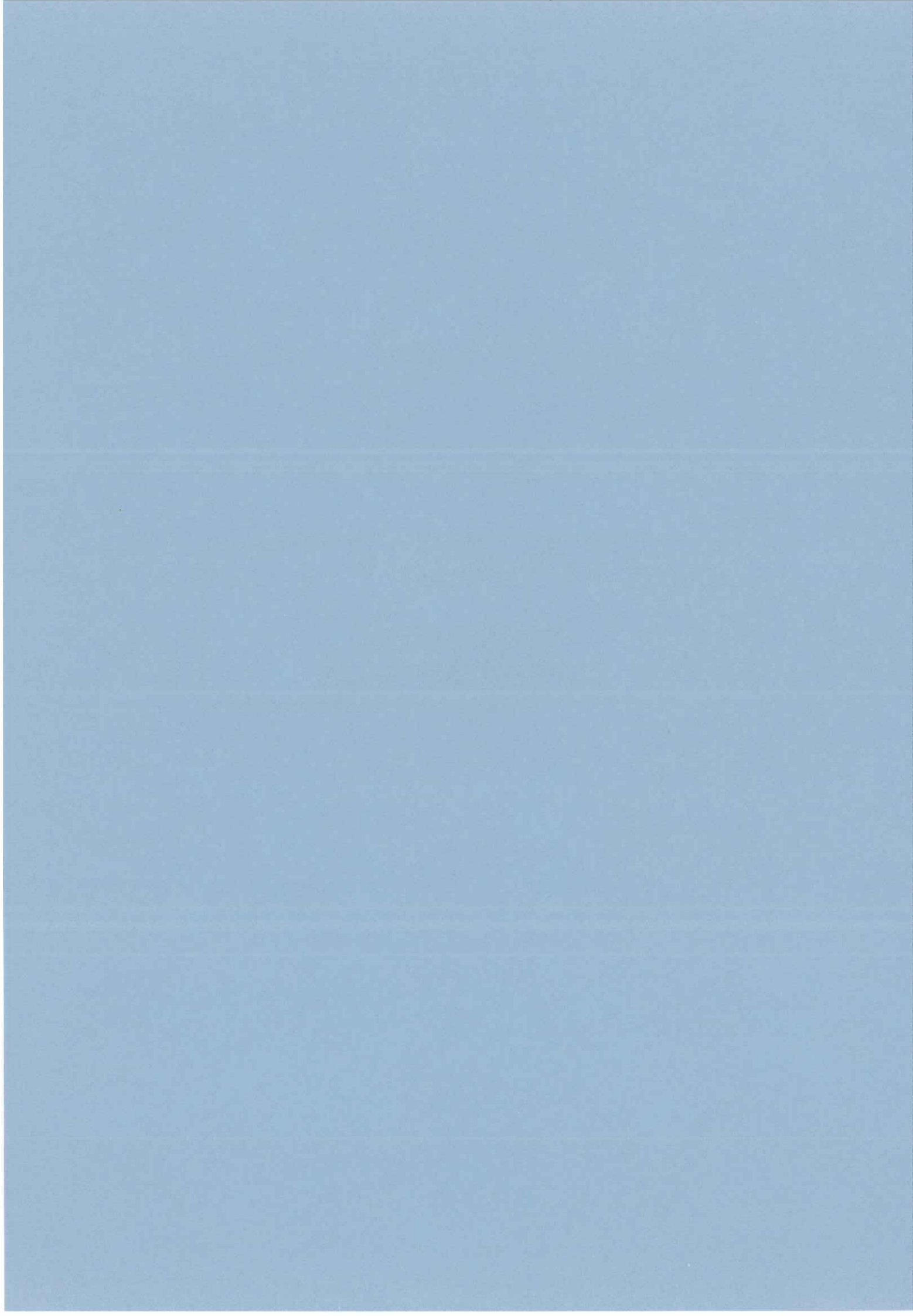
(2) La caractérisation de la nature gazeuse des filaments: notamment, nous tenterons d'obtenir des informations quantitatives concernant cette phase gazeuse. Pour cela nous étudierons la dynamique des filaments par une méthode dérivée de celle utilisée par Kattan et al. [6] pour caractériser la dynamique de bulles de vapeur générées en polarité négative.

(3) L'interprétation du courant transitoire associé à la propagation d'un filament: en particulier nous tenterons de modéliser ce courant en assimilant le filament à un canal résistif et capacitif.

Les conditions expérimentales dans lesquelles nous étudierons la propagation des streamers sont identiques à celles utilisées pour l'étude de la génération (créneaux de tension de temps de montée rapide, pointes fines calibrées).

CHAPITRE II

**TECHNIQUES
EXPERIMENTALES**



II.1- Préambule.

La plupart des connaissances acquises sur les streamers reposent essentiellement sur leur visualisation et la mesure simultanée du courant et du photocourant qui leur sont associés, dans des conditions expérimentales que l'on fait varier (distance inter-électrodes, tension, pression,...). Nous présenterons dans ce chapitre les différents matériels, ainsi que le montage expérimental de "base" que nous avons utilisés pour réaliser ce type de mesures.

D'autres dispositifs de mesure venant se greffer sur le montage de base ont été développés pour répondre aux problèmes spécifiques de notre étude. Ceux-ci seront présentés dans les chapitres suivants.

II.2- Cellules de mesures.

Trois cellules différentes ont été utilisées dans cette étude. Leur caractéristiques sont les suivantes:

II.2.1- Cellules Téflon.

Deux cellules dont le corps est réalisé en Téflon ont été utilisées pour des mesures à pression atmosphérique. Le Téflon est choisi pour ses propriétés isolantes et parce qu'il ne réagit pas chimiquement avec les liquides étudiés.

II.2.1.1- Première cellule Téflon, n°1.

Elle se compose d'un corps cylindrique creux (Téflon) fermé à ces extrémités par deux fenêtres en verre (de diamètre intérieur 60 mm) permettant la visualisation de tout l'espace inter-électrode, figure II.1. Les électrodes sont maintenues par deux porte-électrodes réalisés en laiton.

L'électrode plane est un disque d'acier (de diamètre 45 mm et d'épaisseur 1 mm)

arrondi sur les bords afin de minimiser le renforcement du champ. Elle est recouverte d'un 'plan bloquant' (le plus souvent du Téflon ou du polypropylène dans notre étude) dont la permittivité doit être la plus proche possible de celle du liquide étudié pour ne pas perturber la distribution du champ. Le plan bloquant empêche la propagation totale des streamers évitant ainsi le claquage (phase d'arc). Ni les vitesses ni les courants ne sont modifiés par la présence d'un plan bloquant [11].

La distance inter-électrodes est réglable jusqu'à 25 mm. Les pointes utilisées sont réalisées à partir d'un fil de tungstène cylindrique de diamètre 50 μm érodé par voie électrochimique et soudé dans un tube de diamètre intérieur 0,3 mm (diamètre extérieur 0,5 mm), figure II.1. Le rayon de courbure des pointes utilisées est compris entre 1 et 10 μm .

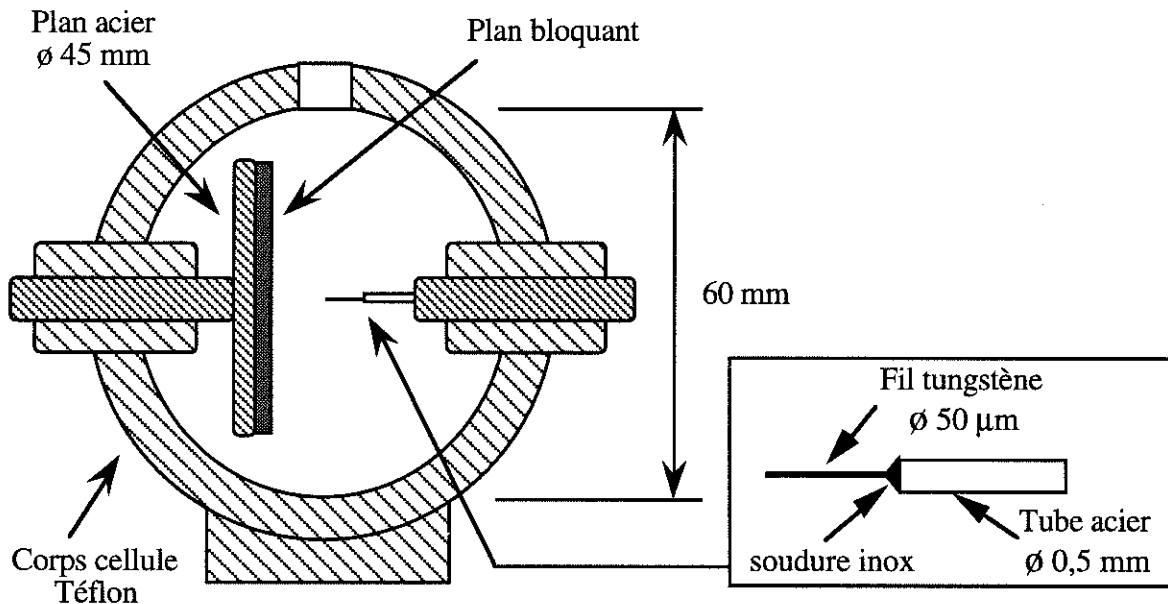


Figure II.1: Cellule de mesures n°1 et détails de la construction de la pointe.

II.2.1.2- Deuxième cellule Téflon, n°2.

Cette cellule a été réalisée avec l'intention de maximiser le couplage électrostatique entre les électrodes et de se rapprocher le plus possible d'une géométrie pointe-plan réelle. Dans ce but la cellule est munie (figure II.2):

(i) d'une électrode plane de grand diamètre (40 cm), située à l'extérieur de la cellule;

(ii) d'une pointe longue et fine (pointe décrite précédemment soudée dans un tube fin en acier) soutenue par un porte-pointe usiné dans un matériau isolant.

Le corps de la cellule (Téflon) est cylindrique (diamètre intérieur 60 mm) et deux

fenêtres (diamètre 40 mm) permettent de visualiser l'espace inter-électrode. Le porte-pointe est conçu de manière à pouvoir fixer des distances pointe-plan allant de 100 μm à 20 mm.

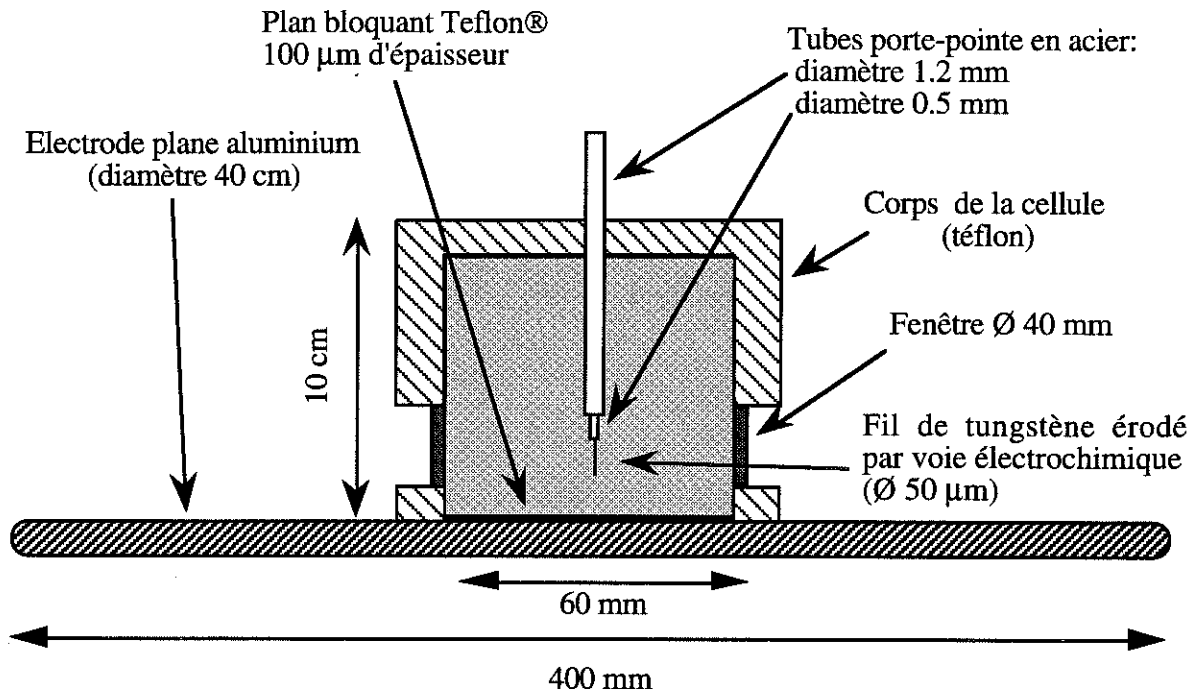


Figure II.2: Cellule de mesures n°2 permettant un très bon couplage électrostatique entre les électrodes.

II.2.2- Cellule pressurisable en acier.

Cette cellule est conçue pour tenir une pression pouvant aller jusqu'à 10 MPa. La pression est appliquée sur le liquide par l'intermédiaire d'un piston actionné par de l'azote comprimé, figure II.3.

La cellule est munie d'un capteur de pression 0-100 bars (Bourdon Sedeme type TB103) qui fournit un signal électrique de sortie standardisé (4-20 mA) proportionnel à la pression hydrostatique appliquée sur le liquide.

Le diamètre intérieur de la cellule est de 25 mm. L'électrode plane (diamètre 20 mm) ainsi que les deux porte-électrodes sont en aluminium. Ces derniers sont maintenus dans l'axe de la cellule par deux pièces en Téflon munies de deux joints Viton pour assurer son étanchéité.

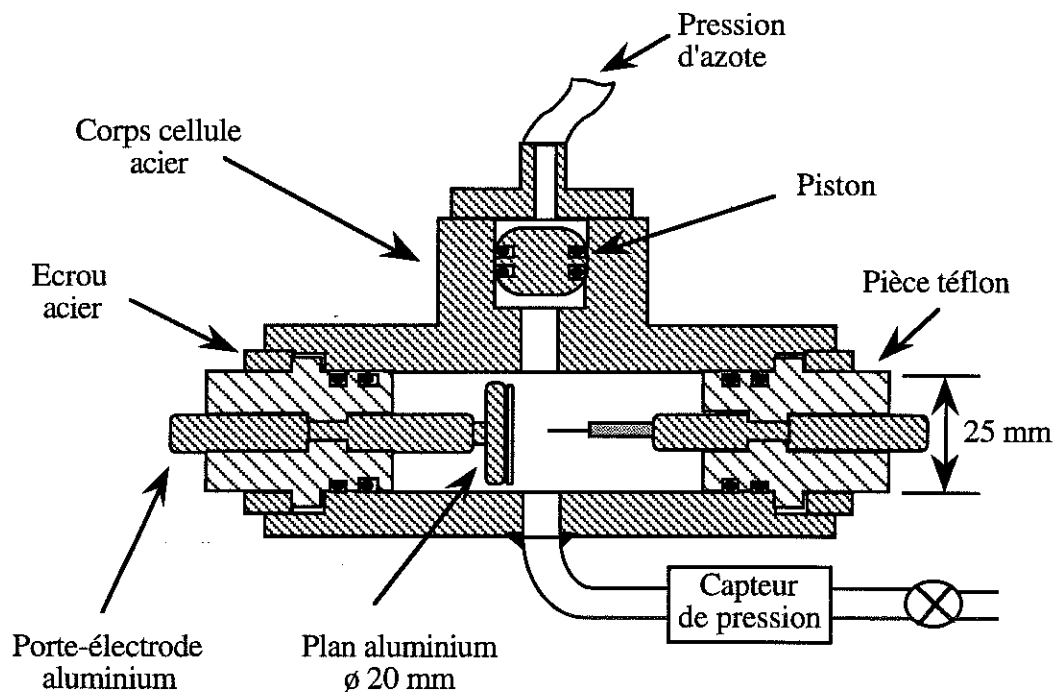


Figure II.3: Cellule de mesures pressurisable jusqu'à 10 MPa.

II.3- Liquides.

La plus grande partie des résultats de l'étude présentée ont été obtenus dans deux liquides, le cyclohexane et le n-pentane.

D'autres liquides employés purs, dans des mélanges ou comme additifs ont également été utilisés ponctuellement pour des mesures particulières (comparaison des champs de génération, mesure de courant). Nous verrons par la suite, lors de leur utilisation, quels ont été les critères de choix de ces différents liquides. Le tableau II.1 regroupe tous les liquides utilisés ainsi que quelques unes de leur propriétés physico-chimiques. Tous ces liquides sont de pureté spectrométrique exceptés les liquides techniques (huile de transformateur, huile blanche, dioctylphtalate).

II.4- Générateurs de créneaux de tension.

Plusieurs générateurs de créneaux (positifs et négatifs) ont été utilisés pour cette étude. Les particularités des créneaux qu'ils génèrent sont les suivantes:

- (i) temps de montée (ou de descente) rapide (10 ns à 1 μ s);

Liquides	Formule chimique	M g/mol	ρ kg/m ³	ϵ_r	Teb. °C	η kg/m.s	Réf.
cyclohexane	CH ₂ -(CH ₂) ₄ -CH ₂	84,16	778 (20°C)	2,02 (20°C)	80,7	1073.10 ⁻⁶ (15°C)	[58]
n-pentane	CH ₃ (CH ₂) ₃ CH ₃	72,15	626 (20°C)	1,84 (20°C)	36,1	237.10 ⁻⁶ (15°C)	[58]
n-decane	CH ₃ (CH ₂) ₈ CH ₃	142,28	730 (20°C)	1,99 (20°C)	174,1	920.10 ⁻⁶ (20°C)	[58]
2-2-diméthylbutane	(CH ₃) ₃ CH ₂ CH ₃	86,17	649 (20°C)		49,7		[58]
2-3-diméthylbutane	(CH ₃) ₂ CH CH (CH ₃) ₂	86,17	662 (20°C)		58,0		[58]
isooctane	(CH ₃) ₃ C CH ₂ CH (CH ₃) ₂	114,22	692 (20°C)	1,94 (20°C)	99,2	503.10 ⁻⁶ (20°C)	[58]
cyclooctane	CH ₂ (CH ₂) ₆ CH ₂	112,22			148,5		[*]
cyclopentène	CH=CH-(CH ₂) ₃	68,12	772 (20°C)		44,4		[59]
huile de transformateur (Nytro 10G)	43% de C paraffiniques 40% de C naphthéniques 17% de C aromatiques		890 (20°C)	2,2		1675.10 ⁻⁵ (20°C)	[*]
huile blanche (Marcol 52)	70% de C paraffiniques 30% de C naphthéniques		835 (15°C)	2,2			[*]
dioctylphtalate (DOP)	C ₂₄ H ₃₈ O ₄	390,24	984 (20°C)	5,30 (20°C)		7872.10 ⁻⁵	[*]

Additifs	Formule chimique	M g/mol	ρ kg/m ³	ϵ_r	Teb. °C	η kg/m.s	Réf.
tétrachlorure de carbone	CCl ₄	153,84	1604 (15°C)	2,24 (20°C)	76,8	965.10 ⁻⁶ (20°C)	[58]
tétrachloroéthylène	CCl ₂ =CCl ₂	165,85	1631 (15°C)	2,30 (25°C)	121,2	932.10 ⁻⁶ (15°C)	[58]
nitrobenzène	C ₆ H ₅ -NO ₂	123,11	1208 (15°C)	34,8 (25°C)	210,8	2165.10 ⁻⁶ (15°C)	[58]
carbonate de propylène	O-CH ₂ -CH (CH ₃)-O-C=O	102,09	1204 (20°C)	69 (20°C)	241,7	2011.10 ⁻⁶ (38°C)	[*]
acétonitrile	CH ₃ -CN	41,05	787 (15°C)	37,5 (20°C)	81,6	375.10 ⁻⁶ (15°C)	[58]
pyrène (solide)	C ₁₆ H ₁₀	202,26	1270 (20°C)		393		[60]

ϵ_r : Permittivité relative.
 η : Viscosité dynamique.
 ρ : Densité.

Teb.: Température d'ébullition (760 mmHg).
M : Masse molaire.

Tableau II.1: Quelques propriétés des liquides utilisés purs ou comme additifs dans notre étude. La référence [*] correspond à la fiche technique du liquide considéré, délivrée par le fournisseur.

- (ii) amplitude constante (jusqu'à ± 50 kV);
- (iii) durée ajustable (100 ns à plusieurs centaines de μ s).

Pour commuter rapidement la haute tension, trois des générateurs utilisés comportent un tube H.T., et un quatrième fonctionne avec un système d'éclateurs. Tous ces générateurs ont été construits au laboratoire.

II.4.1- Générateurs à tube.

II.4.1.1- Créneaux négatifs.

Nous avons utilisé deux générateurs de créneaux négatifs à tube:

- (i) le premier fonctionne avec un tube 20 kV Eimac 4PR60 et fournit des créneaux d'amplitude maximale -20 kV pour un temps de descente de 10 ns (de 0 à -20 kV).
- (ii) le second génère des créneaux d'amplitude maximale -50 kV pour un temps de descente de 200 ns (de 0 à -50 kV). Il fonctionne avec un tube 50 kV Eimac 4PR250C.

Pour ces deux générateurs, la durée du créneau est fixée par la durée de l'impulsion de commande du tube et le temps nécessaire pour que la tension revienne à zéro en fin de créneau est de plusieurs μ s. Notons par ailleurs que le temps de descente peut-être augmenté en ajoutant des capacités en parallèle avec la cellule ou en modifiant la tension d'écran du tube.

Le principe de fonctionnement de ce type de générateur est représenté sur la figure II.4.

II.4.1.2- Créneaux positifs.

Un générateur à tube fournissant des créneaux de tension positifs a également été utilisé. L'amplitude maximale des créneaux est de 50 kV pour un temps de montée d'environ 1 μ s (de 0 à 50 kV). Il fonctionne avec un tube 50 kV Eimac 4PR250C. En fin de créneau, plusieurs μ s sont nécessaires pour que la tension revienne à zéro.

Le principe de fonctionnement de ce générateur est schématisé sur la figure II.5.

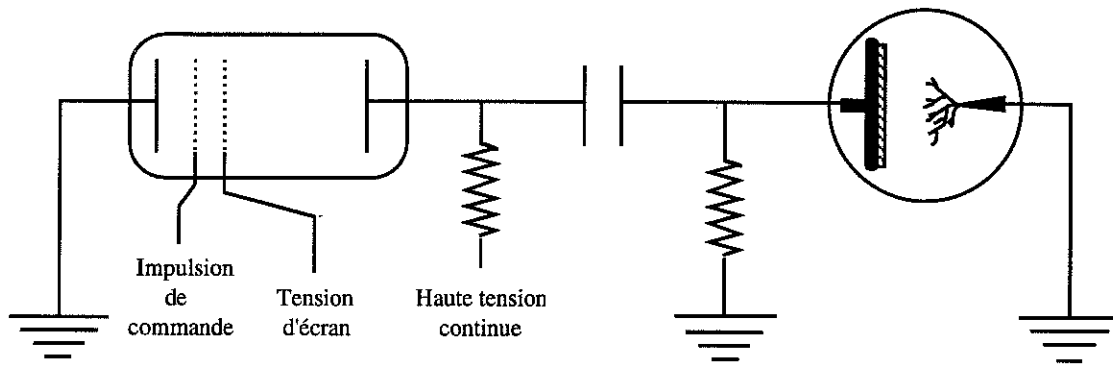


Figure II.4: Générateur de créneaux négatifs à tube.

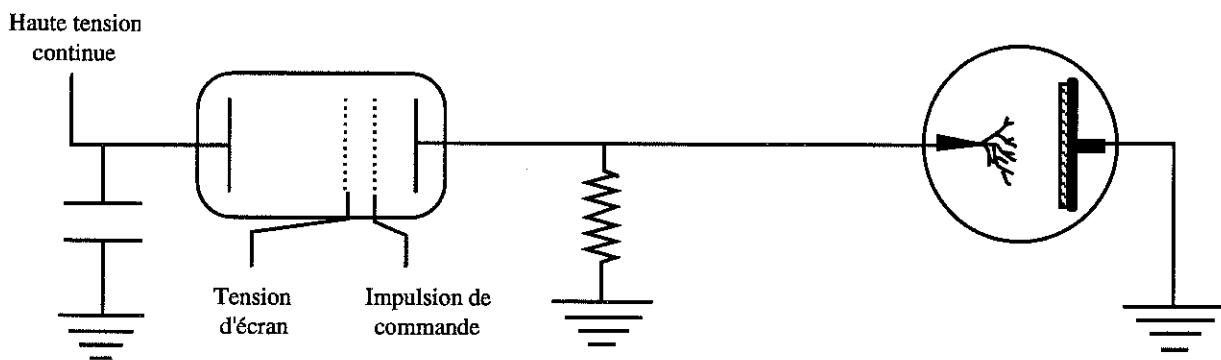


Figure II.5: Générateur de créneaux positifs à tube.

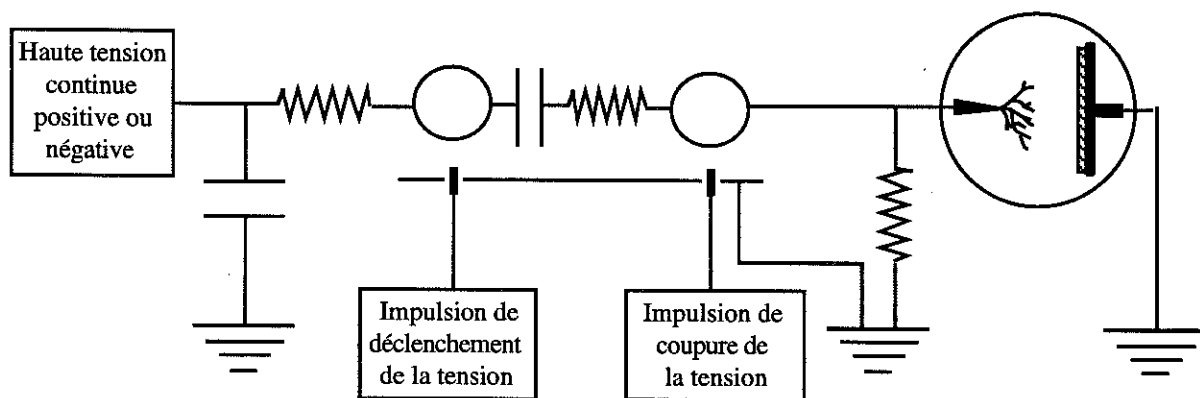


Figure II.6: Générateur de créneaux positifs et négatifs à éclateurs.

II.4.2- Générateur à éclateurs.

La nécessité de disposer de créneaux positifs de temps de montée rapide nous a amené à construire un générateur à éclateur. Il peut fournir des créneaux positifs ou négatifs d'amplitude ± 30 kV dont les temps de montée et de descente sont très rapides (10 ns).

Le principe de fonctionnement de ce générateur est représenté sur la figure II.6.

II.5- Visualisation des phénomènes prédisruptifs.

Les streamers étant des phénomènes rapides (un streamer se propageant à 3 km/s parcourt 3 mm en 1 μ s) et peu lumineux, leur visualisation nécessite l'utilisation de matériels spécifiques, rapides et sensibles.

L'observation des streamers est rendue possible par l'utilisation d'un tube intensificateur d'image (Hamamatsu V3063U) couplé par fibre optique avec une caméra CCD sensible (RTC 56474).

La durée d'ouverture du tube intensificateur d'image est égale à la durée de son impulsion de commande ce qui permet de faire des photographies avec des temps de poses variant de 5 ns (photographies quasi-instantanées) à plusieurs μ s (intégration de la propagation du streamer).

II.5.1- Image par ombroscopie.

Le principe de l'ombroscopie consiste à éclairer l'espace interélectrode durant la propagation du streamer et à photographier l'ombre portée du streamer. Les photographies présentées au chapitre précédent ont été réalisées par la méthode d'ombroscopie.

Des temps d'expositions aussi petits que 5 ns ont pu être réalisés avec un générateur d'impulsion utilisant des transistors fonctionnant en régime d'avalanche.

L'instant d'obturation du tube intensificateur peut être synchronisé avec l'application de la tension ou retardé par rapport à celle-ci (retard ajustable).

Le montage optique utilisé est représenté sur la figure II.7.

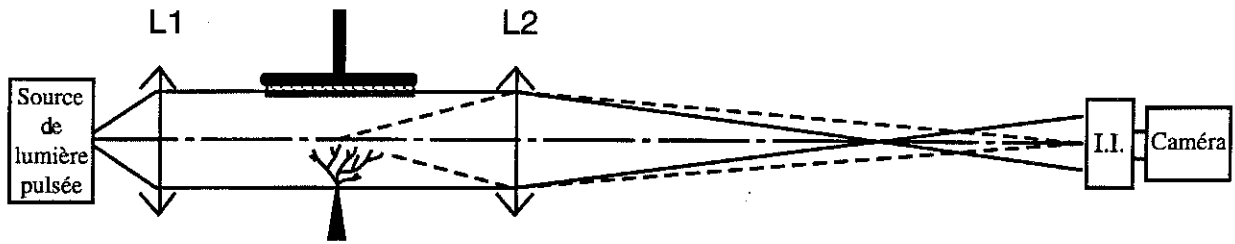


Figure II.7: Montage optique utilisé pour photographier l'ombre portée des streamers.

II.5.2- Image par intégration de la lumière émise par le streamer.

Lorsque l'espace inter-électrodes n'est pas éclairé et que l'intensificateur d'image est ouvert pendant une durée τ suffisamment longue, on recueille sur la caméra l'image du streamer formée par l'intégration de la lumière qu'il a émis pendant cette durée τ , figure II.8.



Figure II.8: Intégration de la lumière émise par un streamer au cours de sa propagation.

II.5.3- Strioscopie.

Le montage optique utilisé pour réaliser des images par la technique de strioscopie est représenté sur la figure II.9. Ce montage est identique à celui employé pour l'ombroscopie mis à part le fait que l'on place, au point de focalisation de la lentille L_2 , un couteau qui masque l'image du point source S .

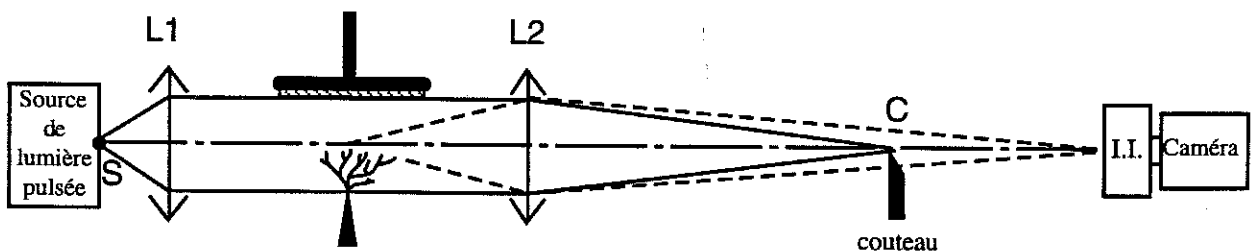


Figure II.9: Montage optique strioscopique.

L'image recueillie sur l'intensificateur représente les changements d'indice de réfraction dans le liquide (streamer, onde de pression,...). En effet, la lumière traversant le liquide non perturbé est focalisée en C alors que la lumière qui rencontre, lors de son trajet dans le liquide, des zones d'indices différents ne sera pas focalisée en C et formera une image sur la photocathode de l'intensificateur.

Si le couteau est légèrement déplacé, le montage n'est plus parfaitement strioscopique et la photographie obtenue comporte à la fois l'image du streamer par ombroscopie et l'image des zones d'indice différents (onde de pression par exemple) par strioscopie.

II.5.4- Enregistrement des images.

Les images fournies par la caméra sont traitées par une carte d'acquisition et de numérisation en temps réel (Synaps PC MAPP) placée sur un micro-ordinateur. Ce système de traitement d'image restitue sur un moniteur vidéo l'image qu'il a mémorisé et permet ainsi son enregistrement sur bande magnétique (magnétoscope).

II.6- Montage expérimental.

Le montage expérimental de base est représenté sur la figure II.10. Il comporte le montage optique (résolution maximum $\approx 1\mu\text{m}$), le système de visualisation et d'enregistrement des images, le générateur de tension et la synchronisation des signaux de déclenchement.

La figure II.11 indique les étapes successives pour la réalisation d'une photographie.

II.7- Mesure de la longueur des streamers.

La longueur des streamers, l_s , est mesurée directement sur le moniteur vidéo. Elle correspond à la distance séparant la pointe de l'extrémité du filament le plus long. Dans les mêmes conditions expérimentales (tension, distance inter-électrodes, r_0 , liquide,...) les valeurs mesurées de l_s sont généralement assez dispersées et il est

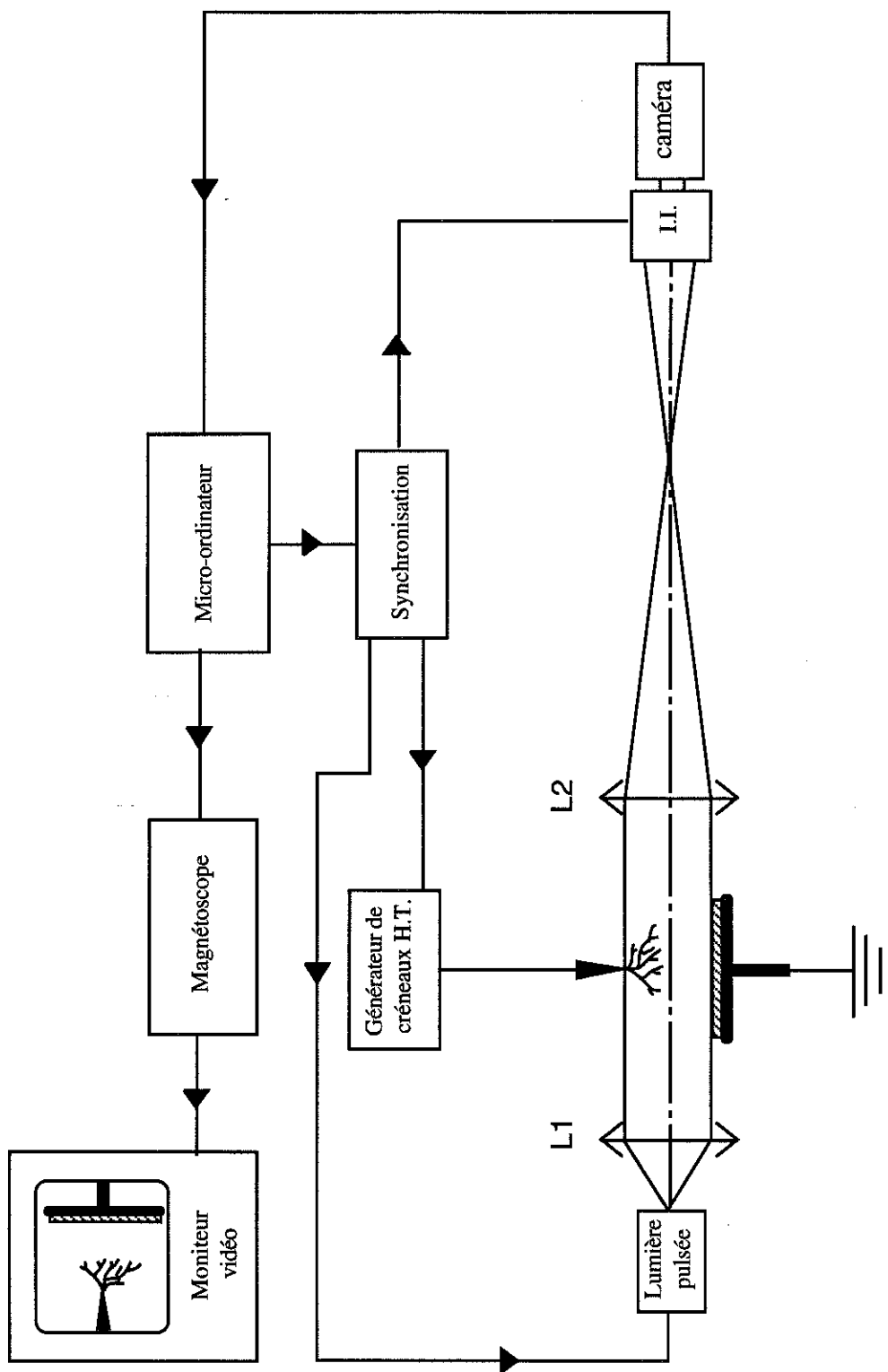


Figure II.10: Montage expérimental de base.

nécessaire d'effectuer une moyenne sur une vingtaine d'essais. L'étude statistique des résultats obtenus montre que le rapport de l'écart type à la valeur moyenne de l_s est de l'ordre de 15 à 25 %.

Par la suite nous appellerons l_s la valeur moyenne de la longueur des streamers sur 20 essais.

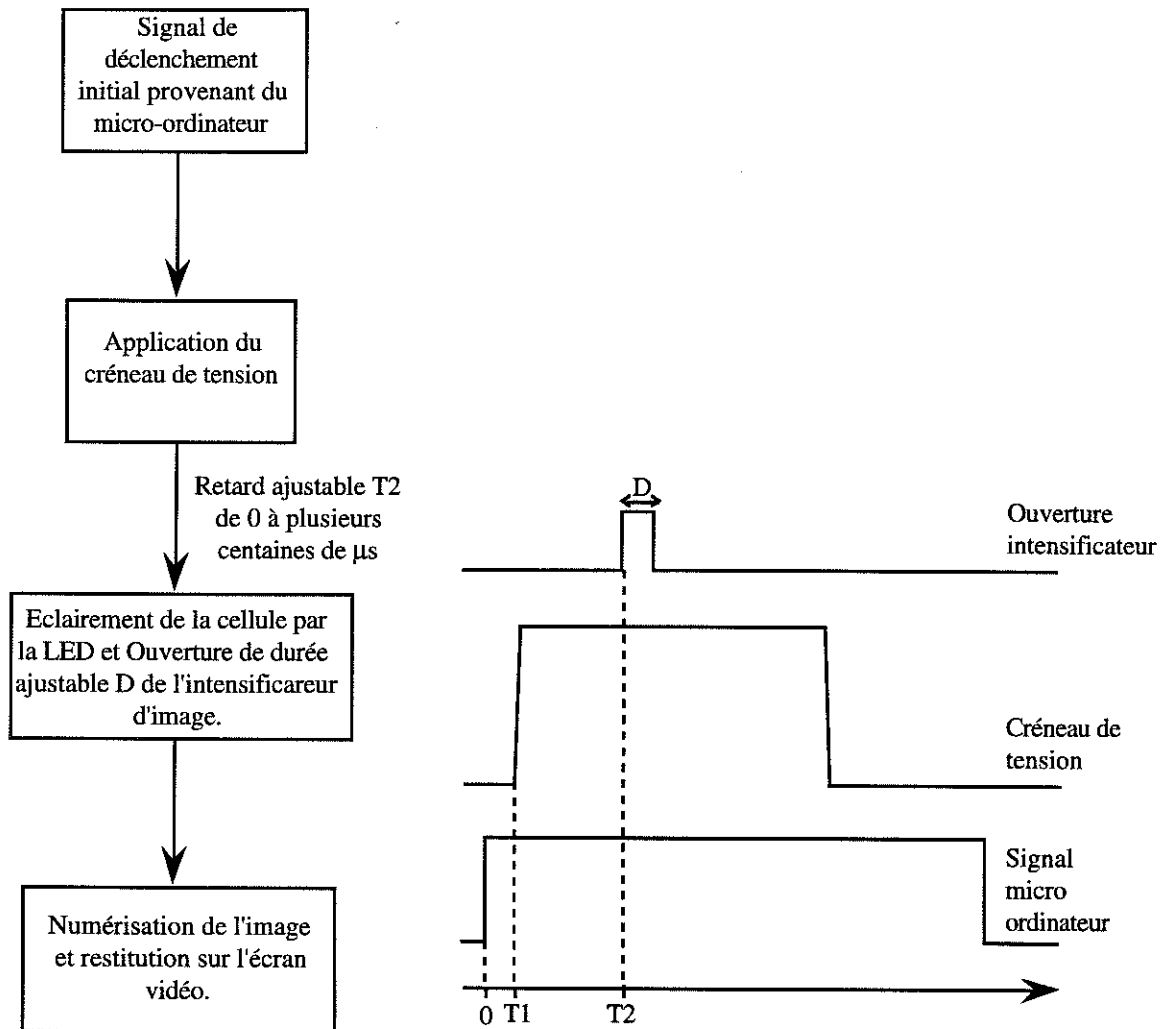


Figure II.11: Etapes successives pour la réalisation d'une prise de vue.

II.8- Mesure des vitesses.

La mesure de l_s à des instants croissants par rapport à l'application de la tension permet de tracer la courbe d'élongation maximale des streamers en fonction du temps ($l_s = f(t)$). On peut déduire à partir de cette courbe la vitesse instantanée des streamers à un instant t donné (pente en t) ou bien leur vitesse moyenne sur un intervalle de temps choisi.

II.9- Mesures électriques.

Les différents signaux électriques sont enregistrés sur un oscilloscope numérique (Tektronix DSA 602) de bande passante 600 MHz et de vitesse d'échantillonnage 2 Giga-échantillons/s.

II.9.1- Mesure de la tension.

La tension est enregistrée par l'oscilloscope par l'intermédiaire d'une sonde haute tension (Tektronix P6015). Le signal obtenu permet d'une part de contrôler le niveau de tension appliqué, le temps de montée (ou de descente) du créneau, et d'autre part sert de signal de déclenchement pour l'enregistrement des autres signaux (courant, photocourant,...).

II.9.2- Mesure de courant.

II.9.2.1- Problème de la mesure de courant sous créneau de tension.

Lors de la montée (ou de la descente) du créneau de tension, il circule dans la cellule un courant capacitif égal à $I_C = C_C \cdot (dV/dt)$ où C_C correspond à la capacité de la cellule. Ce courant se présente sous la forme d'une impulsion dont l'amplitude est de l'ordre de plusieurs dizaines de milliampères et circule pendant toute la durée d'établissement de la tension. Dans la pratique, sa durée est supérieure au temps de montée (ou de descente) du fait de la saturation de l'amplificateur d'entrée de l'oscilloscope. Par conséquent, il masque totalement le courant associé à la génération (de l'ordre de 10 μA) et au début de la propagation (de l'ordre du milliampère) des streamers.

La valeur de (dV/dt) étant fixée par le temps de montée (ou descente), le seul moyen de diminuer le courant de charge (I_C) de la cellule consiste à diminuer la capacité C_C .

II.9.2.2- Pointes blindées.

La valeur de la capacité du système pointe-plan peut être très largement diminuée si l'on utilise des pointes blindées, figure II.12. Un fil de tungstène de diamètre 50 μm (taillé à un rayon de courbure r_0) et un tube en acier (diamètre intérieur 0,3 mm) sont

montés de manière coaxiale et maintenus séparés en injectant de l'araldite dans le tube.

Le tube d'acier étant connecté sur la masse, une grande partie du courant de charge est évacuée et ne passe donc plus dans la pointe. La valeur de I_C peut être réduite à quelques milliampères ($C_C \approx 4 \cdot 10^{-14}$ F).

L'amplitude du courant prédisruptif (s'écoulant dans le fil de tungstène) est déterminée par la mesure de la tension aux bornes de la résistance d'entrée de 50 ohms de l'oscilloscope, figure II.12. Il est clair que le courant ne peut être mesuré de cette façon que si la pointe est placée côté masse et la haute tension appliquée sur le plan (créneau négatif pour avoir la pointe positive).

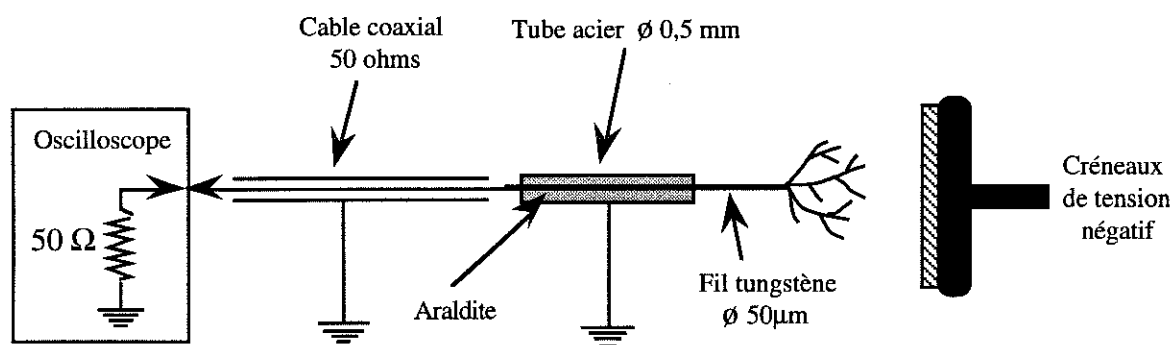


Figure II.12: Détails de la pointe blindée et principe de mesure du courant.

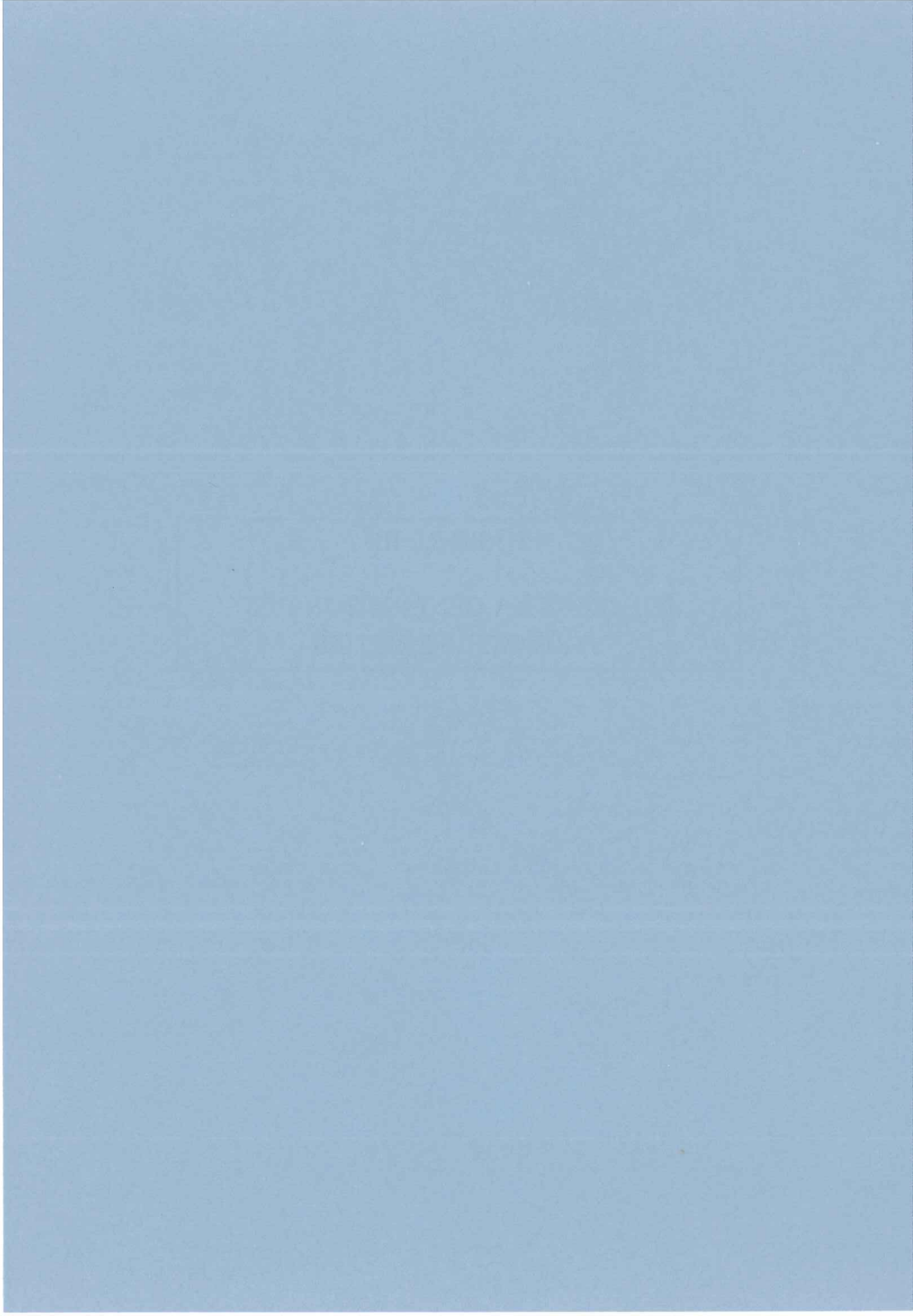
L'utilisation de pointes blindées réduit sensiblement l'amplitude et la durée du courant de charge (de l'ordre de 10 mA) entraînant une amélioration pour l'observation et la mesure des courants transitoires durant les premiers instants de la propagation. Néanmoins, il n'est pas possible par cette méthode de mesurer les courants les plus faibles (de l'ordre de 10 μ A) circulant pendant la génération, dont l'amplitude reste encore bien inférieure au courant de charge de la cellule.

II.9.3- Photocourant.

La lumière émise par les streamers durant leur propagation est enregistrée à l'aide d'un tube photomultiplicateur (RTC 56AVP) placé devant l'une des fenêtres de la cellule. La sensibilité du tube est de l'ordre du photon unique (bruit de fond) et permet de détecter des niveaux de lumière très faibles. Le photocourant est mesuré sur la résistance d'entrée (50 ohms) de l'oscilloscope.

CHAPITRE III

ETUDE DE LA GENERATION DES STREAMERS POSITIFS



III.1- Préambule.

Dans la géométrie d'électrodes pointe-plan, sous impulsion de tension, la phase de génération (conditions de génération, mécanismes) est encore mal connue. Nous avons résumé dans le paragraphe I.4.1.2, les quelques résultats publiés se rapportant à ce sujet. Il ressort de ces études les points suivants:

- la tension seuil de génération est généralement définie de manière imprécise;
- l'influence des paramètres expérimentaux (r_0 , L , P_∞ ,...) sur le seuil de génération n'a été que très peu étudié, il n'est donc pas possible de définir pour un liquide des paramètres caractéristiques (comme par exemple un champ de génération) permettant la comparaison entre les liquides;
- les conditions pour lesquelles, soit un streamer lent (buisson), soit un streamer rapide (filamentaire) est généré, sont mal connues.

Dans notre étude de la génération, nous présenterons tout d'abord les techniques utilisées pour détecter et mesurer, avec la sensibilité la plus élevée possible, les phénomènes liés à la génération (courant, photocourant, visualisation,...). Après avoir caractérisé les phénomènes observés et défini les tensions d'apparition des streamers lents 'buissons' et rapides filamenteux, nous étudierons l'influence sur ces dernières du rayon de courbure, du temps de descente du créneau de tension, et de la distance inter-électrodes.

Les résultats obtenus dans deux liquides, le cyclohexane et le pentane, nous permettront de définir deux grandeurs caractérisant un liquide: le champ de génération et la tension de propagation. Nous comparerons alors ces valeurs dans une série de liquides. Nous tenterons également de préciser les mécanismes associés à l'apparition des streamers lents 'buissons' et rapides filamenteux.

III.2- Techniques expérimentales spécifiques.

III.2.1- Détection de la génération des streamers.

Nous avons utilisé, pour cette étude de la génération, le générateur de créneau négatif à tube (0 à -20 kV, temps de descente minimum $t_d = 10$ ns), dont le

temps de descente peut être ajusté de la manière indiquée dans le § II.4.1.1. Sauf indication, la durée du créneau de tension est fixée à 5 μ s.

Lorsque l'on accroît progressivement l'amplitude du créneau de tension appliqué, on observe, à partir d'une valeur seuil, la génération d'un streamer, caractérisée par l'apparition d'une perturbation optique, d'un courant transitoire et d'une émission de lumière. Cependant, pour effectuer une mesure correcte du seuil d'apparition, il convient d'être attentif à la sensibilité de la méthode utilisée:

- Détection par ombroscopie (photographie instantanée).

La visualisation peut être un moyen de détection performant mais il est nécessaire que la résolution du montage optique soit de l'ordre de quelques micromètres pour détecter les premiers événements et que l'instant auquel on visualise l'espace inter-électrodes corresponde effectivement à l'instant de la génération d'un streamer.

A priori, pour des tensions proches du seuil de génération, l'instant pour lequel apparaît une perturbation dans le liquide n'est pas parfaitement défini. Celle-ci peut être générée tout de suite après l'application du créneau ou bien après quelques microsecondes. Les premières perturbations ne durent que quelques centaines de nanosecondes, la détection par simple visualisation (photographies instantanées de temps d'exposition de l'ordre de 100 ns ou inférieur) est assez incertaine.

- Détection par la mesure du photocourant.

La détermination du seuil de génération par la détection de la lumière émise n'est possible que, si, dès la tension seuil, la génération d'un streamer s'accompagne effectivement d'une émission de lumière, et si la sensibilité du photomultiplicateur utilisé est suffisante pour détecter celles-ci.

Nous utilisons un photomultiplicateur dont le seuil de détection est de l'ordre du photon unique, et nous avons vérifié (§ III.3.1.2.(a)) qu'il se produit une émission de lumière détectable systématiquement dès le seuil de génération.

- Détection par la mesure du courant.

Sous impulsion, comme nous l'avons signalé précédemment (§ II.9.2), il circule dans la cellule un courant de charge supérieur à 100 mA, ce qui limite la sensibilité utilisable à ≈ 1 mA.

Dans le but d'améliorer la sensibilité de la mesure, nous avons développé un système de mesure différentiel (§ III.2.2) nous permettant d'extraire le courant de streamer du courant de charge de la cellule. Ce système nous permettra, en l'associant à la détection de la lumière émise ou à la visualisation, de vérifier que les premiers courants mesurables coïncident effectivement avec les premières émissions de lumière et avec l'apparition des premières perturbations optiques dans le liquide.

III.2.2- Système de mesure différentiel du courant.

Lorsqu'un streamer est généré, le signal de courant mesuré sur la pointe se compose de l'addition du courant de charge de la cellule I_C et du courant de streamer I_S . Le principe de la mesure consiste à soustraire le courant I_C du courant total de manière à ne conserver que I_S .

La méthode utilisée pour réaliser cette opération consiste à effectuer une mesure différentielle entre deux électrodes blindées, figure III.1.

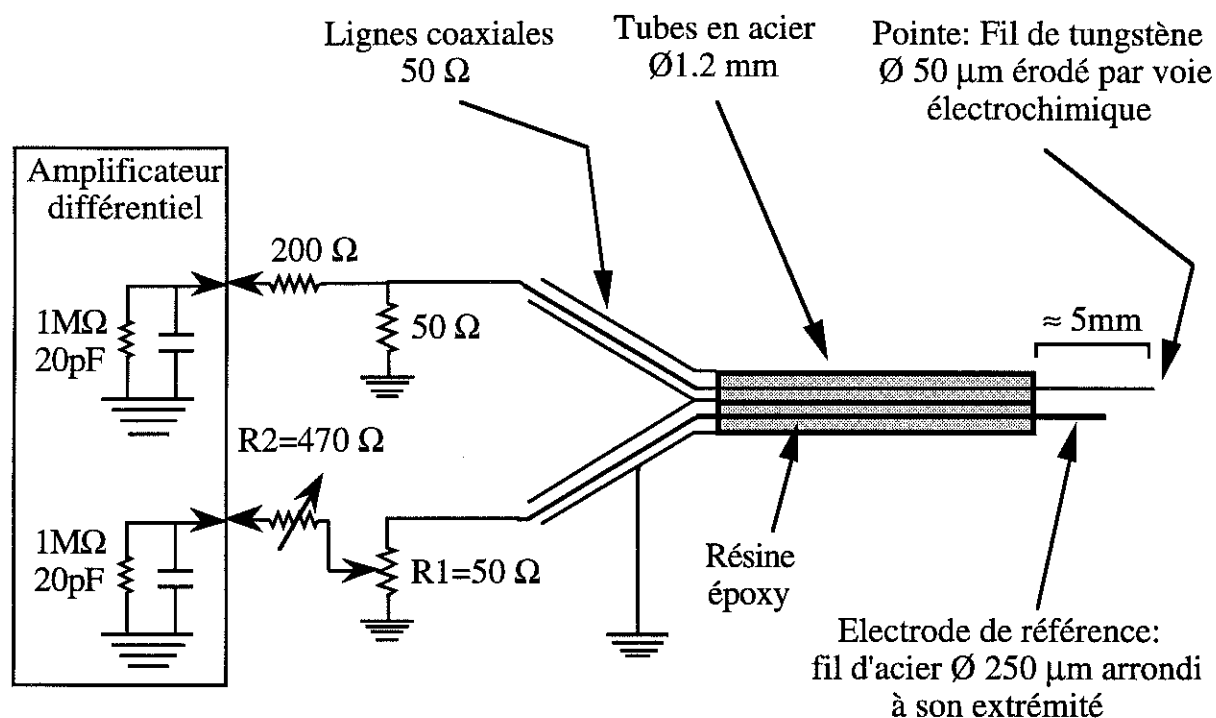


Figure III.1: Détails du système d'électrodes et des circuits de compensation utilisés pour la mesure différentielle du courant.

La première électrode est la pointe, constituée d'un fil de tungstène de diamètre 50 μm, taillé par voie électrochimique à un rayon de courbure r_0 (< 10 μm). La deuxième électrode, que nous appellerons "électrode de référence", est constituée d'un fil d'acier de diamètre 250 μm arrondi à son extrémité ($r_0 \approx 125$ μm). La forte valeur du rayon de courbure de l'électrode de référence en fait une électrode non injectrice, c'est à dire qu'elle ne génère pas de streamers pour le niveau de tension maximum utilisé dans notre étude de la génération.

Pour que la mesure différentielle soit efficace il faut que les courants de charge s'écoulant dans la pointe (I_C) et dans l'électrode de référence (I_C') soient identiques. Pour cela, la longueur de l'électrode de référence est ajustée de manière à ce que sa capacité soit légèrement supérieure à celle de la pointe (donc $I_C' > I_C$), et l'équilibrage à basse tension (inférieure au seuil de génération) de la phase et de l'amplitude des

signaux I_c et I_c' à l'aide des résistances R_1 et R_2 (figure III.1) permet d'annuler leur différence. La symétrie des circuits de compensation ainsi que le blindage des lignes 50 ohm doivent être parfaits pour obtenir le meilleur équilibrage possible. La mesure différentielle est réalisée par un amplificateur différentiel (Tektronix 7A13) de bande passante 100 MHz. La sensibilité maximale obtenue à l'aide de ce système de mesure de courant est de l'ordre de $5 \mu\text{A}$.

Notons que les courants de charge deviennent très importants lorsque le temps de descente diminue ($I_c = C \cdot dV/dt$) et il n'est pas toujours possible d'équilibrer parfaitement les signaux d'entrées de l'amplificateur différentiel pour les temps de descente les plus courts ($\approx 10 \text{ ns}$). Il reste donc parfois sur les oscillogrammes que nous présenterons un signal résiduel que nous noterons S.R.

III.3- Résultats expérimentaux dans le cyclohexane et le pentane.

III.3.1- Caractérisation des phénomènes.

Dans ce paragraphe nous décrivons les phénomènes observés, lorsque l'on accroît progressivement l'amplitude du créneau de tension. Les résultats sont obtenus, soit par la mesure simultanée du courant et du photocourant, soit en associant la visualisation et la mesure du courant. Nous avons procédé ainsi car l'enregistrement du photocourant et la visualisation ne peuvent être réalisés dans un même temps (le photomultiplicateur étant placé devant l'une des fenêtres de la cellule, § II.9).

III.3.1.1- Influence de la géométrie des électrodes.

Lorsque la pointe est reliée à la terre et l'électrode plane à la haute tension négative (disposition imposée par le système de mesure du courant), le champ sur la pointe peut être inférieur à celui calculé pour une géométrie pointe-plan parfaite (plan infini) à l'aide de l'expression (I.2). Ceci est dû au fait que la pointe n'est pas uniquement influencée par le plan à la haute tension, mais également par le milieu qui l'entoure qui est au potentiel de la terre.

Nous avons étudié cet effet en mesurant la tension seuil de génération U_g (U_g est mesurée comme nous le décrirons au § III.3.1.3.(b)) en fonction de la distance inter-électrodes L pour deux valeurs du diamètre de l'électrode plane $D = 15 \text{ mm}$ et 45 mm , figure III.2. Sur cette figure on constate que les courbes expérimentales convergent

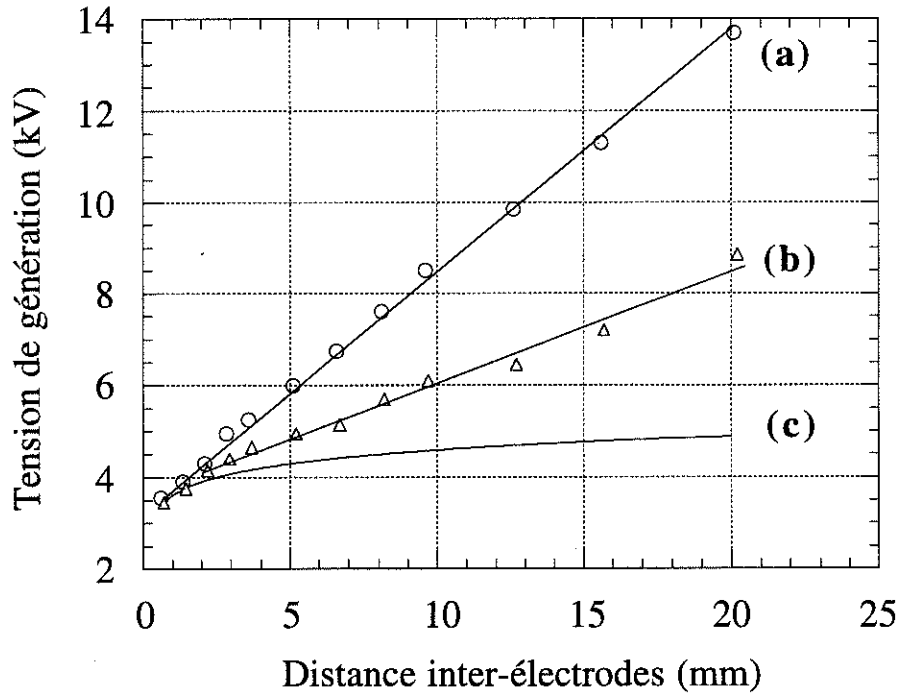


Figure III.2: Influence du diamètre de l'électrode plane sur la tension seuil de génération des streamers. Cyclohexane, $r_o=0,9 \mu\text{m}$, $t_d \approx 10 \text{ ns}$: (a) $D=15 \text{ mm}$, (b) $D=45 \text{ mm}$, (c) courbe théorique calculée avec l'expression III.1 pour $E_g=9,5 \text{ MV/cm}$.

vers la même valeur pour les petites distances inter-électrodes. La tension de génération est donc indépendante de D pour les faibles valeurs de L . Par ailleurs, les valeurs expérimentales de U_g sont comparées aux valeurs théoriques U_{gth} calculées à partir l'expression I.2:

$$U_{gth} = \frac{E_g}{2} r_o \ln \frac{4 L}{r_o} \quad (\text{III.1})$$

en supposant que le champ de génération sur la pointe E_g reste constant quand L varie. La valeur de E_g est celle calculée avec la valeur de U_g mesurée pour la plus petite distance L , pour laquelle le couplage pointe-plan est le meilleur.

Lorsque L croît, les courbes expérimentales $U_g=f(L)$ s'écartent de la courbe théorique à partir d'une distance critique L_c qui augmente lorsque le diamètre du plan augmente. Nous avons déterminé expérimentalement L_c pour les trois plans utilisés: pour $D=15 \text{ mm}$, $L_c \approx 1,5 \text{ mm}$, pour $D=45 \text{ mm}$, $L_c \approx 2,5 \text{ mm}$ et pour $D=400 \text{ mm}$, $L_c \approx 10 \text{ mm}$. Pour $L < L_c$, il y a un excellent accord entre U_g et U_{gth} comme nous le verrons au § III.3.2.3 (figure III.15).

Pour que nos calculs de champ aient un sens, toutes les mesures présentées dans ce chapitre, ont été obtenues pour des distances inter-électrodes inférieures à la distance critique L_c .

III.3.1.2- Description des phénomènes observés.

a) Génération des streamers lents.

Avec des pointes fines (quelques micromètres), lorsque l'on applique des créneaux de tension d'amplitude croissante, le premier événement détectable est l'apparition, à l'extrémité de la pointe, d'une région sombre (d'indice différent de celui du liquide), figure III.3.(a). Celle-ci apparaît le plus souvent juste après le temps de descente du créneau, et est toujours corrélée avec l'enregistrement de signaux de courant et de photocourant caractéristiques, figure III.4.

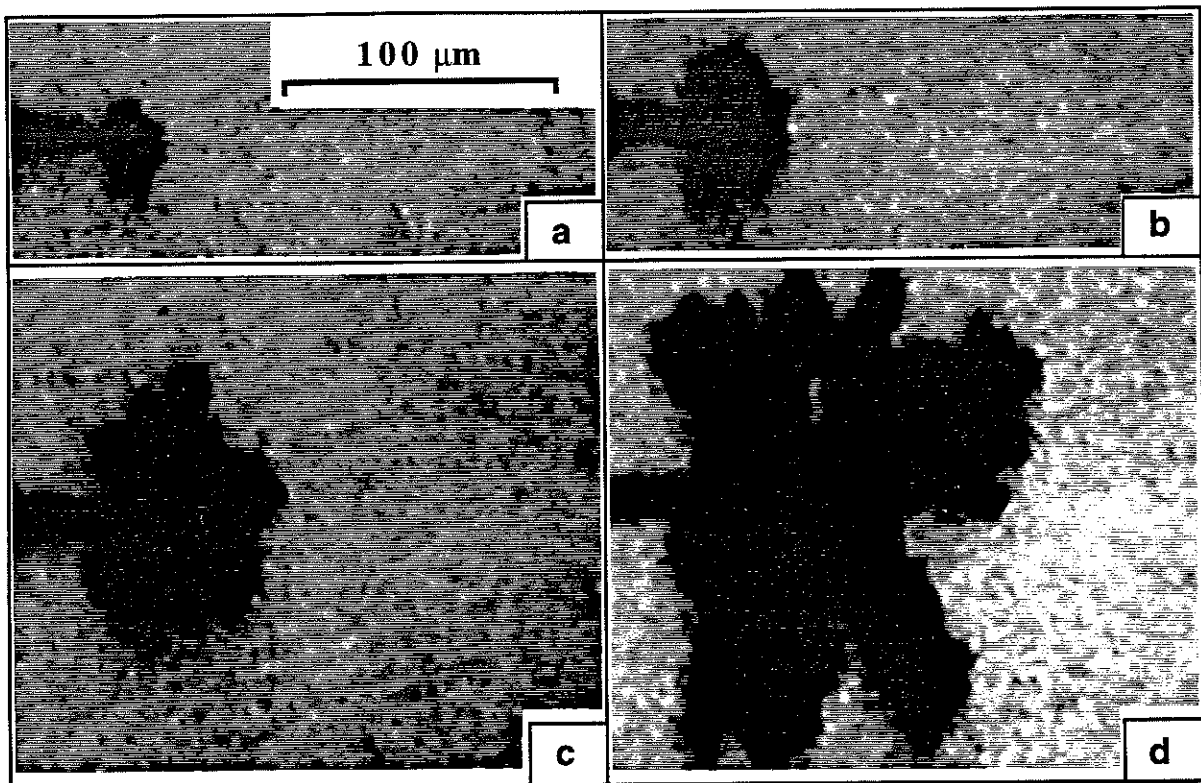


Figure III.3: Photographies par ombroscopie (temps d'exposition 5 ns) du développement d'un streamer lent à différents instants: (a) Phase A, $\tau=100$ ns (b) $\tau=155$ ns (c) $\tau=245$ ns (d) $\tau=525$ ns. Cyclohexane, $r_0=1,2$ μm , $L=1,8$ mm, $P=0,3$ MPa, $U_0=12$ kV.

Le signal de courant (figure III.4) comporte deux phases successives: la première, que nous noterons A, est formée par une composante continue dont l'amplitude est de quelques dizaines de μA et de durée environ 100 ns. La seconde phase, notée B, se compose d'une suite d'impulsions rapides dont l'amplitude augmente et la fréquence diminue au cours du temps. Généralement, la phase B débute avant que la phase A ne soit terminée entraînant ainsi la superposition des deux signaux durant un court instant.

En visualisant à différents instants durant les phases A et B, on observe que:

- pendant la phase A, la région sombre observée dans le liquide reste quasi-sphérique (figure III.3.(a));

- pendant la phase B cette région se propage dans le liquide et son contour devient très irrégulier (figure III.3.(b), (c) et (d)); la vitesse de propagation est de l'ordre de 100 à 200m/s;

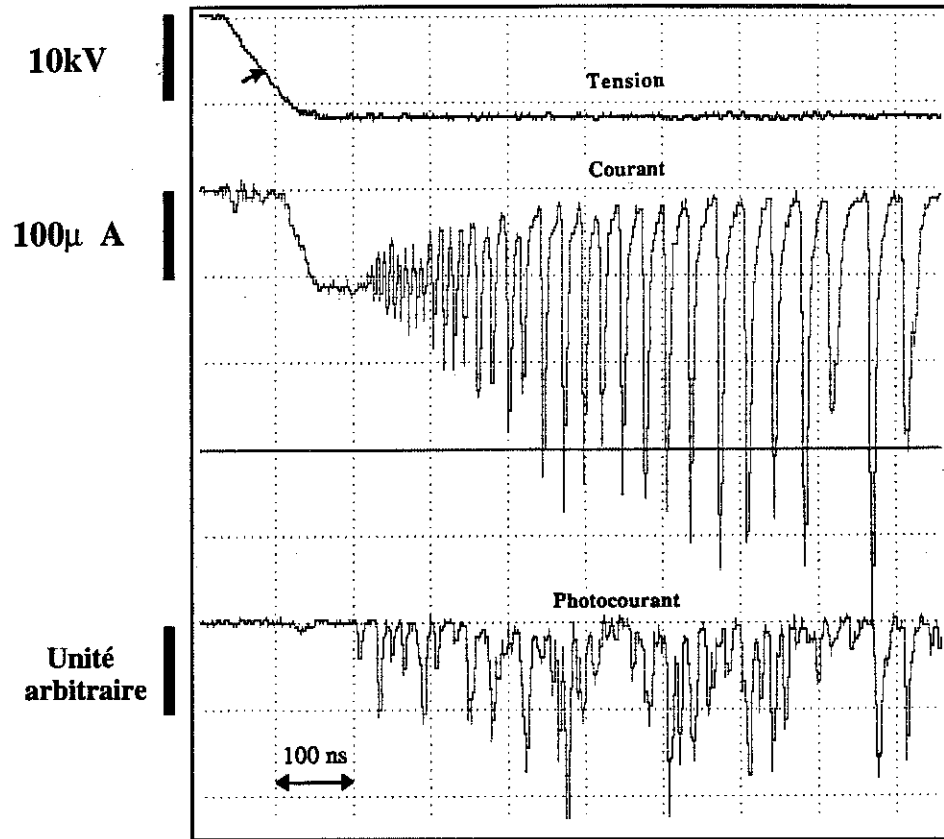


Figure III.4: Impulsion de tension, signaux de courant et de photocourant associés à la génération et à la propagation d'un streamer 'buisson' lent. Cyclohexane, $r_0=1,2 \mu\text{m}$, $L=1,8 \text{ mm}$, $P=0,1 \text{ MPa}$, $U_0=12 \text{ kV}$.

La lumière émise durant la phase A est très faible et se compose de quelques impulsions erratiques. Durant la phase B l'émission de lumière est plus importante mais il ne semble pas y avoir de corrélation entre les impulsions de lumière et de courant. Ceci est probablement dû au fait qu'au seuil de génération, la quantité de lumière émise est trop faible pour avoir une réponse linéaire du photomultiplicateur (les impulsions de lumière enregistrées sont de l'ordre de grandeur de celle correspondant à un photon unique).

Nous avons observé que les phases A et B sont affectées par la pression hydrostatique de manière tout à fait différente. La figure III.5 montre l'évolution du signal de courant lorsque l'on applique sur le liquide une pression (P_∞) de plus en plus élevée.

De manière générale on observe que la phase B est beaucoup plus sensible à la pression que la phase A. Dans les conditions de la figure III.5, la durée de la phase B diminue régulièrement jusqu'à $P_\infty \approx 4 \text{ MPa}$, puis disparaît. La réduction de sa durée est

corrélée à celle de l'extension maximale des streamers (lents) dans le liquide.

L'influence de la pression sur la phase A est similaire à celle observée sur la phase B mais pour des valeurs de P_{∞} plus élevées. On remarque en effet sur la figure III.5 que la pression ne perturbe pas la phase A jusqu'à $P_{\infty} \approx 3$ MPa. L'amplitude et la durée de la phase A décroissent ensuite régulièrement jusqu'à 7 MPa. Pour des valeurs de la pression supérieures, aucun signal de courant, de lumière ni de perturbation optique dans le liquide ne sont observés.

Nous avons également observé que la pression nécessaire pour faire disparaître la phase A est d'autant plus importante que l'amplitude de la tension appliquée est élevée.

b) Influence de l'amplitude du créneau de tension.

Lorsque l'on accroît progressivement l'amplitude du créneau de tension au-dessus de la tension seuil de génération U_g , on observe que l'amplitude du courant circulant durant la phase A croît régulièrement. Pour une tension donnée, l'amplitude de ce courant est très reproductible d'un essai à l'autre. Nous avons reporté sur la figure III.6 son amplitude maximale en fonction du niveau de tension appliqué.

La phase B est également affectée par un accroissement de la tension. On observe en effet une augmentation de sa durée et de l'amplitude des impulsions qui la composent.

Au-dessus d'un certain seuil de tension, il apparaît une instabilité sur le courant qui se caractérise par la possible apparition, juste après le temps de descente du créneau de tension, d'une large impulsion de courant. La visualisation simultanée nous permet de conclure que cette instabilité correspond à l'apparition d'un streamer rapide filamentaire.

c) Génération des streamers rapides filamenteux.

La figure III.7 montre la différence d'aspect des signaux de courant et de photocourant, correspondant à l'apparition d'un streamer lent (figure III.7.(a)) et d'un streamer filamentaire (figure III.7.(b)), dans les mêmes conditions expérimentales.

Nous avons reporté sur la figure III.6 l'amplitude maximale de l'impulsion de courant associée à l'apparition d'un streamer rapide. On observe qu'il existe un intervalle de tension sur lequel, soit un streamer lent, soit un streamer rapide filamentaire peut être généré.

Pour la tension seuil d'apparition des streamers rapides filamenteux, U_f , l'amplitude de l'impulsion de courant associée est peu différente de celle du courant de phase A, figure III.6. L'augmentation de la tension à partir du seuil U_f entraîne un accroissement rapide de l'amplitude (figure III.6) et de la durée de cette impulsion. Pour une tension suffisamment élevée, sa durée est assez importante pour ne plus parler d'impulsion mais de composante continue, figure III.8. Cette composante

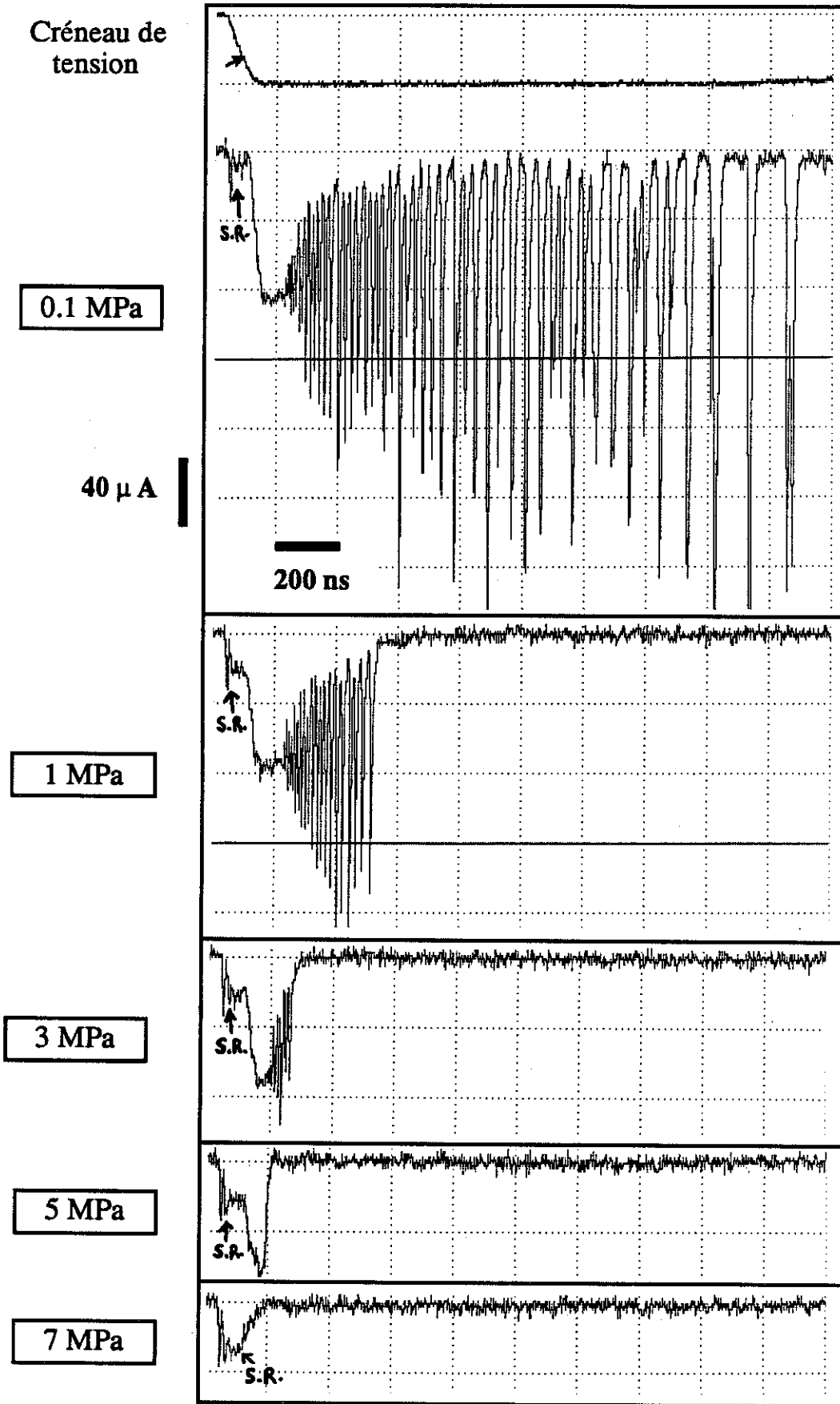


Figure III.5: Evolution du signal de courant enregistré durant le développement des streamers lents lorsque l'on augmente la pression hydrostatique. Cyclohexane, $r_o=1,2 \mu\text{m}$, $L=1,8 \text{ mm}$, $U_o=10 \text{ kV}$.

continue correspond au courant couramment observé en polarité positive durant la propagation des streamers filamenteux, § I.4.2.2.(b). La durée de l'impulsion ou de la composante continue est corrélée à la longueur de propagation des streamers. Près du seuil U_f , les streamers se propagent avec une vitesse de l'ordre de 1 km/s et s'arrêtent très rapidement, bien que la tension reste appliquée.

d) Cas des temps de descente de la tension longs.

La figure III.9 représente un streamer généré en appliquant un créneau de tension de temps de descente long (t_d environ 150 ns), ainsi que les signaux de courant et de photocourant qui lui sont associés. On observe très nettement sur la photographie et sur le courant, qu'un streamer lent s'est d'abord développé durant le temps de descente du créneau, et qu'un streamer rapide est ensuite apparu lorsque la tension a atteint son amplitude maximum.

Les signaux du photocourant sur les figures III.7.(b) et III.9 indiquent que l'apparition d'un streamer rapide est corrélée à une très forte augmentation de la quantité de lumière émise, par rapport à l'émission enregistrée durant le développement d'un streamer lent.

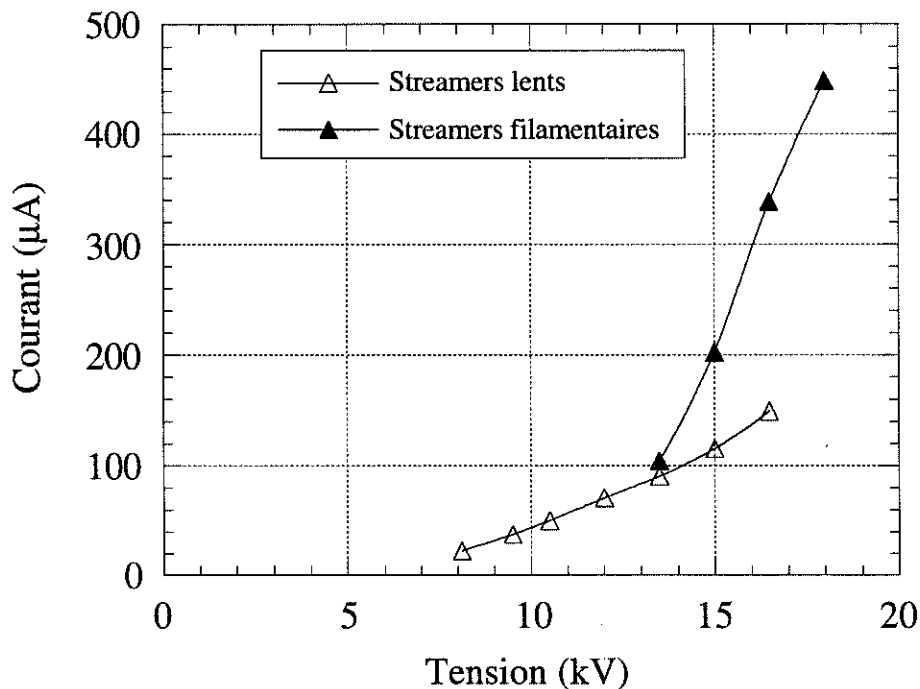


Figure III.6: Amplitude maximale du courant mesurée durant la phase A (points ajourés), et à l'apparition des streamers filamenteux (points noircis) en fonction de la tension appliquée. Cyclohexane, $r_o=3,2 \mu m$, $L=1,8 mm$, $D=20 mm$, $P=0,1 MPa$, $t_d \approx 10 ns$.

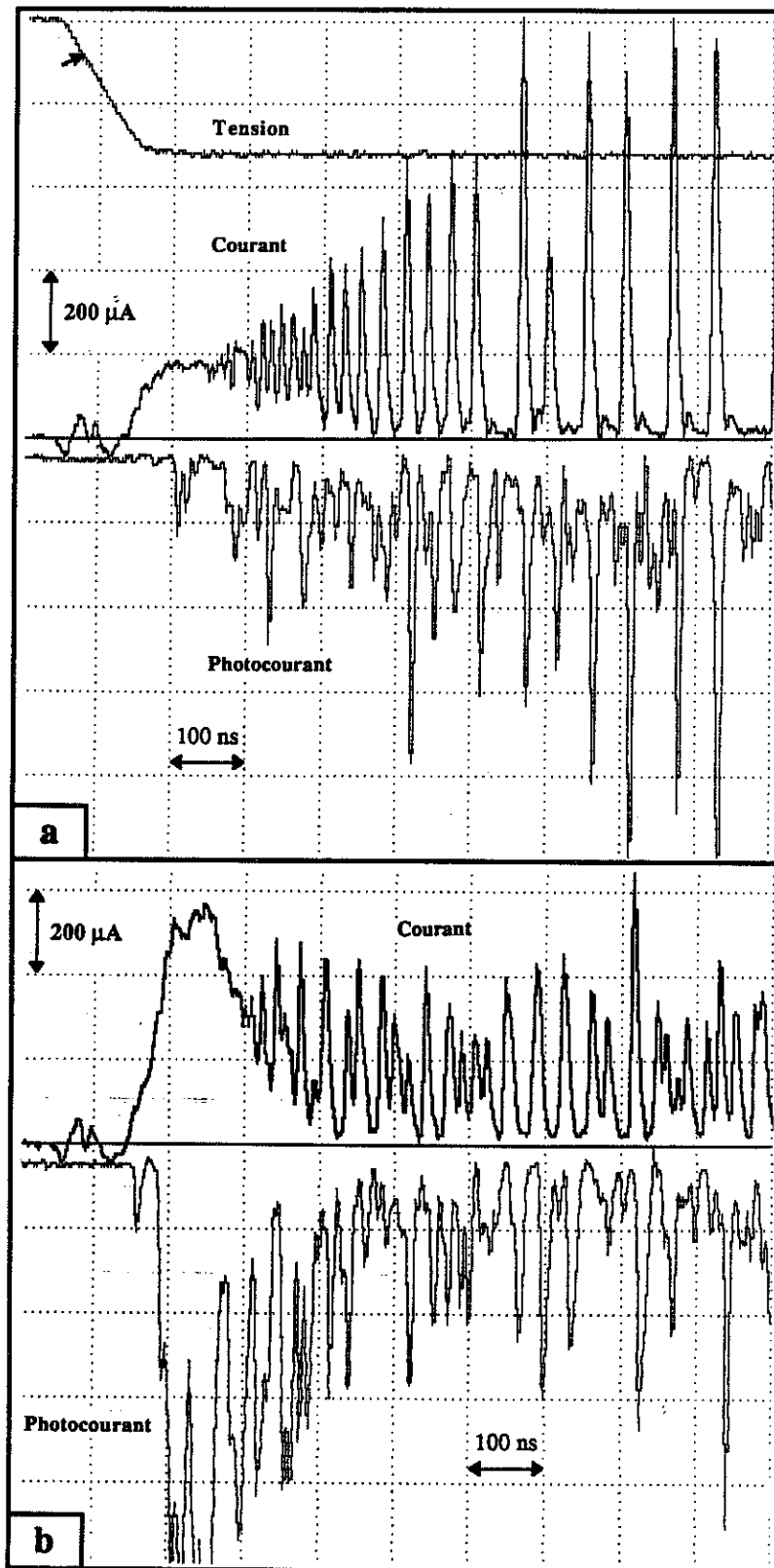


Figure III.7: Transition des streamers lents 'buissons' aux streamers rapides filamenteux sur les signaux de courant et de photocourant dans le cyclohexane: (a) génération d'un streamer lent, (b) génération d'un streamer rapide. Les conditions expérimentales sont les mêmes dans les cas (a) et (b), $r_o=1,1 \mu\text{m}$, $L=3 \text{ mm}$, $P=0,1 \text{ MPa}$, $U_o=16 \text{ kV}$, $t_d \approx 100 \text{ ns}$.

Electrode
pointe

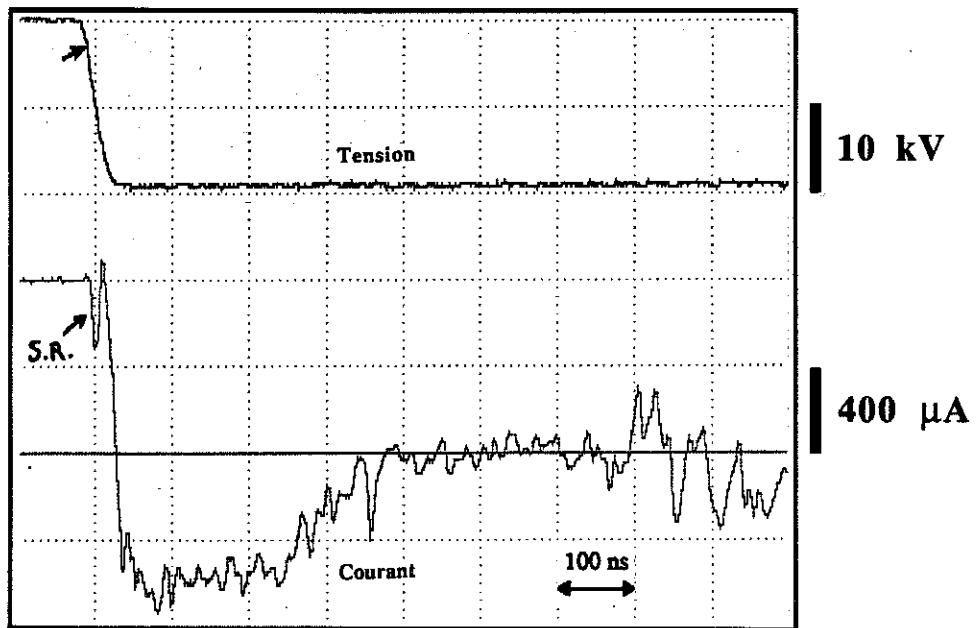
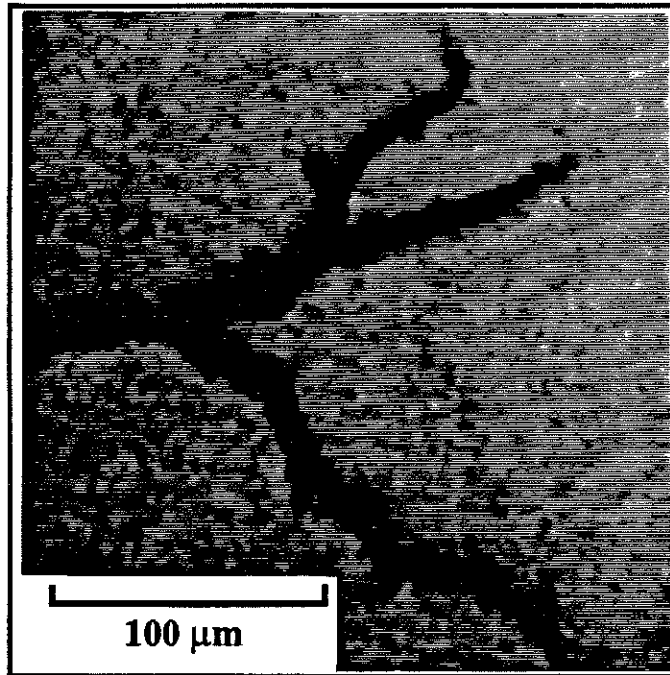


Figure III.8: Photographie par ombroscopie et signal de courant enregistrés pendant la propagation d'un streamer filamentaire, pour un temps de descente rapide du créneau de tension ($t_d \approx 30$ ns). Cyclohexane, $r_o = 1,2$ μm, $L = 1,8$ mm, $D = 20$ mm, $P = 0,1$ MPa.

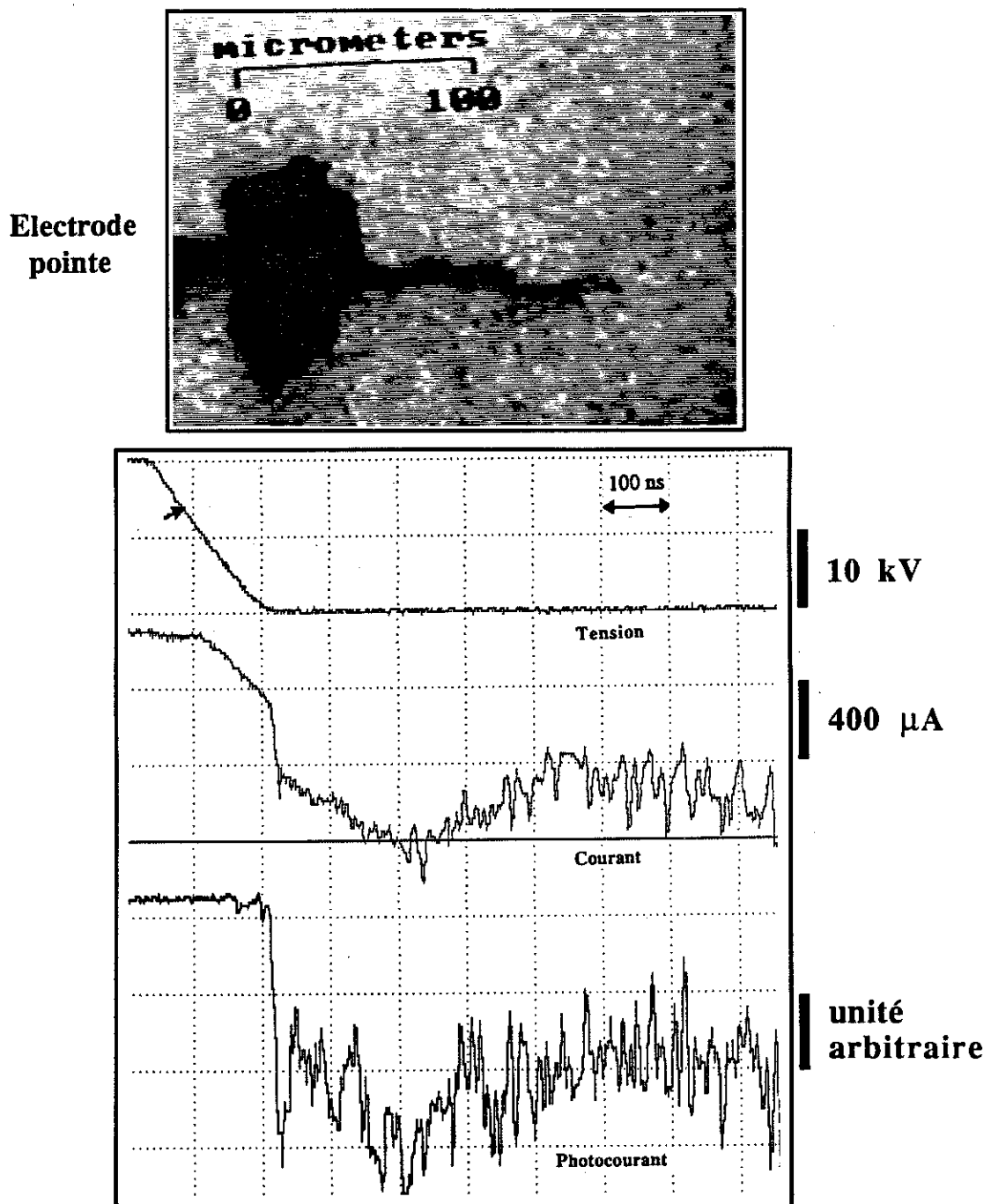


Figure III.9: Photographie par ombroscopie et signaux de courant et de photocourant enregistrés pendant la propagation d'un streamer filamentaire, pour un temps de descente long du créneau de tension ($t_d=150$ ns). Cyclohexane, $r_o=1,2$ μm , $L=1,8$ mm, $D=20$ mm, $P=0,1$ MPa.

III.3.1.3- Mesure des tensions de génération des streamers lents et des streamers rapides filamenteux.

a) Méthode utilisée pour détecter le seuil de génération.

En mesurant simultanément le courant (avec le système de mesure différentiel) et le photocourant nous avons vérifié que, dès le seuil de génération, la mesure d'un courant transitoire et l'enregistrement d'une émission de lumière sont toujours corrélés (§ III.3.1.2).

Le seuil de génération peut donc être mesuré indifféremment par la seule détection de l'émission de lumière ou du courant transitoire. La détection par la visualisation seule est à exclure pour les raisons que nous avons citées précédemment (§ III.2.1). La détection du seuil de génération par la mesure simultanée du courant et du photocourant, ou par la visualisation couplée à la mesure du courant, n'apporterait rien de plus pour sa détermination.

Pour étudier l'influence du rayon de courbure, de la distance inter-électrodes et du temps de descente sur le seuil de génération des streamers lents et rapides, nous avons utilisé la méthode de détection du seuil d'émission de lumière, qui est la plus simple à mettre en oeuvre.

Comme nous l'avons vu précédemment le signal du photocourant associé à la génération d'un streamer lent est tout à fait différenciable de celui associé à l'apparition d'un streamer rapide filamentaire. Ce signal nous permet par conséquent de détecter U_g et U_f .

b) Définition de la tension de génération.

Expérimentalement, on observe qu'il n'existe pas une valeur parfaitement définie de la tension de génération mais que les streamers, lents ou rapides, apparaissent avec une certaine probabilité qui dépend de la tension appliquée.

La figure III.10 illustre la méthode utilisée pour déterminer les tensions U_g et U_f pour des valeurs de r_0 et L fixées. La courbe (1) représente la probabilité d'apparition des streamers lents en fonction de la tension. Cette probabilité est obtenue en comptant le nombre de streamers lents générés sur une série de 20 essais, pour une tension donnée. La tension U_g est définie comme étant la tension nécessaire pour que la probabilité d'apparition soit égale à 50%.

La tension U_f est définie de manière similaire (courbe (2)) et représente la tension pour laquelle la probabilité d'apparition d'un streamer rapide filamentaire est égale à 50%.

c) Influence du temps de descente du créneau de tension.

La figure III.11 montre les variations de U_g et U_f pour différentes valeurs de r_0 lorsque le temps de descente du créneau de tension croît de 10 à 200 ns. La tension de

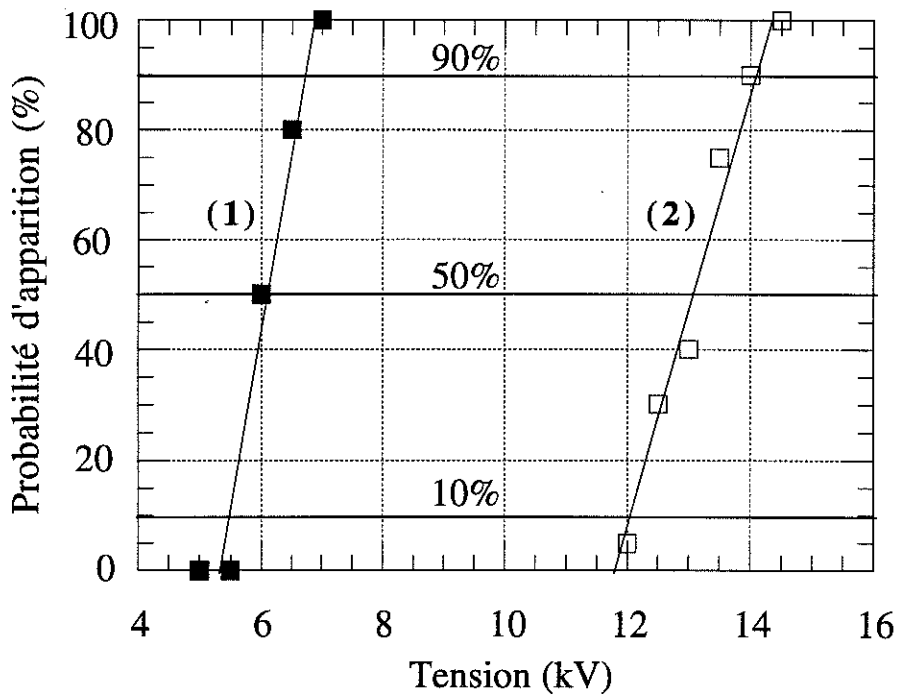


Figure III.10: Probabilité d'apparition des streamers lents (points noirs) et rapides (points ajourés) en fonction de l'amplitude du créneau de tension appliquée. Cyclohexane, $r_o=2 \mu\text{m}$, $L=2,5 \text{ mm}$, $D=45 \text{ mm}$, $t_d \approx 10 \text{ ns}$, $P=0,1 \text{ MPa}$.

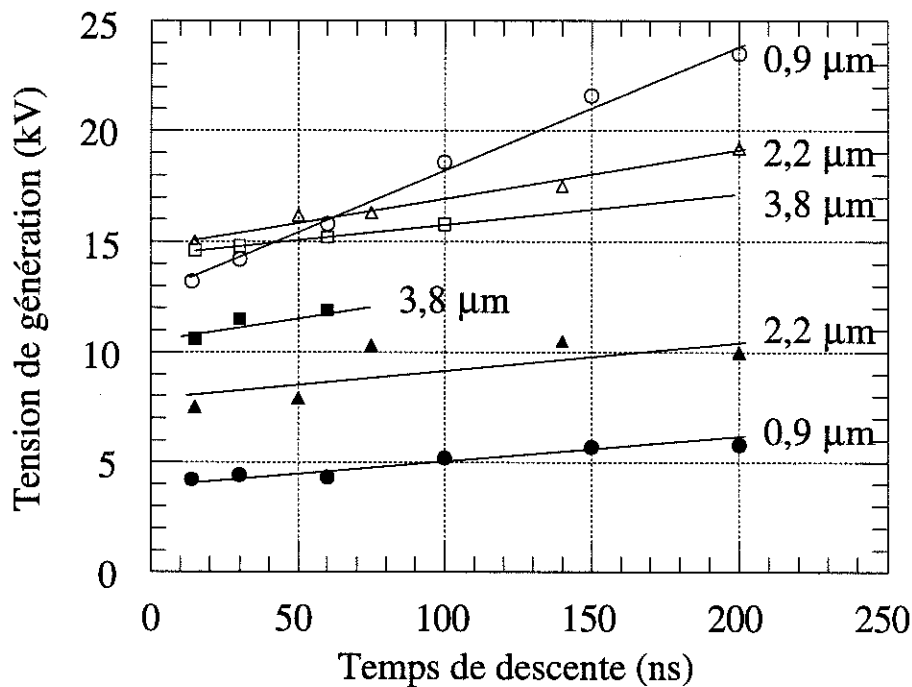


Figure III.11: Variation des tensions d'apparition des streamers lents (U_g , points noirs) et rapides filamenteux (U_f , points ajourés) en fonction du temps de descente du créneau de tension (t_d) pour trois valeurs différentes du rayon de courbure (r_o). Cyclohexane, $L=2,5 \text{ mm}$, $D=45 \text{ mm}$, $P=0,1 \text{ MPa}$.

génération U_g varie peu quelque soit la valeur de r_o (0,9 μm , 2,2 μm et 3,8 μm).

En revanche, on mesure une augmentation de la valeur de U_f . Celle-ci est d'autant plus marquée que la valeur de r_o est petite (pour $r_o=3,8 \mu\text{m}$ U_f est à peu près constante dans le cyclohexane).

d) Influence du rayon de courbure de la pointe.

Les figures III.12 et III.13 montrent les variations de U_g et de U_f en fonction du rayon de courbure de la pointe dans le cyclohexane et le pentane. On observe que U_g croît régulièrement avec r_o alors que la valeur de U_f reste constante jusqu'à une valeur du rayon que nous appellerons le 'rayon critique', r_c , correspondant à l'intersection des courbes $U_g(r_o)$ et $U_f(r_o)$.

Pour $r_o=r_c$, chacun des deux types de streamers (lents buissons et rapides filamenteux) apparaissent avec la même probabilité. Lorsque $r_o>r_c$, la probabilité d'apparition des streamers lents décroît rapidement à 0%, et l'on observe plus que des streamers filamenteux rapides.

Sur la figure III.14 nous avons reporté le comportement des courbes (1) et (2) de la figure III.10 lorsque r_o tend vers r_c .

Remarquons également que la valeur de U_f commence à croître doucement lorsque $r_o>r_c$ (figures III.12 et III.13) et que les courbes $U_g(r_o)$ et $U_f(r_o)$ sont en continuité.

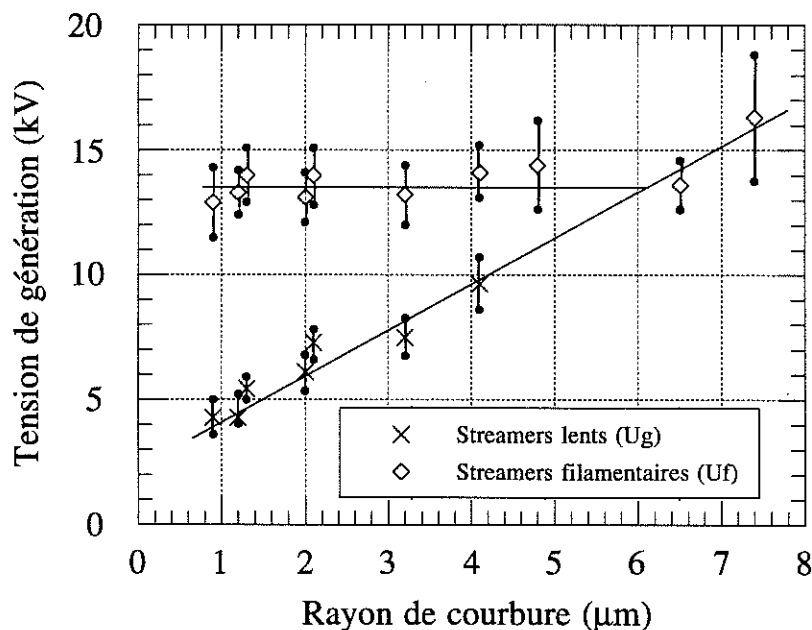


Figure III.12: Variation de U_g et de U_f en fonction du rayon de courbure de la pointe (r_o) dans le cyclohexane. Les points noircis correspondent aux tensions pour lesquelles la probabilité d'apparition est égale à 10 % et 90 %. Diamètre de l'électrode plane $D=45 \text{ mm}$, $L=2,5 \text{ mm}$, $t_d \leq 15 \text{ ns}$, $P=0,1 \text{ MPa}$.

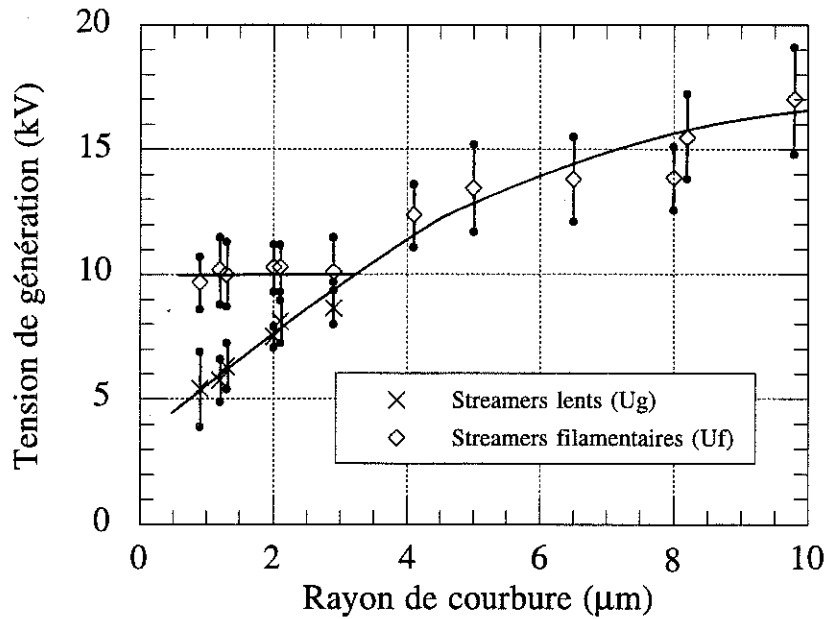


Figure III.13: Variation de U_g et de U_f en fonction du rayon de courbure de la pointe (r_o) dans le pentane. Les points noirs correspondent aux tensions pour lesquelles la probabilité d'apparition est égale à 10 % et 90 %. Diamètre de l'électrode plane $D=45$ mm, $L=2,5$ mm, $t_d \leq 15$ ns, $P=0,1$ MPa.

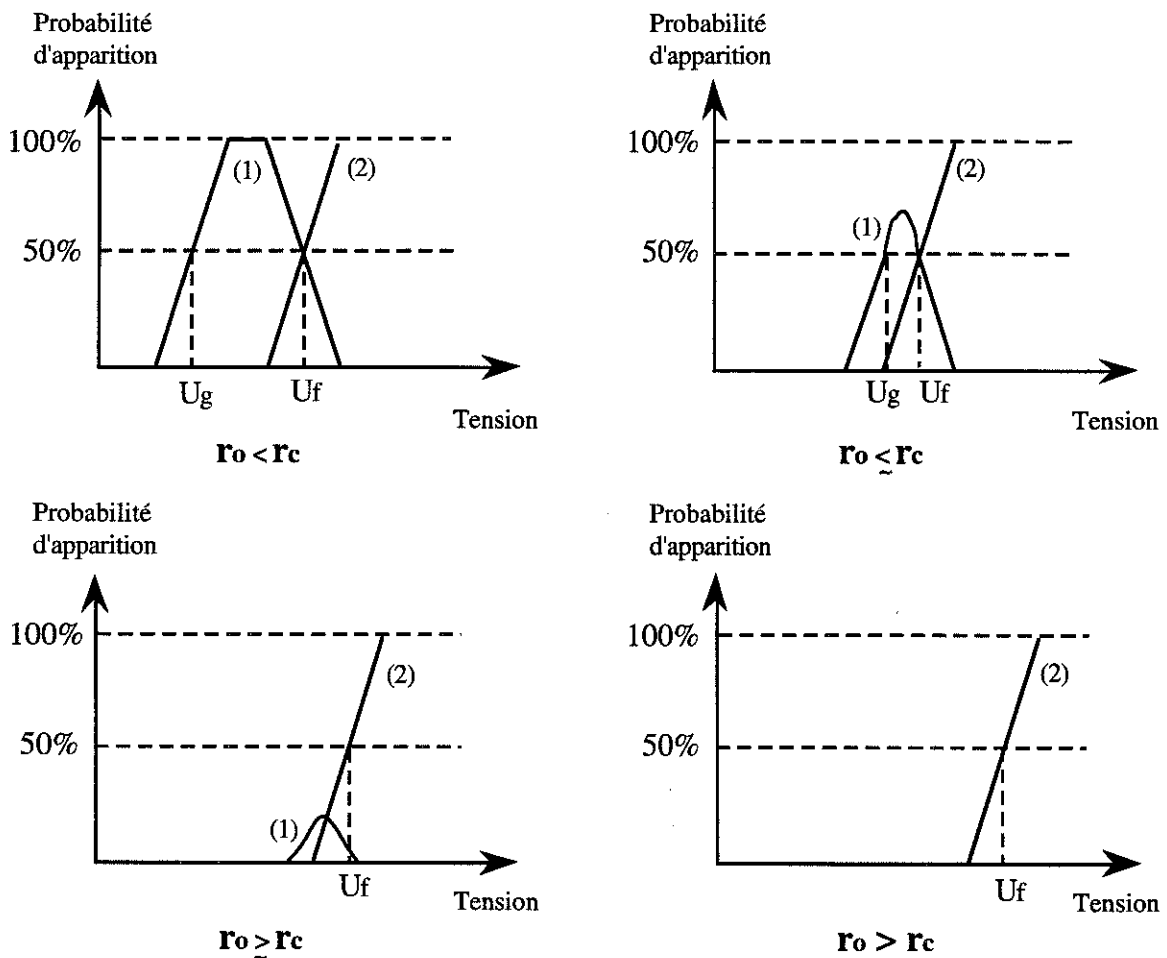


Figure III.14: Schématisation de la disparition des streamers 'buisson' lents (courbes (1)) au passage du rayon critique (r_c). La courbe (2) correspond à l'apparition des streamers rapides.

III.3.2- Discussion.

III.3.2.1- Caractérisation des phénomènes.

Les deux types de streamers positifs que nous observons (§ III.3.1.2) sont similaires à ceux partiellement décrits dans des études antérieures (§ I.4.2) réalisées dans des conditions expérimentales proches de celles dans lesquelles nous travaillons (pointes fines, petites distances inter-électrodes, hydrocarbures, tension faible). Par ailleurs ils sont observés quelque soit la forme de l'onde de tension appliquée [11,15,26-30].

Les courants transitoires mesurés sous tension continue et alternative sont, d'aspect, tout à fait semblables à ceux que nous mesurons. Les phases A et B sont visibles sur les signaux de courant mesurés sous tension continue par Denat et al. dans le cyclohexane [4,5], et par Marsden et al. et Kelley et al. dans le n-hexane [26,28]. Marsden et al. [26] observent également la transition sur le courant entre les deux types de streamers.

III.3.2.2- Influence de la charge d'espace - rôle du temps de descente.

Comme l'indique la figure III.9, pour des pointes de rayon de courbure inférieur à r_c et des créneaux de temps de descente long, un streamer lent peut être généré et se développer de manière significative durant le temps de descente, avant l'apparition d'un streamer filamentaire. Dans ce cas, la quantité de charges injectée devant la pointe, dans le streamer lent, est suffisante pour affaiblir le champ sur la pointe, entraînant ainsi une augmentation de la tension d'apparition des streamers filamenteux. L'accroissement de la tension U_f est effectivement observée sur la figure III.11. On remarque également que cet effet est plus marqué pour les petits rayons de courbure. Ceci est notamment dû au fait que la quantité de charge injectée durant le temps de descente est plus importante, étant donné que l'injection commence plus tôt, du fait de la plus petite valeur de U_g . Ce résultat montre la nécessité d'utiliser des créneaux de front de descente les plus rapides possibles pour une détermination correcte de U_f .

Le temps de descente du créneau a peu d'influence sur la tension de génération U_g dans l'intervalle étudié (10 à 200 ns). Ceci indique, que, si une injection de charge se produit dans le liquide pour des tensions inférieures à U_g , celle-ci n'est toutefois pas suffisante pour limiter le champ sur la pointe. La valeur du champ de génération sur la pointe (E_g) est donc bien celui que l'on calcule à l'aide de l'expression III.1.

III.3.2.3- Conditions d'apparition des streamers lents ou rapides.

L'influence de r_0 sur les valeurs de U_g et U_f (figure III.12 et III.13) nous permet de conclure sur les conditions d'apparition de l'un ou l'autre type de streamers.

Pour des valeurs de r_0 inférieures au rayon critique r_c , on observe que la tension de génération des streamers lents croît alors que celle des streamers filamenteux reste constante. Ceci met en évidence le fait que la génération des streamers lents dépend de la distribution du champ déterminée par la pointe. Outre la variation de U_g avec r_0 , cette conclusion est confirmée par la variation de U_g avec la distance inter-électrodes, figure III.15. Nous avons reporté sur cette figure les variations, en fonction de L , des tensions de génération mesurées, U_g , ainsi que celles de U_{gth} calculées avec l'expression III.1, dans l'hypothèse d'un champ de génération constant sur la pointe ($E_g=9,5$ MV/cm, calculé à partir de la valeur de U_g mesurée pour la plus petite distance L , pour laquelle le couplage est le meilleur).

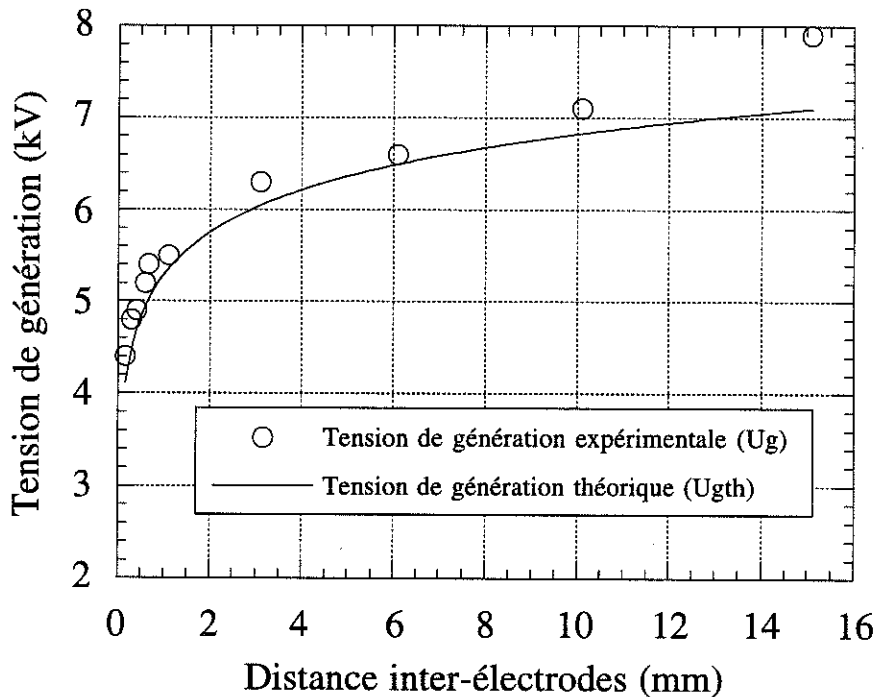


Figure III.15: Variation expérimentale (U_g) et théorique (U_{gth} , calculée pour $E_g=9,5$ MV/cm avec l'expression III.1) de la tension de génération, en fonction de la distance inter-électrodes (L) dans le cyclohexane. Diamètre de l'électrode plane $D=40$ cm, $r_0=1,4$ μ m, $t_d\approx 10$ ns.

Nous avons utilisé pour la mesure de U_g , la cellule n°2, qui assure un bon couplage électrostatique entre la pointe et le plan sur un large intervalle de distances inter-électrodes. On constate qu'il y a effectivement une bonne corrélation entre les valeurs mesurées et calculées. La séparation de U_g et U_{gth} pour $L > 10$ mm est dû à l'effet de couplage décrit au § III.3.1.1.

Sur les figures III.16 et III.17, nous avons reporté les valeurs de E_g (expression III.1), calculées à l'aide des valeurs de U_g mesurées, en fonction de r_o , dans le cyclohexane et le pentane. On observe que le champ de génération décroît doucement jusqu'à r_c et qu'il est légèrement plus élevé dans le pentane.

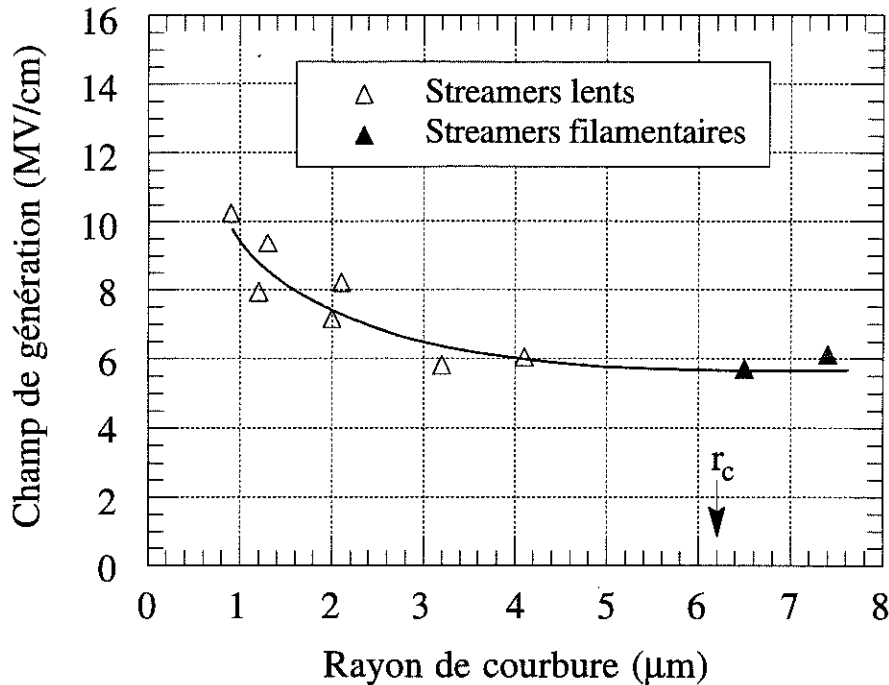


Figure III.16: Champ sur la pointe calculé à partir de l'expression I.2 avec les valeurs mesurées de U_g (pour $r_o < r_c$) et de U_f (pour $r_o > r_c$), en fonction du rayon de courbure de la pointe (r_o). Cyclohexane, $L=2,5 \text{ mm}$, $D=45 \text{ mm}$, $t_d \leq 15 \text{ ns}$.

Contrairement à U_g , la valeur de U_f reste constante pour $r_o < r_c$ ce qui indique que celle-ci n'est pas déterminée par la distribution de champ créée par la pointe. Ce résultat peut s'expliquer si l'on considère que les filaments sont relativement bons conducteurs et se comportent comme une extension de la pointe. Dans ce cas la valeur du champ à leur extrémité, qui détermine la propagation, est contrôlé par la tension appliquée, la forme et la charge des filaments, mais ne dépend pas de r_o . Par conséquent, si les conditions nécessaires à la création d'un filament sont remplies, sa propagation interviendra pour une tension appliquée constante quelque soit r_o (la distance inter-électrodes étant fixée).

Pour les valeurs de $r_o > r_c$ on n'observe plus de streamers lents et la tension d'apparition des streamers filamenteux U_f commence à croître doucement avec r_o . Sur les figures III.16 et III.17 nous avons reporté les valeurs du champ sur la pointe, calculées avec U_f mesurée lorsque $r_o > r_c$. On observe nettement que ces valeurs de champ sont en continuité avec les champs de génération des streamers lents calculés pour $r_o < r_c$.

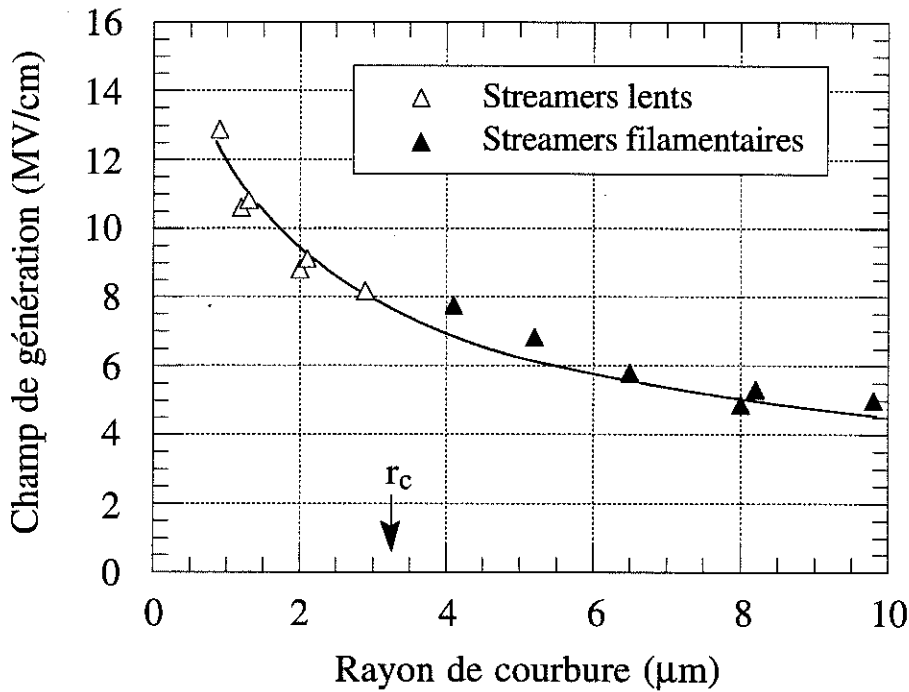


Figure III.17: Champ sur la pointe calculé à partir de l'expression I.2 avec les valeurs mesurées de U_g (pour $r_o < r_c$) et de U_f (pour $r_o > r_c$), en fonction du rayon de courbure de la pointe (r_o). Pentane, $L=2,5$ mm, $D=45$ mm, $t_d \leq 15$ ns.

Il est possible d'expliquer ces résultats en considérant que les deux types de streamers représentent deux développements possibles d'un même événement généré à la pointe:

Pour $r_o < r_c$, on génère, à partir d'un champ seuil E_g (dépendant peu de r_o), un 'embryon' de streamer constitué d'un volume chargé de taille microscopique (figure III.18). Si le champ agissant sur ce volume chargé dépasse un certain seuil E_f , c'est à dire, en pratique, si la tension appliquée est supérieure à U_f , cette charge va se

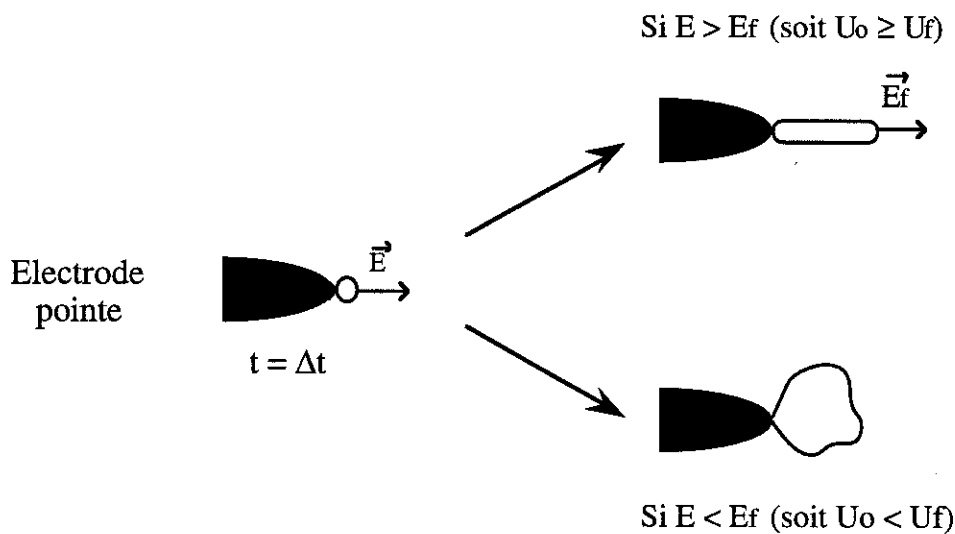


Figure III.18: Illustration de deux développements possibles d'un même événement pour expliquer l'existence de deux types de streamers positifs.

développer de manière instable sous forme d'un filament chargé qui se propage en recréant indéfiniment ce champ élevé à son extrémité. Si $U_o < U_f$, cette instabilité ne peut pas se produire et l'on observe le développement d'un streamer lent "en buisson". Dans cette hypothèse, la tension U_f représente la tension de seuil de propagation des streamers filamenteux. Le fait que U_f reflète l'existence d'un champ seuil de propagation E_f sera discuté au § III.3.2.5.

Pour $r_o > r_c$, la tension U_g nécessaire pour atteindre le champ de génération E_g est supérieure à la tension de propagation U_f , et l'on observe la propagation systématique de streamers filamenteux.

Nous pouvons donc résumer la signification des tensions seuils U_g et U_f de la manière suivante.

(i) Pour $r_o < r_c$, U_g représente la tension de génération des streamers positifs en fonction de r_o .

(ii) Pour $r_o < r_c$, U_f représente la tension seuil de propagation des streamers filamenteux.

(iii) Pour $r_o > r_c$, U_f représente la continuation de la courbe des tensions de génération des streamers positifs en fonction de r_o .

III.3.2.4- Champ de génération.

Les champs de génération que nous mesurons, 6 à 10 MV/cm (figure III.16 ou 17), sont proches de la valeur minimum, 5MV/cm, mesurée par Denat et al. dans le cyclohexane. Comme nous l'avons décrit dans le paragraphe I.4.1.1, ces auteurs rejettent la possibilité d'une injection de charges par un mécanisme d'ionisation de champ qui nécessite un champ plus élevé (15 MV/cm dans le cyclohexane), et suggèrent un mécanisme de multiplication électronique, similaire à celui observé en polarité négative.

Dans cette polarité, la succession des événements conduisant à l'apparition d'une phase gazeuse a été clairement établie (voir § I.3.1.1): dans un premier temps, une avalanche en phase liquide très brève (< 5 ns) porte le liquide dans un état supercritique, ce qui conduit systématiquement à l'apparition d'une phase gazeuse (pour $P_\infty < \text{pression critique}$). En polarité positive, les résultats obtenus ne permettent pas de proposer un tel schéma. Durant la phase initiale d'apparition du streamer (phase A), le passage du courant (100 μA) s'effectue de manière simultanée au développement de la perturbation optique près de la pointe. Lorsque l'on applique une forte pression (7 MPa dans les conditions de la figure III.5), la disparition du courant est corrélée à celle de la perturbation optique, ce qui montre que:

- il s'agit bien d'une phase gazeuse (de pression élevée);
- le passage du courant est lié à l'existence de cette phase gazeuse.

Par conséquent, nos résultats ne permettent pas de mettre en évidence un phénomène d'injection de charge en phase liquide (donc indépendant de la pression) qui permettrait d'expliquer l'apparition de la phase gazeuse initiale.

Si une telle injection de charges existe, le courant doit alors être inférieur au seuil de détection de notre système de mesure, $I \approx 5 \mu\text{A}$. Ce courant circulant pendant un temps de l'ordre du temps de descente de l'impulsion, $\tau \approx 10 \text{ ns}$, représenterait une énergie injectée de l'ordre de $W_i \approx q \cdot U_0 \approx I \cdot \tau \cdot U_0 = 0,25 \text{ nJ}$, avec $U_0 = 5 \text{ kV}$ la tension de génération. Sachant que pour $P_\infty = 0,1 \text{ MPa}$ il faut, dans le pentane, $\approx 28 \cdot 10^3 \text{ J}$ pour vaporiser une mole de liquide (annexe 1), l'énergie W_i injectée serait juste suffisante pour générer une bulle de vapeur (sphérique) de rayon $R \approx 3,8 \mu\text{m}$. Cette valeur représente une borne supérieure car nous surestimons largement W_i en supposant que $U_0 = 5 \text{ kV}$, alors que cette valeur n'est atteinte qu'à la fin du temps de descente. La valeur de R est donc très probablement inférieure ou de l'ordre du micromètre, qui est la limite de sensibilité du système de visualisation. Par conséquent dans le cas où une telle injection ($5 \mu\text{A}$ durant 10 ns) se produit, nous ne pourrions pas détecter de manière visuelle la bulle générée.

III.3.2.5- Interprétation qualitative des paramètres r_c et U_f .

En reprenant l'image du filament de streamer agissant comme une extension conductrice de la pointe (§ III.3.2.3), nous pouvons proposer une explication qualitative de la signification des paramètres r_c et U_f . Nous verrons dans le chapitre V que l'hypothèse de filaments bons conducteurs n'est pas erronée.

Nous considérons que les filaments doivent, pour se propager, reproduire à leur extrémité un champ dont la valeur minimum vaut E_f . La valeur de E_f est déterminée par la tension appliquée, la distance inter-électrodes, et r_f , le "rayon électrostatique équivalent" du filament. E_f et r_f étant fixés la tension de propagation U_f doit donc varier avec la distance inter-électrodes, ce qui est effectivement observé (figure III.19). Si les mécanismes mis en jeu dans le liquide lors de la génération et à l'extrémité des filaments sont de nature semblable (ils se manifestent dans les deux cas par la génération instantanée d'une phase gazeuse), nous pouvons formuler l'hypothèse que E_g et E_f sont d'un ordre de grandeur comparable. Si l'on pose $E_g = E_f$, ceci nous conduit à $r_f = r_c$ (en effet, pour $r_0 = r_c$, les tensions de génération U_g et de propagation U_f sont identiques). Ce résultat, bien que probablement inexact d'un point de vue quantitatif, suggère toutefois que le rayon critique r_c pourrait être relié à r_f . Sur la figure III.19, nous avons porté les valeurs théoriques de U_f calculées avec l'hypothèse de $E_f = E_g$ et $r_f = r_c$, soit $U_f = \frac{1}{2} E_g r_c \ln \frac{4L}{r_c}$.

L'accord remarquable observé avec les valeurs mesurées ne constitue toutefois

pas une validation formelle des hypothèses ci-dessus, étant donné que plusieurs couples de valeurs (E_f , r_f) donnent une variation $U_f(L)$ peu différente de celle obtenue pour le couple (E_g , r_c). Pour exemple, nous avons porté sur la figure III.19, les valeurs de U_f calculées pour les couples ($r_f=r_c/5$, $E_f(L=5\text{mm})=33,5\text{MV/cm}$) et ($r_f=5.r_c$, $E_f(L=5\text{mm})=2\text{MV/cm}$). Il est difficile de conclure sur les valeurs de r_f et E_f sur la seule base de l'influence de la distance, notamment si l'on considère que la géométrie d'un filament ne constitue pas rigoureusement une hyperboloïde, comme le suppose la formule (I.2) utilisée ici.

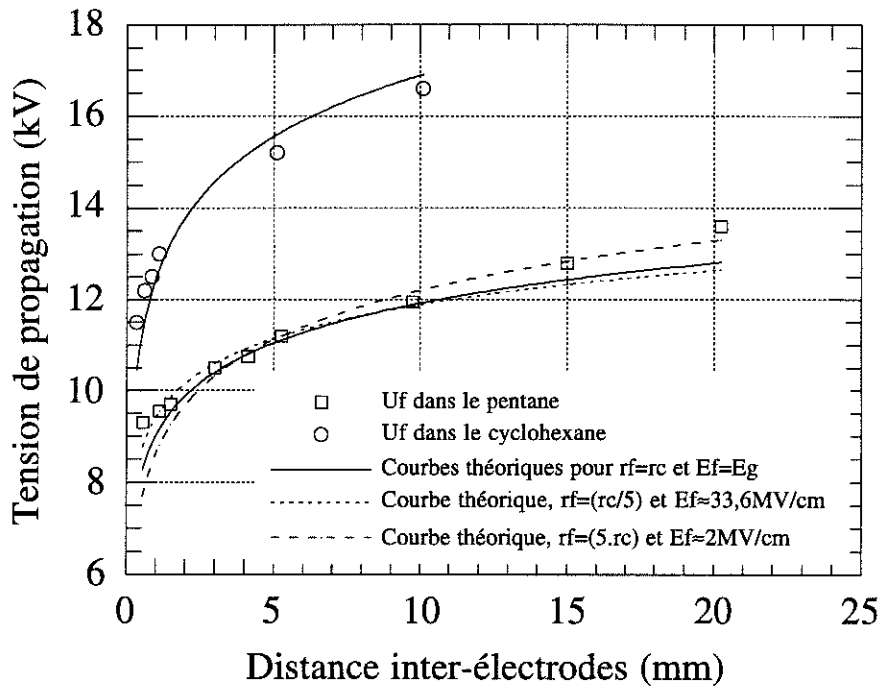


Figure III.19: Variation expérimentale (U_f , points ajourés) et théorique (courbes) de la tension de propagation en fonction de la distance inter-électrodes dans le cyclohexane et le pentane. La valeur du champ utilisée pour le calcul de la tension de propagation théorique est la valeur de E_g pour $r_o=r_c$ ($\approx 6,3$ MV/cm dans le cyclohexane et $\approx 7,8$ MV/cm dans le pentane). Diamètre de l'électrode plane $D=40$ cm, $r_o=1,6$ μm dans le cyclohexane et $r_o=2,6$ μm dans le pentane.

III.4- Influence de la nature du liquide sur la génération.

Comme nous venons de le décrire, la génération des streamers positifs lents et rapides dans un liquide donné peut être caractérisée par deux grandeurs:

(i) le champ de génération E_g (mesuré avec U_g pour $r_o < r_c$ et avec U_f pour $r_o > r_c$) qui ne dépend que de r_o ;

(ii) la tension de propagation U_f qui ne dépend que de L (mesurable uniquement si $r_o < r_c$).

Dans le but d'étudier l'influence de la nature du liquide sur la génération nous avons mesuré les valeurs de E_g et U_f dans une série de liquides (et mélanges) de propriétés physico-chimiques variées. Les liquides choisis (tous non polaires) sont: des alcanes (pentane, décane), des cycloalcanes (cyclohexane, cyclooctane), des liquides ou additifs ayant un faible potentiel d'ionisation (cyclopentène, pyrène), des liquides dans lesquels la mobilité électronique est élevée (2,2- et 2,3- diméthylbutane, isooctane), des liquides industriels (huile de transformateur, huile blanche) et un additif capteur d'électrons (tétrachlorure de carbone).

Les mesures ont toutes été effectuées dans les mêmes conditions expérimentales pour pouvoir comparer les différents liquides. Ces conditions expérimentales sont les suivantes:

- pointe de faible rayon de courbure ($r_o=1,2 \mu\text{m}$) pour pouvoir mesurer U_g et U_f ;
- temps de descente rapide du créneau de tension ($t_d \approx 10 \text{ ns}$) pour ne pas limiter le champ sur la pointe par la charge d'espace injectée;
- distance inter-électrodes $L=1,6 \text{ mm}$ et diamètre de l'électrode plane $D=20 \text{ mm}$, valeurs pour lesquelles le couplage électrostatique entre les électrodes est correct.

Nous avons détecté les seuils de génération (U_g) et de propagation (U_f) à l'aide du système de mesure différentiel du courant, ce qui nous a permis d'étudier l'aspect des courants transitoires dans les différents liquides.

III.4.1- Aspect des courants transitoires.

Dans le cyclohexane et le pentane, nous avons vu précédemment que le courant associé à la génération d'un streamer lent peut être décomposé en deux parties: les phases A et B. Dans le pentane, lorsque la tension est proche de U_g , le signal de courant se compose uniquement de la phase A (figure III.20.(a)). Une légère augmentation de la tension suffit pour voir apparaître la phase B sur le signal, dont l'aspect (figure III.20.(b)) est alors comparable à celui observé dans le cyclohexane.

A l'exemple du pentane et du cyclohexane, on retrouve, dans tous les liquides étudiés, les phases A et B, mais leur agencement, leur durée, et le nombre de pics composant la phase B, peuvent être différents suivant la nature du liquide ou l'amplitude de la tension. Pour tous les liquides, la transition des streamers lents aux streamers rapides filamenteux reste clairement identifiable (brusque augmentation de l'amplitude du courant et du photocourant). Il est possible de distinguer trois catégories de liquides suivant l'aspect des signaux de courant:

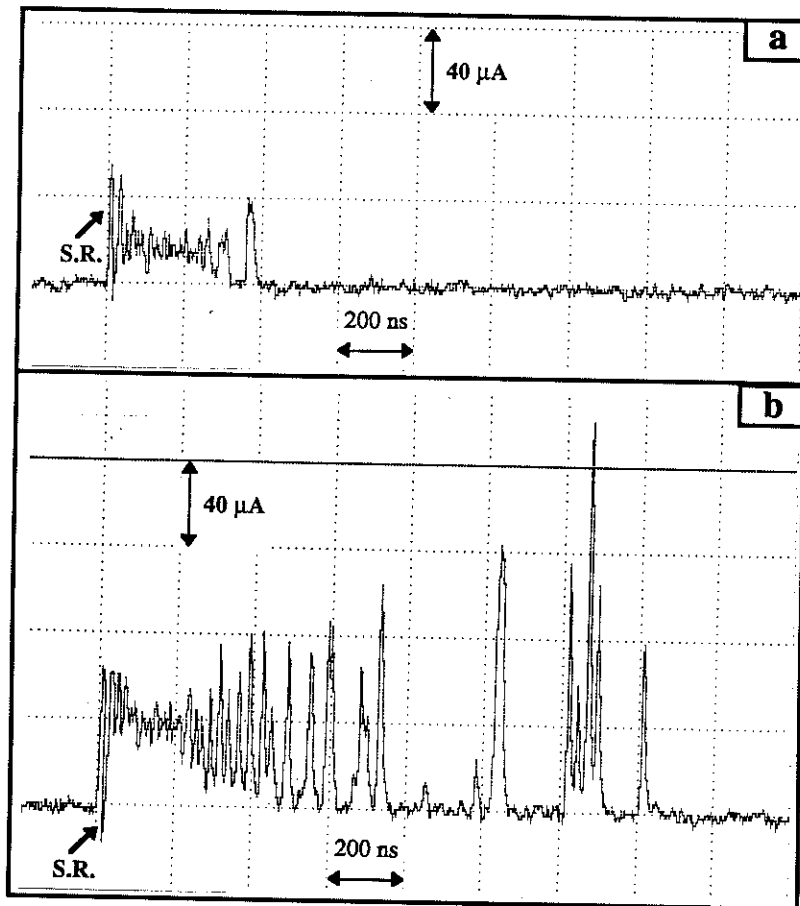


Figure III.20: Signaux de courant associés à l'apparition de streamers lents dans le pentane dans les mêmes conditions expérimentales ($L=1,6$ mm, $r_o=1,2$ μm): (a) phase A seule, $U_o=6$ kV (b) phases A et B, $U_o=8$ kV.

(i) Dans le cyclohexane et l'isooctane (2.2.4 - triméthylpentane) l'aspect des courants est très reproductible et tel que nous l'avons décrit au §.III.3.1.2. Lorsque l'on accroît la tension de U_g à U_f , l'amplitude et la durée des phases A et B augmentent, mais la forme du courant est inchangée.

(ii) Dans l'huile blanche et l'huile de transformateur, la durée et l'amplitude de la phase A sont inférieures à celles observées dans le cyclohexane et l'isooctane. La phase A est suivie par un petit nombre d'impulsions (< 5) de forte amplitude, figure III.21. Parfois, aucune impulsion n'est détectée, après la phase A. Ce comportement n'est pas modifié lorsque que l'on accroît la tension de U_g à U_f . On remarque également, concernant les streamers filamenteux, qu'aucune impulsion de courant n'est détectée après leur arrêt (figure III.22), contrairement à ce qui est observé dans tous les autres liquides (figure III.23).

(iii) Dans les autres liquides, (pentane, décane, cyclooctane, cyclopentène, 2.2. et 2.3. diméthylbutane), l'aspect du signal de courant est intermédiaire entre les deux

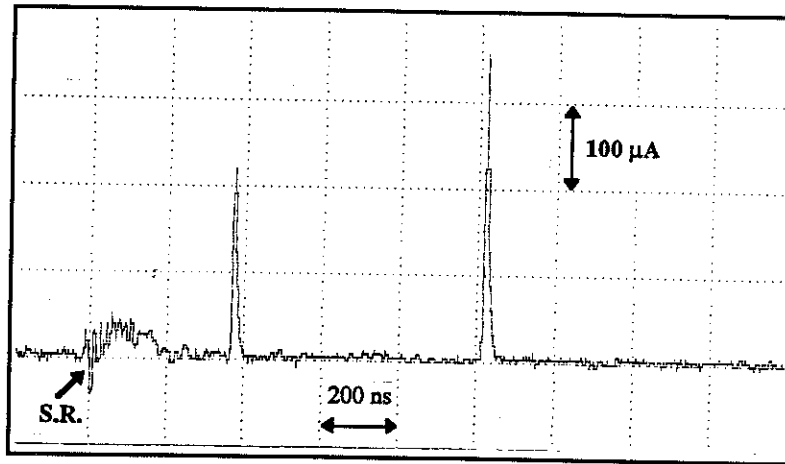


Figure III.21: Signal de courant associé à l'apparition d'un streamer lent dans l'huile de transformateur, $U_0=9$ kV, $r_0=1,2$ μm et $L=1,6$ mm.

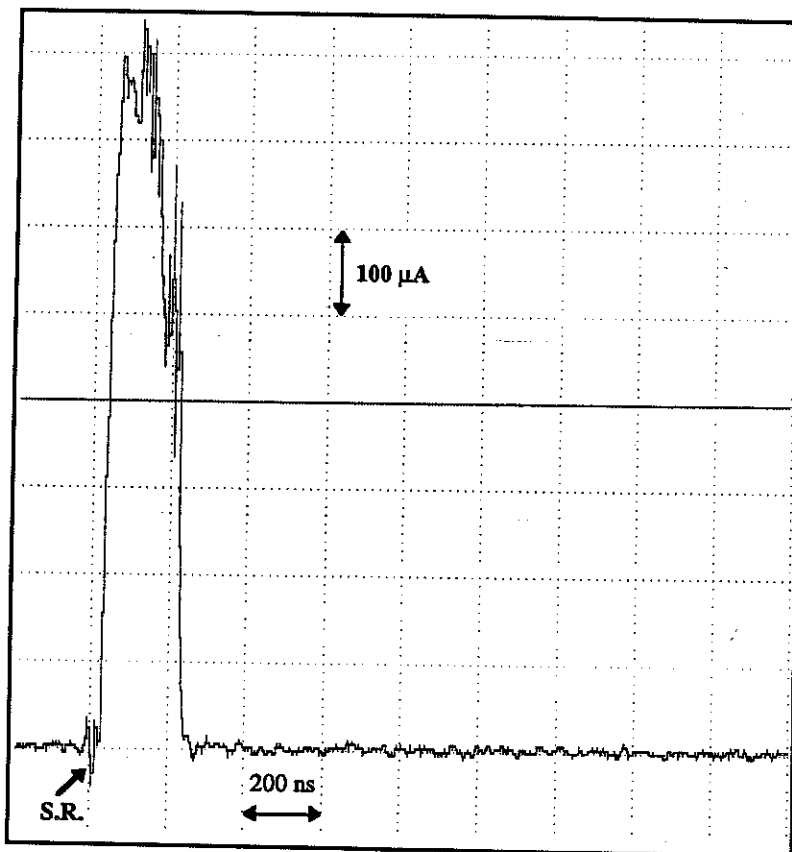


Figure III.22: Signal de courant associé à la propagation d'un streamer filamentaire dans l'huile de transformateur, $L=1,6$ mm, $r_0=1,2$ μm, $U_0=10$ kV.

catégories que nous venons de décrire. Pour des tensions élevées (proches de U_f), le courant est comparable à celui observé dans le cyclohexane. Pour des niveaux de tensions inférieurs, l'aspect du courant est très peu reproductible. D'un essai à l'autre, la forme du signal de courant peut être différente: soit une phase A dont la durée peut dépasser $1 \mu\text{s}$ (figure III.24), soit une combinaison de courants continus et d'impulsions (figure III.25).

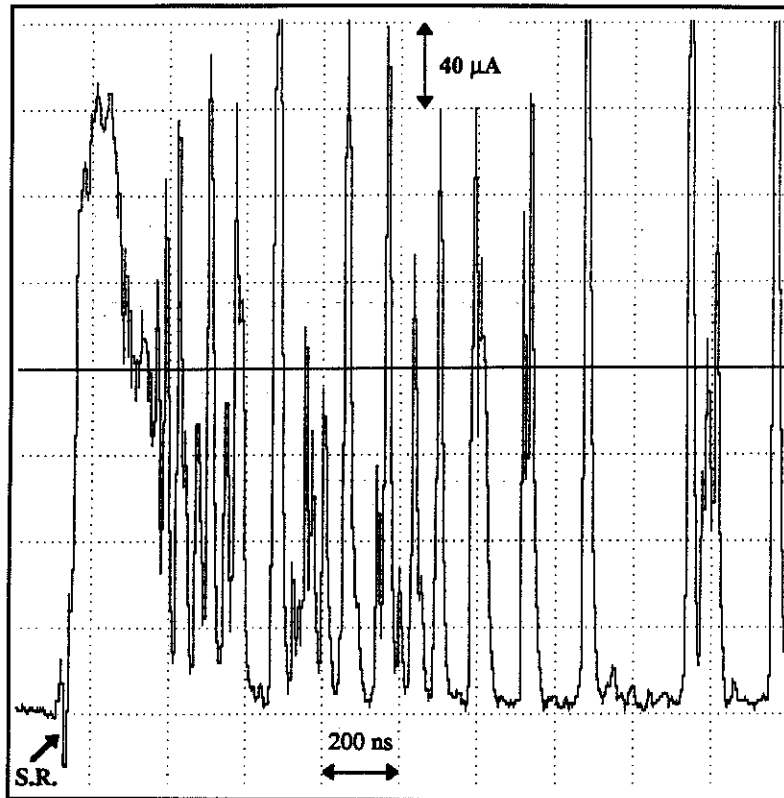


Figure III.23: Signal de courant associé à la propagation d'un streamer filamentaire dans le cyclopentène, $L=1,6 \text{ mm}$, $r_o=1,2 \mu\text{m}$, $U_o=14 \text{ kV}$.

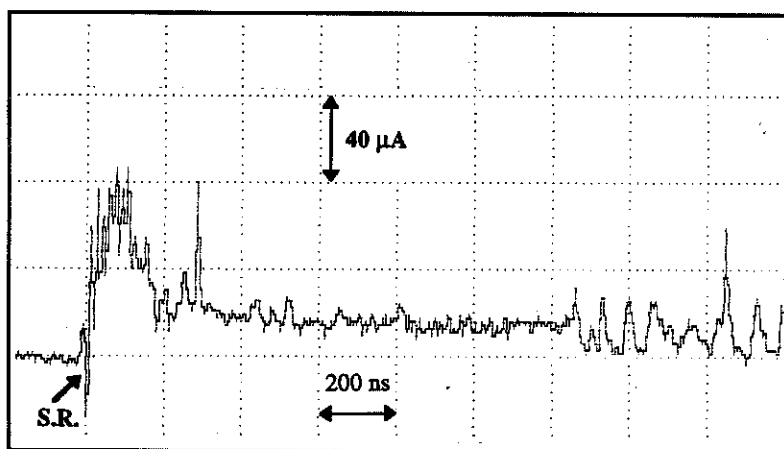


Figure III.24: Signal de courant associé à l'apparition d'un streamer lent dans le cyclooctane, $L=1,6 \text{ mm}$, $r_o=1,2 \mu\text{m}$, $U_o=9 \text{ kV}$.

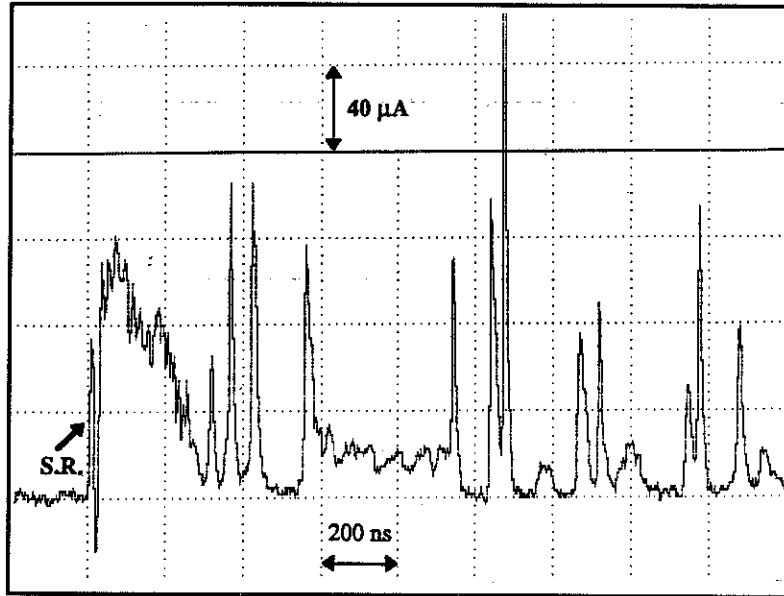


Figure III.25: Signal de courant associé à l'apparition d'un streamer lent dans le n-décane, $L=1,6$ mm, $r_o=1,2$ μ m, $U_o=11$ kV.

III.4.2- Mesure des tensions de génération.

Les valeurs de U_g et de U_f sont déterminées de la manière décrite dans le paragraphe III.3.1.3.(b). Nous avons reporté dans le tableau III.1 les valeurs de U_g et de U_f mesurées, ainsi que celles de E_g , calculées dans l'approximation hyperboloïdale (expression I.2). Sont reportées également les valeurs du potentiel d'ionisation des molécules du liquide (V_i) et la mobilité électronique (μ_l), lorsqu'elles sont connues.

III.4.3- Discussion.

Les valeurs de E_g reportées dans le tableau III.1 nous permettent de comparer les propriétés intrinsèques des différents liquides étudiés. En revanche, la valeur de U_f ne permet qu'une comparaison des propriétés macroscopiques des liquides. En effet, comme nous l'avons décrit dans le paragraphe III.3.1.4.(e), U_f reflète l'existence d'un champ de propagation, $E_f=\beta.U_f$ où β est un facteur de proportionnalité dépendant du "rayon électrostatique" r_f des filaments, qui, a priori, varie selon la nature du liquide. Seul E_f nous permettrait de comparer les propriétés microscopiques des liquides intervenant durant la propagation.

Plusieurs remarques peuvent être faites concernant les résultats présentés dans le tableau III.1.

(i) Concernant le champ de génération E_g :

Dans les liquides, sous champ très intense ($>1\text{MV/cm}$), les phénomènes de base (injection de charges, multiplication électronique, mobilités, etc) sont très mal connus et rendent difficile l'interprétation des valeurs de champs mesurées. Les observations suivantes concernant E_g restent, de ce fait, qualitatives.

Dans la plupart des liquides étudiés, le champ de génération est compris entre ≈ 10 et 11 MV/cm . Cependant, dans le cyclopentène, l'huile de transformateur et le cyclohexane des champs plus faibles sont mesurés. Le cyclopentène est le liquide étudié ayant le plus bas potentiel d'ionisation ($V_i=7,4\text{ eV}$) et l'huile de transformateur contient 17% de molécules aromatiques, facilement ionisables. La facilité d'ionisation des molécules par le champ semble, par conséquent, être un critère de diminution du champ de génération. Ceci pourrait expliquer la différence significative de la valeur de E_g dans l'huile de transformateur ($8,45\text{ MV/cm}$) et dans l'huile blanche ($10,15\text{ MV/cm}$), dont les compositions sont comparables hormis la présence de molécules aromatiques dans l'huile de transformateur.

En revanche, le cyclohexane, dont le champ de génération ($E_g=8,4\text{ MV/cm}$) est nettement inférieur à celui calculé dans les autres hydrocarbures saturés, semble constituer une exception. L'addition de molécules à bas potentiel d'ionisation (dissolution de pyrène solide) dans le cyclohexane n'a aucune influence sur E_g .

Notons que dans tous les liquides étudiés E_g est inférieur au champ minimum nécessaire pour observer un mécanisme d'ionisation de champ dans le cyclohexane (15 MV/cm , § I.4.1.1.(a)). Un mécanisme d'ionisation par chocs serait facilité par la présence de molécules ayant un bas potentiel d'ionisation.

(ii) Concernant la propagation des streamers filamenteux:

La classification des liquides suivant les valeurs de U_f est identique à celle des champs de claquage sous impulsion, en géométrie sphère/sphère, pour une faible distance inter-électrodes ($50\ \mu\text{m}$). Ceci indique que dans ces conditions, le claquage est déterminé par la propagation des streamers plutôt que par leur génération. Cette conclusion semble paradoxale étant donné les faibles valeurs des champs moyens lors du claquage (1 à 2 MV/cm), en comparaison des valeurs de champs de génération que nous calculons (6 à 11 MV/cm). Pourtant, les tensions de propagation déterminées à partir des champs de claquage sont comprises entre $6,6\text{ kV}$ et $9,6\text{ kV}$ ce qui est tout à fait comparable aux tensions de propagation que nous mesurons. Par conséquent, dans la mesure où l'on peut transposer la notion de tension minimum de propagation à la géométrie sphère/sphère, le claquage à faible distance pourrait être déterminé par la propagation des streamers.

Notons également que la valeur de U_f est plus faible pour les liquides dans

lesquels la mobilité des électrons (mesuré en champ faible, ≤ 1 MV/cm) est importante. Cependant, la seule valeur de U_f ne permet pas de déterminer le rôle que pourraient jouer les électrons dans les processus intervenant durant la propagation.

Liquides et mélanges	U_f kV	U_g kV	E_g MV/cm	Permittivité relative	V_i (294°K) eV	Champ de claquage MV/cm	Mobilité électronique (296°K) cm ² /V.s
2.2-Diméthylbutane	6.2	5.2	9.95	1.87	8.73±0.05	1.33	12
2.3-Diméthylbutane	7.3	5.7	10.9	1.89		1.38	1.1
2.2.4-Triméthylpentane (Isooctane)	7.4	5.6	10.7	1.94	8.30±0.05	1.40	7
Huile de transformateur (Nytro 10 G)	7.6	4.4	8.45	2.2			
Huile blanche (Marcol 52)	8.8	5.3	10.15	2.2			
Cyclooctane	9.2	5.3	10.15				0.17
n-Pentane	10.3	5.4	10.35	1.84	9.15 ± 0.1	1.44	0.15
Cyclopentene	10.3	3.4	6.5		7.40±0.05		1.3
n-Decane	11.3	4.9	9.4	1.99		1.92	0.038
Cyclohexane	14.5	4.4	8.4	2.02	8.75 ± 0.1		0.35
Cyclohexane + Pyrène (saturation à 20°C)	5.8	4.4	8.4				
Cyclohexane +10% Tétrachlorure de carbone	13.2	4.1	7.85				

Tableau III.1: Tensions d'apparition des streamers lents (U_g) et rapides (U_f), et champ de génération des streamers lents (E_g), dans différents liquides et mélanges. Conditions expérimentales: $r_o=1,2 \mu\text{m}$, $L=1,6 \text{ mm}$, $t_d=10 \text{ ns}$ et $D=20 \text{ mm}$. Les valeurs des potentiels d'ionisation et des mobilités électroniques proviennent de [61,62] et les champs de claquage de [63].

(iii) Concernant l'influence du pyrène et du tétrachlorure de carbone:

L'addition de molécules polyaromatiques (pyrène) dans le cyclohexane à une influence considérable sur la valeur mesurée de U_f , qui décroît de 14,5 kV à 5,8 kV. En revanche, l'addition d'une grande quantité d'un composé capteur d'électrons (le tétrachlorure de carbone) n'a aucun effet sur la valeur de U_f . Ce résultat suggère que l'ionisation des molécules est un mécanisme essentiel dans les processus liés à la propagation.

III.5- Conclusions.

Dans ce chapitre nous avons étudié l'influence des divers paramètres expérimentaux (rayon de courbure r_0 , distance inter-électrodes L , temps de descente du créneau de tension t_d , nature du liquide) sur la génération des streamers positifs. Les résultats obtenus se résument de la manière suivante:

(i) La génération des streamers lents 'buissons' et rapides filamenteux est caractérisée par deux paramètres:

- un champ de génération E_g qui ne dépend que de r_0 ;
- une tension de propagation U_f qui ne dépend que de L .

(ii) La génération des streamers lents est observée uniquement pour des valeurs du rayon de courbure r_0 inférieur à une valeur critique r_c .

(iii) E_g , U_f et r_c ne peuvent être déterminés que dans des conditions expérimentales spécifiques:

- temps de descente rapide du créneau de tension (≈ 10 ns);
- pointe calibrée de faible rayon de courbure (U_f ne peut être déterminé que si $r_0 < r_c$);
- le couplage électrostatique entre les électrodes doit être parfait.

(iv) La valeur constante de U_f pour $r_0 < r_c$ traduit l'existence d'un champ minimum de propagation déterminé par le 'rayon électrostatique' des filaments du streamer.

Ces résultats permettent de comprendre la diversité des observations réalisées en polarité positive dans les études antérieures, les conditions expérimentales très restrictives citées ci-dessus n'étant en général pas toutes réunies.

Concernant les mécanismes de génération, il n'est pas possible, avec les seuls résultats de notre étude, de préciser les mécanismes mis en jeu. Nous pouvons cependant tirer les conclusions suivantes:

(i) Quelque soit la pression appliquée (jusqu'à 10 MPa) on observe toujours une perturbation optique dans le liquide lorsque l'on détecte un courant transitoire.

(ii) La sensibilité de notre système de mesure de courant ($\approx 5 \mu\text{A}$) ne nous permet pas de mettre en évidence un mécanisme initial de génération en phase liquide, tous les phénomènes observés étant sensibles à la pression.

(iii) Le champ de génération est plus faible dans les liquides contenant des molécules à bas potentiel d'ionisation.

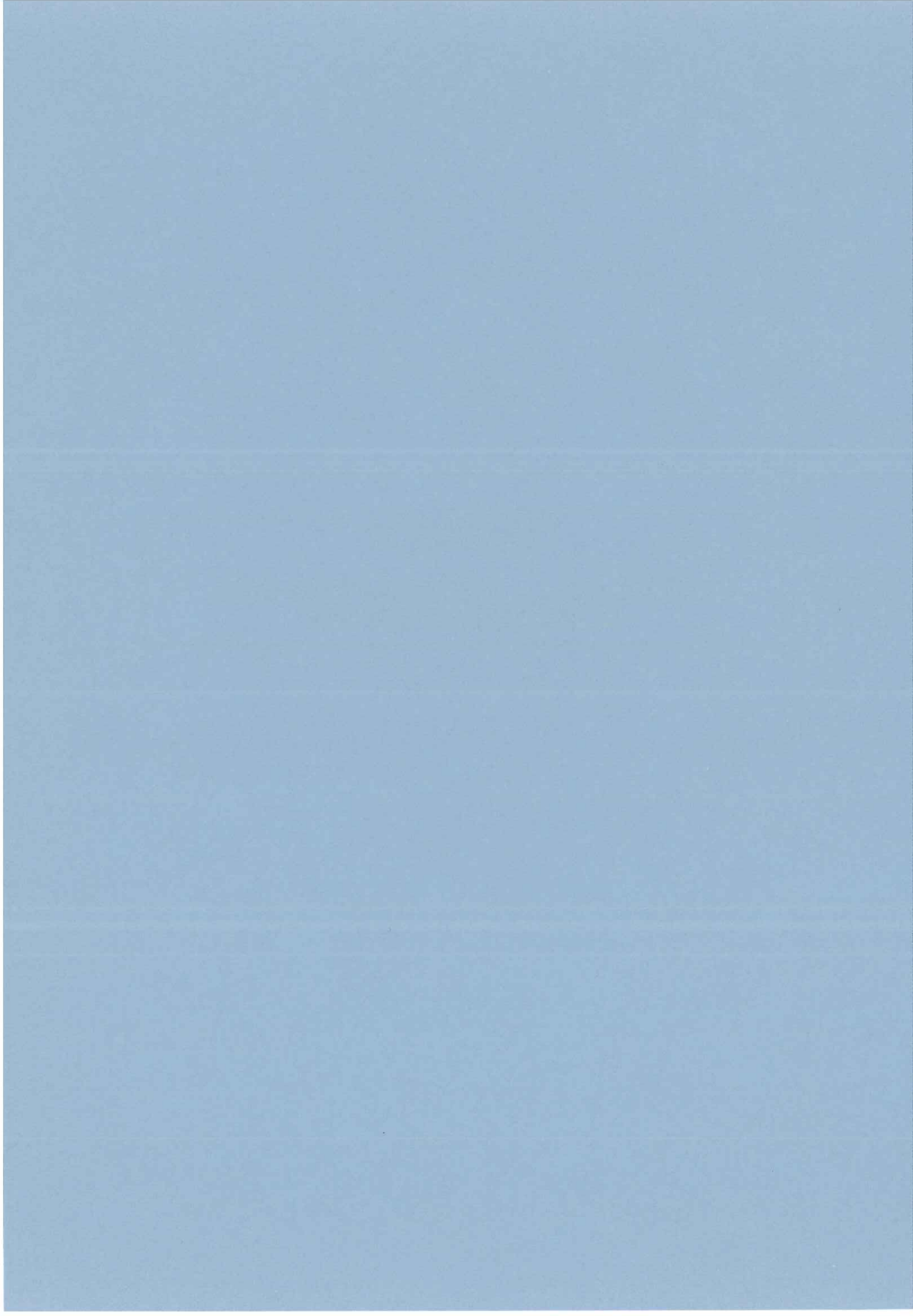
(iv) La présence de molécules polyaromatiques (bas potentiel d'ionisation) dans le liquide facilite la génération de streamers filamentaires rapides.

Malgré une nette amélioration de la sensibilité du système de détection des courants transitoires sous créneau de tension, les mécanismes fins de la génération restent encore inaccessibles. En particulier il serait intéressant de pouvoir séparer les instants correspondant au début du signal de courant et de la perturbation optique. Ceci permettrait de déterminer de manière sûre si la phase gazeuse résulte, comme en polarité négative, d'une injection en phase liquide et, si tel est le cas, quelle est l'ampleur de cette injection.

Cette étude nécessite d'améliorer encore la sensibilité du système de mesure du courant, et de coupler celui-ci à un dispositif électro-optique permettant de détecter l'instant auquel débute la génération de la phase gazeuse.

CHAPITRE IV

**ETUDE DE LA PROPAGATION DES
STREAMERS POSITIFS**



IV.1- Préambule.

Ce chapitre a pour objet l'étude de certains aspects de la propagation des streamers positifs filamenteux. Ce choix est motivé par le fait que ce type de streamers est, d'un point de vue pratique, responsable de la majorité des claquages dans les appareillages électriques.

Nous présenterons donc, en premier lieu, quelques résultats concernant la propagation des streamers buissons lents pour nous consacrer ensuite au seul cas des streamers filamenteux.

Après une description des caractères généraux de la propagation, nous présenterons une étude de la dynamique des filaments de streamers. Ce travail nous permettra de mettre en évidence de façon certaine la nature gazeuse des filaments ainsi que leur dynamique et d'expliquer l'arrêt des streamers à pression élevée.

IV.2- Résultats expérimentaux.

IV.2.1- Propagation des streamers lents.

Les streamers buissons lents ont un aspect et une vitesse similaires dans tous les liquides étudiés. Nous avons vu que la forme du signal de courant pouvait, près de la tension seuil de génération, être sensiblement différente selon la nature du liquide (§ III.3.2.1).

Dans ce paragraphe, nous décrirons brièvement différents aspects de la propagation des streamers lents dans le cyclohexane et le pentane.

IV.2.1.1- Développement et arrêt des streamers.

Lors de l'étude de la génération, nous avons observé que durant les premiers instants de leur développement, les streamers positifs sont de forme quasi-sphérique, leur contour devenant irrégulier après seulement une centaine de nanosecondes. Si la durée de propagation est suffisamment longue ($\approx 1 \mu\text{s}$), on peut observer la formation de quelques 'grosses' branches, figure IV.1.

Sur la figure IV.2, nous avons reporté les variations de la longueur des streamers, l_s , en fonction du temps pour différentes valeurs de la tension appliquée. La longueur l_s est mesurée depuis la pointe jusqu'à l'extrémité du streamer la plus proche

de l'électrode plane. On observe qu'après s'être propagé pendant une certaine durée (vitesse ≈ 100 à 200m/s), les streamers atteignent une longueur maximale qui dépend du niveau de tension. La pression hydrostatique réduit également de manière sensible l'extension maximale des streamers. Cette réduction est corrélée à celle du signal de courant de la phase B que nous avons décrit dans le paragraphe III.3.1.2.(a).

Quelques microsecondes après avoir atteint leur longueur maximale, les streamers se désagrègent pour former un nuage de bulles qui disparaissent rapidement dans le liquide. La désagrégation commence toujours à la pointe pour finir par l'extrémité du streamer.

IV.2.1.2- Courants transitoires associés à la propagation.

L'aspect du signal de courant enregistré durant la propagation des streamers lents dans le cyclohexane et le pentane a été présenté dans le chapitre précédent (§ III.3.1.2). Celui-ci peut-être décomposé en deux parties que nous avons appelé les phases A et B, cette dernière étant composée d'une série d'impulsions de fréquence et d'amplitude croissante, tout à fait semblable au signal détecté durant la propagation des streamers négatifs lents (§ I.3.2).

La durée du signal de courant est réduite lorsque l'on augmente la pression hydrostatique. Dans les conditions de la figure III.5 (p.89), la durée de la phase B décroît progressivement, puis devient nulle lorsque la pression dépasse 3 MPa. Ceci indique que la circulation du courant est liée à la production et au développement d'une phase gazeuse.

Comme il a été suggéré dans le cas des streamers négatifs [7], les impulsions de courant qui composent la phase B sont probablement dûes à des décharges partielles dans la phase gazeuse. Le rôle de la pression (§ III.3.1.2.(a)) montre que la transition de la phase A à la phase B correspond à une chute de la pression interne du streamer.

IV.2.1.3- Photocourants.

Les signaux de photocourant enregistrés durant la propagation des streamers lents indiquent que la lumière est émise de manière impulsionnelle. Les figures III.4 (p.87) et III.7 (p.91) montrent des exemples de ces signaux.

Dans un certain nombre de travaux antérieurs il est indiqué que les impulsions composant les signaux de courant et de photocourant sont parfaitement corrélées. Nous avons observé que pour des tensions proches du seuil de génération, les impulsions de courant et de photocourant ne sont pas toutes corrélées. Une meilleure corrélation est observée lorsque l'on augmente la tension.

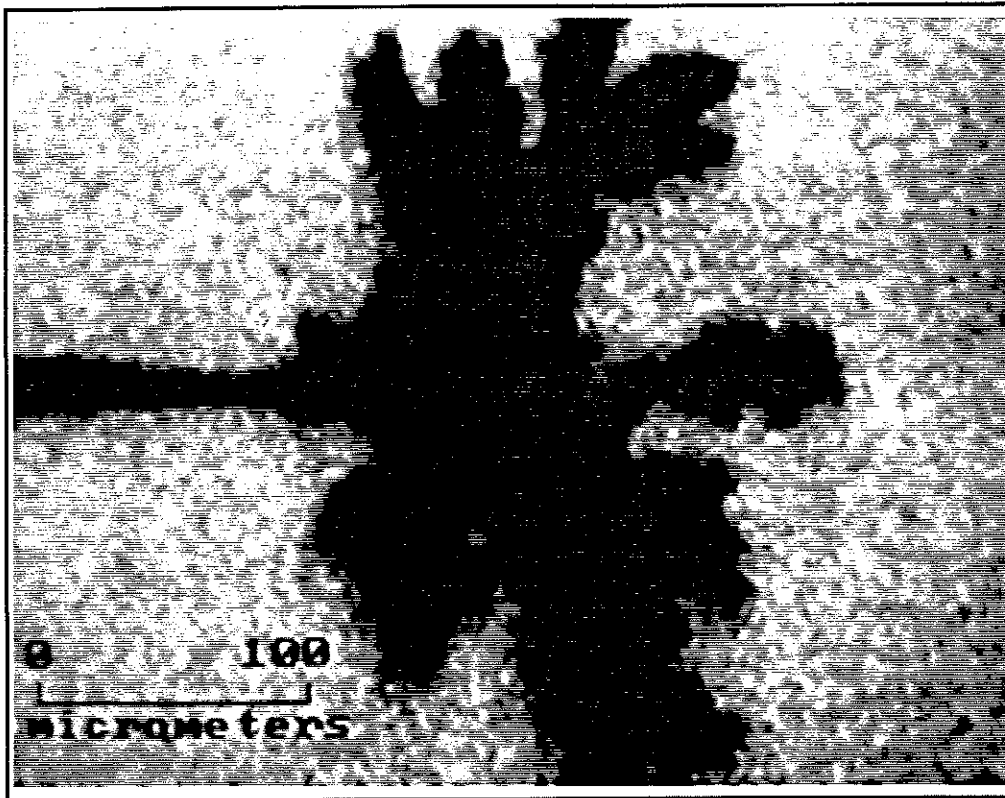


Figure IV.1: Streamer positif 'buisson' lent dans le cyclohexane. La photographie est réalisée 810 ns après l'application du créneau de tension. Temps d'exposition ≈ 5 ns, $L=1,8$ mm, $r_o=1,2$ μm , $U_o=12$ kV, $P=0,3$ MPa.

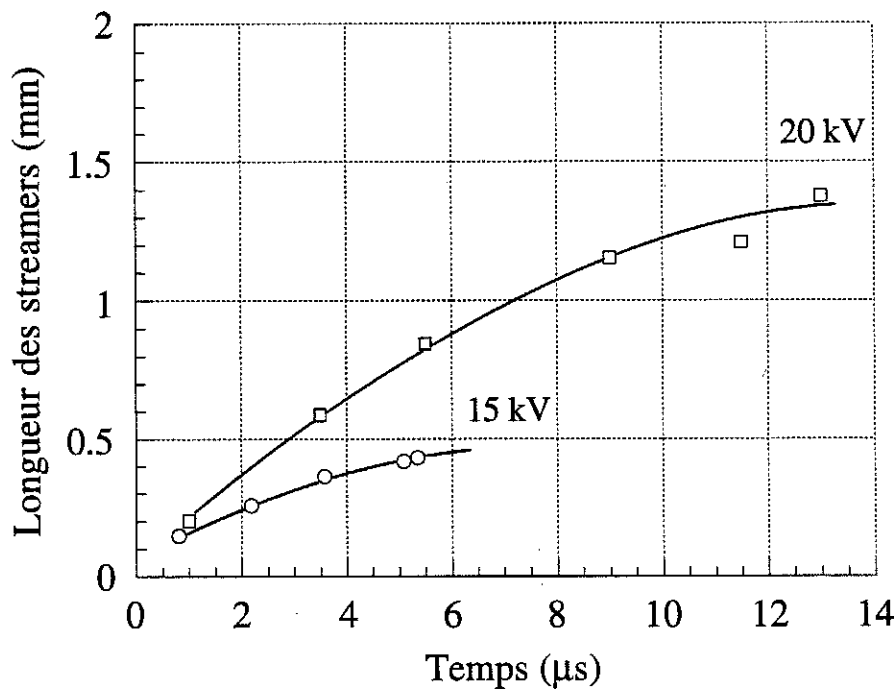


Figure IV.2: Variation de la longueur des streamers lents en fonction du temps pour différentes amplitudes du créneau de tension. Cyclohexane, $r_o=1$ μm , $L=4$ mm, $D=20$ mm, $P=0,1$ MPa.

IV.2.2- Propagation des streamers rapides filamentaires.

Les streamers de type filamentaire sont observés dans tous les liquides. Nous avons vu dans le chapitre III que leur génération n'est possible que pour des tensions supérieures à une tension seuil de propagation, U_f , qui ne dépend que de la distance inter-électrodes et du temps de descente (ou de montée) du créneau.

Selon la nature du liquide, les streamers sont composés d'un nombre plus ou moins important de filaments pouvant être plus ou moins ramifiés. Une caractéristique générale à tous les liquides est que le nombre de filaments croît avec la tension appliquée.

Nous présentons ici une description des streamers filamentaires sur la base de résultats obtenus dans le cyclohexane, le pentane et l'huile de transformateur.

IV.2.2.1- Développement et arrêt des streamers.

a) Elongation maximale en fonction du temps.

De manière similaire aux streamers positifs lents, les streamers filamentaires se propagent sur une certaine distance qui dépend de la tension et de la pression appliquée.

La figure IV.3 montre l'évolution de la longueur des streamers en fonction du temps pour différentes valeurs de la tension. On remarque sur ces courbes que la

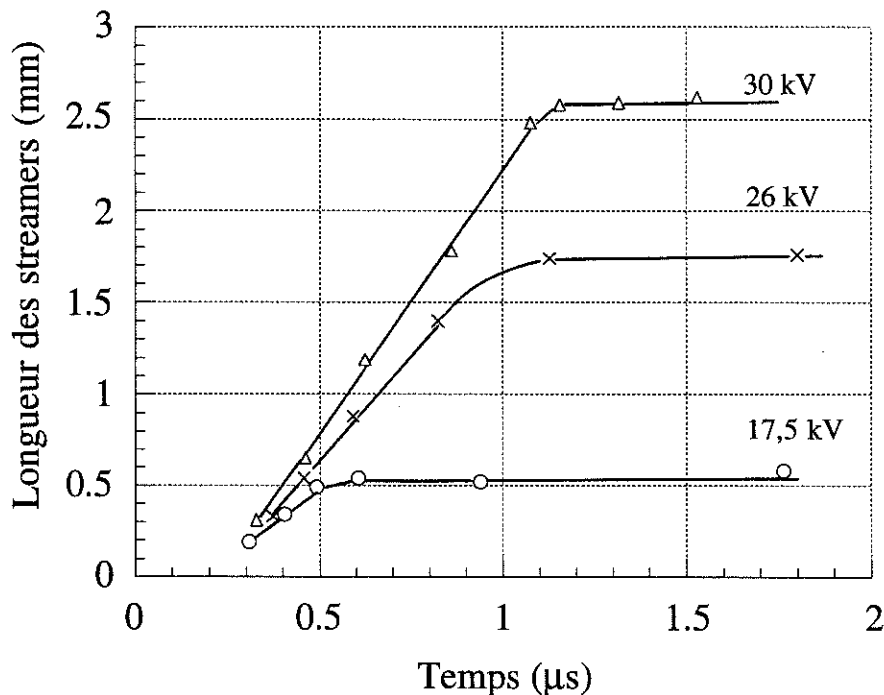


Figure IV.3: Longueur des streamers filamentaires en fonction du temps dans le cyclohexane, pour différentes valeurs de la tension appliquée. Diamètre de l'électrode plane $D=40$ mm, $L=4$ mm, $r_o=1,7$ µm.

longueur des streamers (l_s) croît linéairement avec le temps jusqu'à un palier caractérisant la longueur maximale de propagation. Nous noterons L_a cette longueur que nous appellerons la 'longueur d'arrêt'. L'existence du palier traduit le fait que les streamers ne disparaissent pas instantanément dans le liquide une fois qu'ils se sont arrêtés. Après l'arrêt du streamer le volume des filaments croît durant une période plus ou moins longue selon la nature du liquide (plusieurs microsecondes dans le cyclohexane et le pentane) puis ils se désagrègent à partir de la pointe vers l'extrémité des filaments.

Lorsque la tension appliquée est suffisamment élevée, les streamers traversent la totalité de l'espace inter-électrodes. La variation de l_s en fonction du temps reste linéaire.

b) Vitesse de propagation.

Contrairement à ce qui a été observé dans certains travaux (§ I.4.2.2.(a)) nous observons que la vitesse de propagation v_p reste constante tant que le streamer se propage.

En ce qui concerne l'effet de la tension sur la vitesse de propagation, nous observons deux cas de figure:

- dans le cyclohexane et le pentane, v_p croît sensiblement avec la tension, figure IV.4;

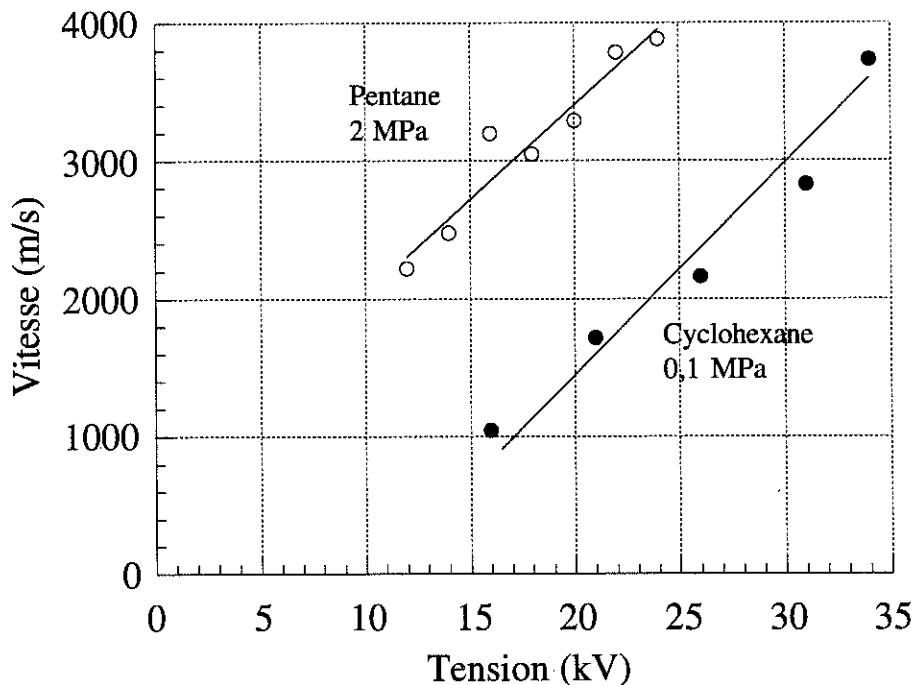


Figure IV.4: Vitesse des streamers filamenteux en fonction de la tension appliquée dans le cyclohexane et le pentane. Dans le cyclohexane $L=4$ mm et $r_o=1,8$ μ m et, $L=2,5$ mm et $r_o=1,7$ μ m dans le pentane.

- dans l'huile de transformateur la vitesse reste constante quelque soit la tension appliquée, ce qui se traduit par le fait que la variation de l_s en fonction du temps n'est

pas modifiée lorsque l'on accroît la tension, figure IV.5. Sur cette figure, nous n'avons pas reporté les paliers correspondant à l'arrêt des streamers (figure IV.3). Ils existent cependant mais leur durée est beaucoup plus faible que dans le pentane et le cyclohexane.

Dans le pentane, nous n'avons pas observé de variation importante de la vitesse en fonction de la pression hydrostatique. La vitesse décroît de $v_p \approx 3$ km/s à $v_p \approx 2,7$ km/s lorsque la pression croît de 0,1 MPa à 7 MPa.

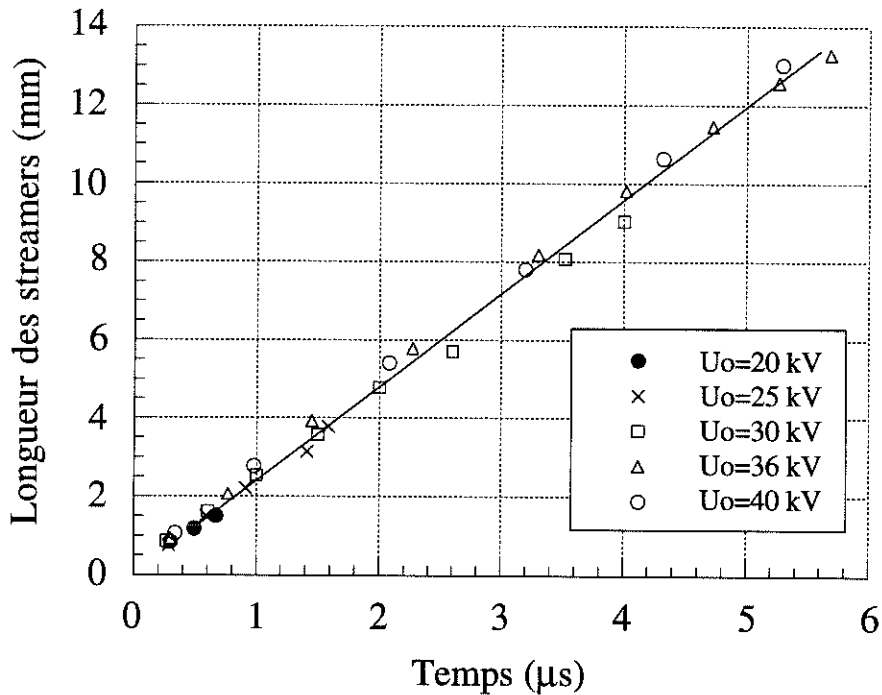


Figure IV.5: Longueur des streamers filamenteux en fonction du temps dans l'huile de transformateur (univolt 52), pour différentes valeurs de la tension appliquée. Diamètre de l'électrode plane $D=40$ mm, $L=15$ mm, $r_o=1,5$ μm, $P_\infty=0,1$ MPa.

c) Longueur d'arrêt.

La longueur d'arrêt (L_a) des streamers dépend sensiblement de la tension et de la pression hydrostatique. La figure IV.6 montre la variation de L_a en fonction de la tension appliquée (U_o) dans le cyclohexane et le pentane. Dans ces deux liquides, L_a varie linéairement avec U_o , comme cela a déjà été observé dans l'huile de transformateur (§ I.4.2.2.(h)). On remarque également qu'en extrapolant ces courbes à $L_a=0$, on retrouve les tensions de seuil de propagation U_f des streamers rapides mesurées dans le chapitre précédent (10,3 kV dans le pentane et 14,3 kV dans le cyclohexane).

Comme l'indique la figure IV.7, la pression a un effet considérable sur la longueur d'arrêt des streamers. On remarque en particulier que la décroissance de la pente des courbes $L_a=f(U_o)$ est rapide lorsque la pression croît de 0,1 MPa à 2 MPa puis est notablement ralentie pour des pressions supérieures. La figure IV.8 montre la

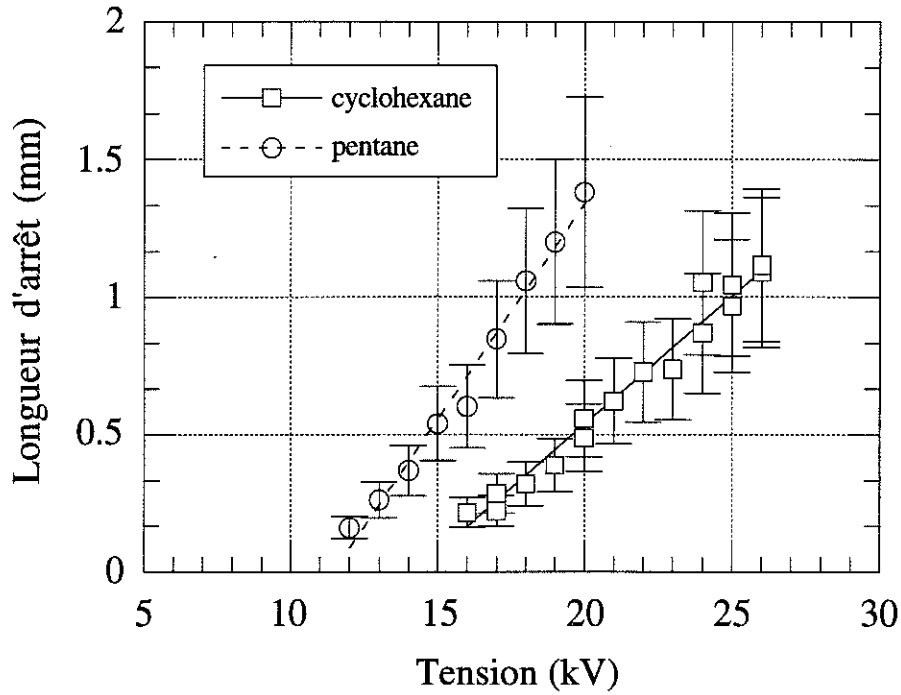


Figure IV.6: Longueur d'arrêt des streamers filamenteux dans le cyclohexane et le pentane en fonction de la tension appliquée. Diamètre de l'électrode plane $D=45$ mm, $L=2,5$ mm, $P_{\infty}=0,1$ MPa, $r_o=3$ μm dans le cyclohexane et $r_o=2,4$ μm dans le pentane.

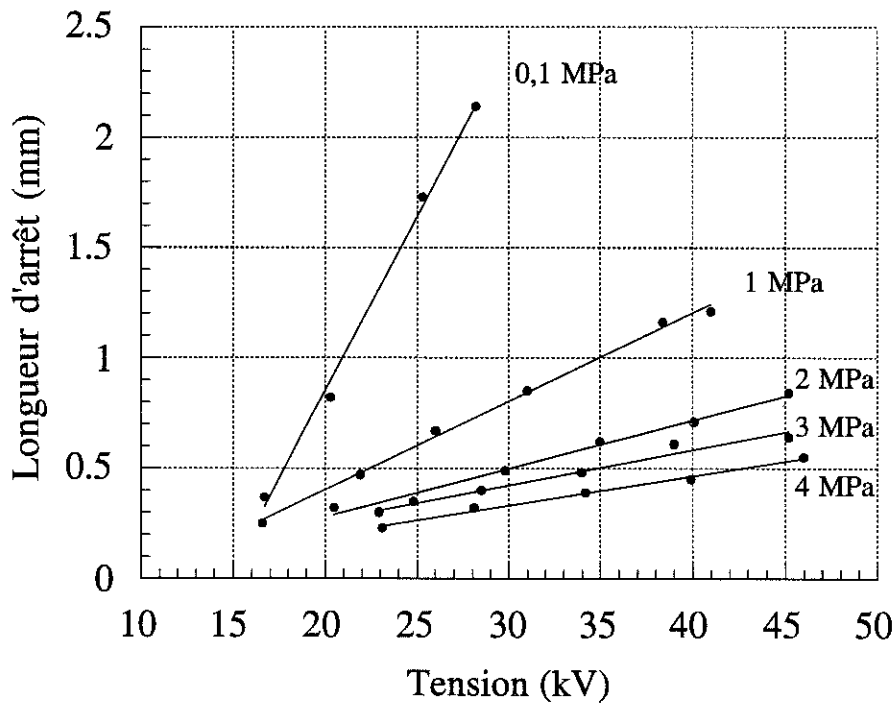


Figure IV.7: Longueur d'arrêt des streamers filamenteux dans le pentane en fonction de la tension pour différentes valeurs de la pression hydrostatique. Diamètre de l'électrode plane $D=20$ mm, $L=4$ mm, $r_o=1,7$ μm .

variation de L_a en fonction de la pression dans le cyclohexane et le pentane, pour une valeur fixée de la tension. La dispersion des longueurs d'arrêt L_a est de 25 à 30% (barres d'erreur). Cette erreur est du même ordre de grandeur quelque soit la tension appliquée. Dans la suite de notre exposé, lorsque nous parlerons de longueur d'arrêt, il s'agira toujours, pour les valeurs expérimentales, de valeurs moyennes sur 20 à 30 essais.

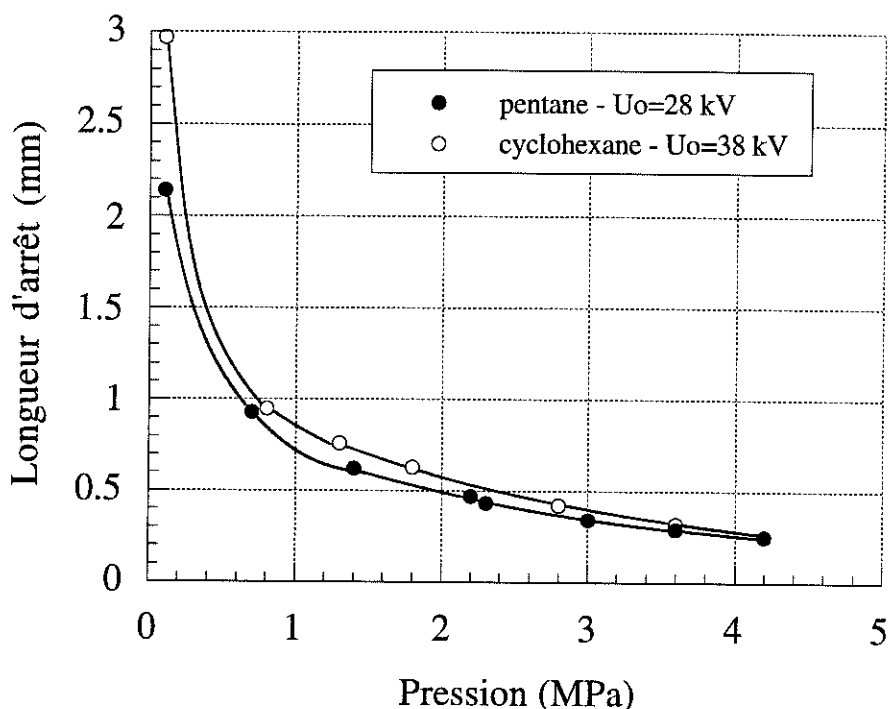


Figure IV.8: Longueur d'arrêt des streamers filamenteux en fonction de la pression dans le cyclohexane et le pentane. Diamètre de l'électrode plane $D=20$ mm, $L=4$ mm, $r_o=1,7$ μ m, $U_o=28$ kV dans le pentane et $U_o=38$ kV dans le cyclohexane.

IV.2.2.2- Emissions de lumière.

En règle générale, dans un liquide donné, la lumière émise au cours de la propagation d'un streamer filamenteux est beaucoup plus importante que celle émise durant la propagation d'un streamer lent. C'est cette propriété qui nous a permis dans le chapitre précédent de détecter le seuil de propagation.

Pendant toute la durée où le streamer se propage, le signal de photocourant est constitué d'une composante continue, figure IV.9. Dans le cyclohexane et le pentane, lorsque la propagation d'un streamer est terminée et que la tension reste appliquée, le volume des filaments augmente (durant le palier décrit sur la figure IV.3) et l'on observe à pression atmosphérique des impulsions sur le signal du photocourant (figure IV.9). Ces impulsions sont semblables à celles observées lors de la propagation des streamers lents (figure III.7, p.91).

Dans l'huile de transformateur, ces impulsions ne sont pas observées pour des

tensions faibles (proches du seuil de propagation). Lorsque l'on accroît la tension on détecte quelques impulsions de lumière en fin de propagation, mais en nombre très inférieur en comparaison de ce qui est observé dans le pentane et le cyclohexane pour les mêmes conditions expérimentales.

Notons également que la quantité de lumière émise croît avec la tension appliquée, simultanément au courant transitoire moyen.

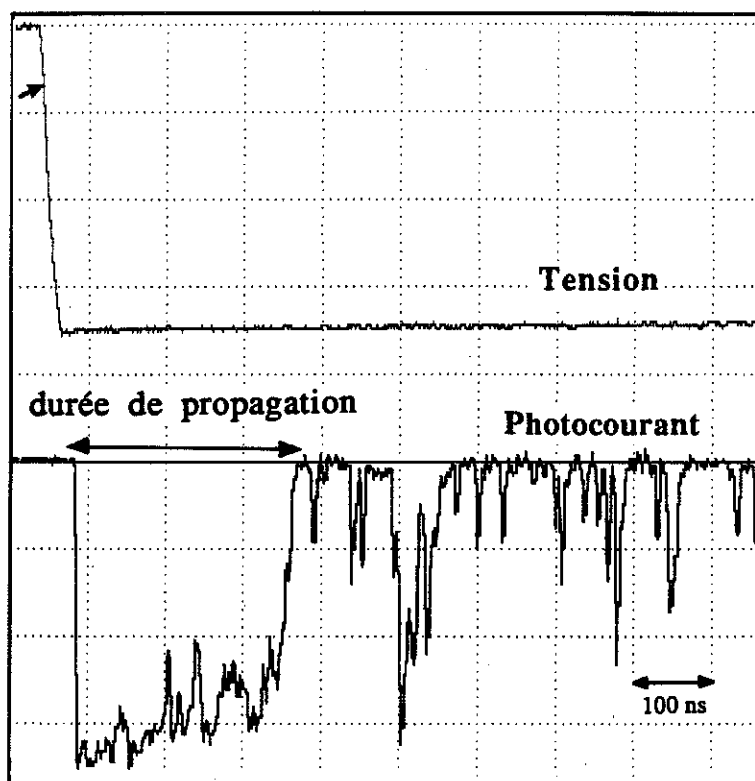


Figure IV.9: Signal de photocourant associé à la propagation d'un streamer filamenteux dans le pentane. L'arrêt du streamer coïncide avec le début des impulsions de lumière. Diamètre de l'électrode plane $D=20$ mm, $L=2,5$ mm, $r_o=1,4$ μ m, $U_o=17,5$ kV.

IV.2.2.3- Courants transitoires.

De manière similaire au photocourant, dans les liquides étudiés et pour les niveaux de tension appliqués, le signal du courant est constitué d'une composante continue tant que le streamer se propage. Les impulsions observées sur le photocourant après l'arrêt des streamers (la tension restant appliquée) sont également observées sur le signal de courant avec les mêmes caractéristiques.

a) Cas des streamers uni-filamentaires.

Dans les liquides étudiés, pour des tensions peu élevées il est possible d'observer la propagation de streamers formés d'un seul filament comportant peu de

ramifications (petites branches latérales de longueur très inférieure à la longueur du filament). La figure IV.10 montre l'aspect caractéristique du signal de courant enregistré au cours de la propagation d'un tel streamer (streamer uni-filamentaire). On remarque que l'amplitude du courant reste quasi-constante et il est possible de mesurer une valeur moyenne du courant circulant dans le streamer lorsqu'il se propage. Dans tout les liquides étudiés, cette valeur est de l'ordre du milliampère. Sur la figure IV.10, la durée du signal de courant est limitée par le temps d'application de la tension.

Dans le chapitre suivant nous présenterons un modèle simple permettant de prévoir l'amplitude du courant en fonction de la tension appliquée, de la vitesse de propagation des streamers (uni-filamentaires) et de la permittivité du liquide.

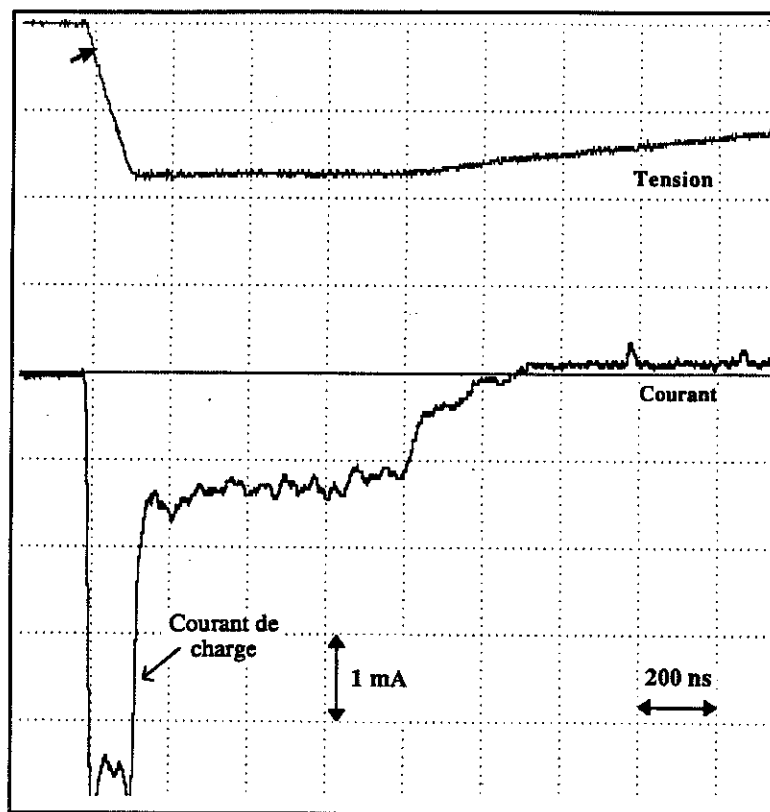


Figure IV.10: Courant transitoire associé à la propagation d'un streamer unifilamentaire dans le cyclohexane. Distance inter-électrodes $L=4,7$ mm, $r_o=1$ μ m, $U_o=36$ kV.

b) Cas des streamers composés de plusieurs filaments.

D'après la forme du signal de courant mesuré lors de la propagation des streamers uni-filamentaires, on peu s'attendre, dans le cas de streamers composés de plusieurs filaments, à ce que le courant soit constitué de la superposition des courants continus associés à la propagation de chacun des filaments.

Les signaux de courant enregistrés durant la propagation des streamers comportant plusieurs filaments indiquent en effet que cette proposition est juste. La figure IV.11 montre l'aspect d'un signal de courant enregistré durant la propagation d'un streamer composé de trois filaments, générés simultanément, et s'arrêtant à des instants différents. La grande impulsion initiale correspond au courant de charge de la cellule. Il est clair que ce signal peut être décomposé en trois parties.

(i) Entre l'instant initial $t=0$ et τ_1 les trois filaments se propagent simultanément. Sur la figure IV.11 le fort courant de charge ne nous permet que de distinguer la fin du signal de courant correspondant à la somme des courants associés à la propagation de chacun des filaments.

(ii) A l'instant $t=\tau_1$ la propagation de l'un des trois filaments est stoppée et, par conséquent, entre les instants τ_1 et τ_2 , deux filaments seulement se propagent. On constate que l'amplitude du courant a diminué mais reste globalement constante.

(iii) Entre les instants τ_2 et τ_3 il n'y a plus qu'un filament qui se propage et l'on retrouve le courant associé à la propagation d'un streamer uni-filamentaire.

On constate également que l'amplitude du courant associé à la propagation de n filaments est un peu plus faible que n fois le courant associé à la propagation d'un seul filament.

L'exemple que nous venons de présenter est un cas idéal pour lequel il est possible de séparer le courant associé à la propagation de chacun des filaments. Dans beaucoup d'autres essais les filaments sont générés à des instants différents et se

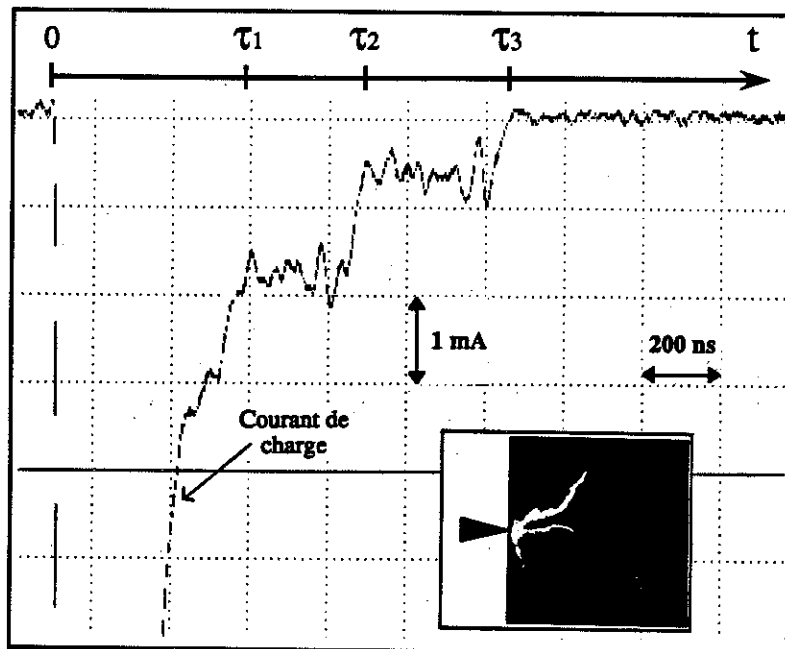


Figure IV.11: Courant transitoire associé à la propagation d'un streamer composé de plusieurs filaments dans l'huile de transformateur. Distance inter-électrodes $L=8$ mm, $r_o=1,4$ μ m, $U_o=18$ kV.

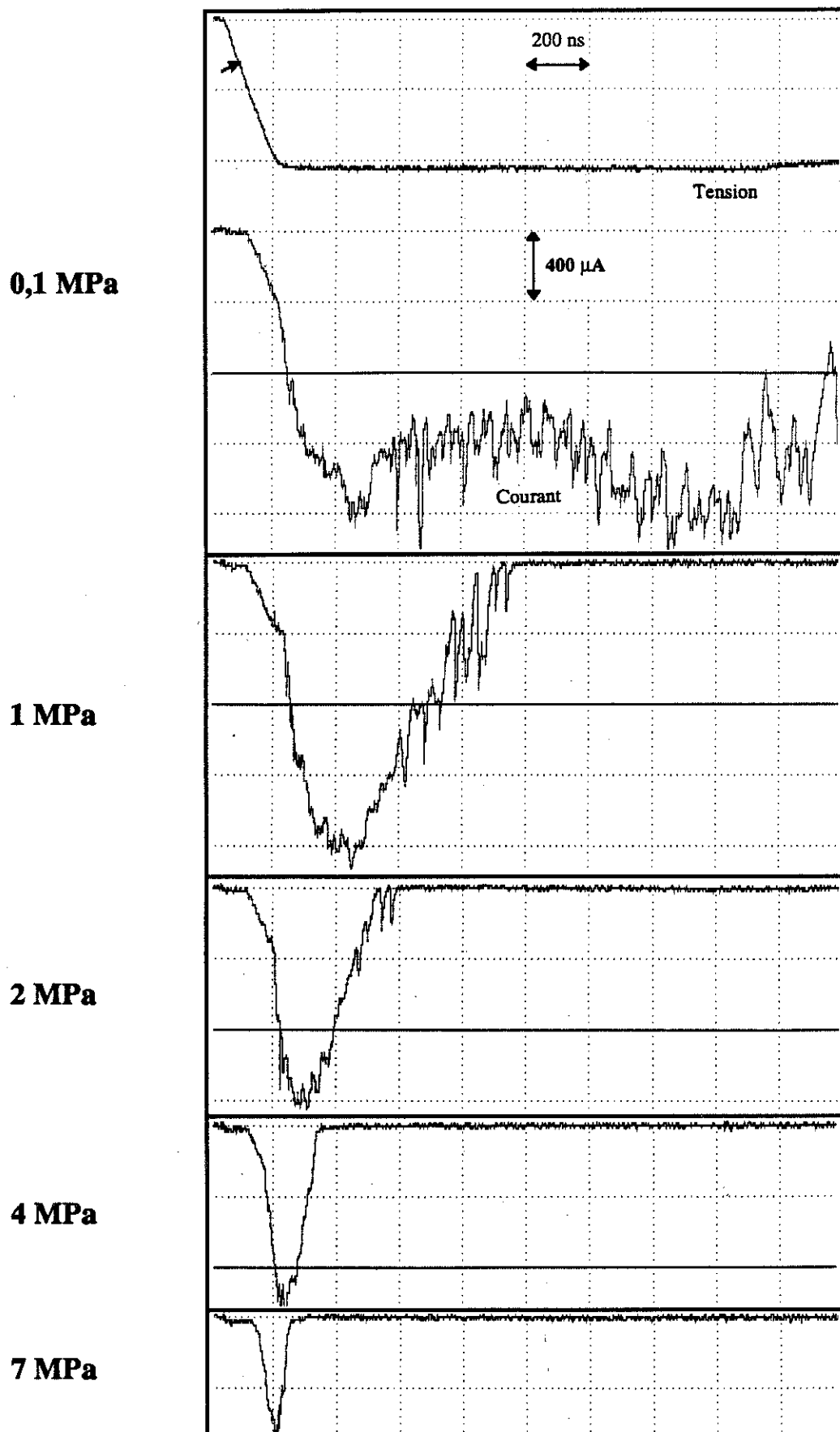


Figure IV.12: Influence de la pression sur l'amplitude et la durée du courant transitoire associé à la propagation des streamers filamenteux dans le cyclohexane. $L=1,8\text{ mm}$, $U_o=21\text{ kV}$, $r_o=1,2\text{ }\mu\text{m}$.

ramifient de manière abondante. L'aspect du courant n'est alors plus aussi régulier que sur la figure IV.11 et son interprétation est impossible. Ceci est d'autant plus vrai que l'on accroît la tension appliquée.

c) Influence de la pression sur le signal de courant.

La figure IV.12 montre l'influence de la pression sur le signal de courant dans le cyclohexane. On observe que les streamers filamenteux, tout comme les streamers lents, sont très sensibles à la pression hydrostatique. Pour des pressions de l'ordre de 1 MPa le signal de courant se réduit à une large impulsion dont l'amplitude maximum commence à décroître à partir de 2 MPa (dans les conditions de la figure IV.12). La diminution de la durée et de l'amplitude du signal de courant est corrélée à la diminution de la longueur d'arrêt des streamers dont nous avons parlé précédemment, § IV.2.2.1.(c). Lorsque la pression appliquée est suffisamment élevée (supérieure à 7 MPa dans les conditions de la figure IV.12), on ne détecte plus, ni de streamer filamenteux, ni de signal de courant.

IV.2.2.4- Ondes de choc.

Le montage strioscopique (§ II.5.3) nous a permis d'observer que chacun des filaments d'un streamer génère une onde de choc, figure IV.13. L'onde choc émane de l'extrémité du filament et se propage dans le liquide à la vitesse du son (≈ 1 km/s). La vitesse de l'extrémité du filament étant supérieure à la vitesse de l'onde de choc (≈ 3 km/s dans les conditions de la figure IV.13), le front d'onde est donc situé sur un cône autour du filament (cône de Mach).

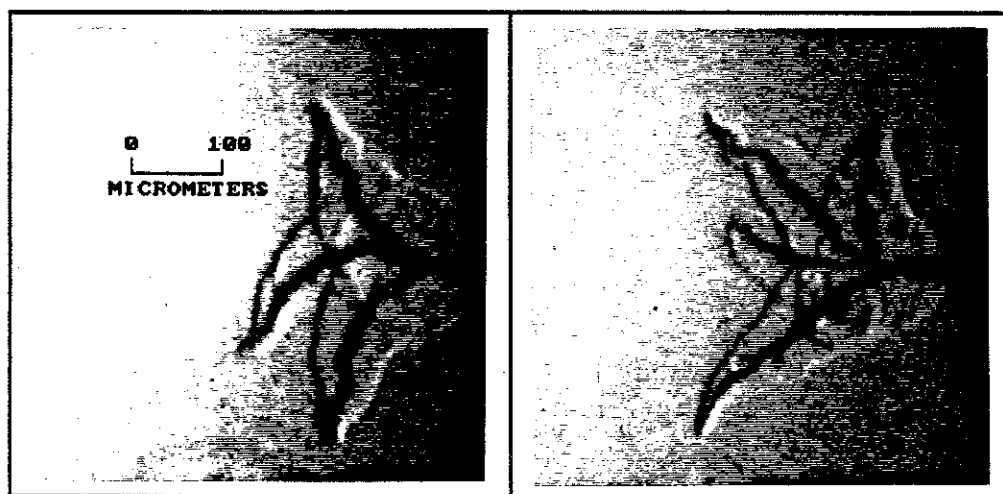


Figure IV.13: Ondes de choc générées à l'extrémité des filaments dans le pentane. La forme conique du front d'onde est dû à la propagation supersonique des filaments. Temps d'exposition ≈ 5 ns, $L=4$ mm, $r_o=1,7$ μ m, $U_o=24$ kV.

IV.2.3- Dynamique des filaments de streamers.

IV.2.3.1- Technique expérimentale spécifique.

a) Principe de l'étude de la dynamique des filaments de streamers par atténuation d'un faisceau laser.

L'étude envisagée nécessite la réalisation d'un montage expérimental permettant de suivre l'expansion des filaments de streamers, dans une direction perpendiculaire à la direction de propagation. La figure IV.14 représente le principe de l'expérience réalisée dans ce but.

Un faisceau laser continu de section rectangulaire ($10 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$) est focalisé sur l'axe pointe-plan à une distance ϑ de l'extrémité de la pointe. Lorsque l'un des filaments d'un streamer traverse le faisceau dans son plan de focalisation, il provoque une diffusion de la lumière et entraîne une atténuation de son intensité (ΔI_1) que l'on enregistre à l'aide d'une photodiode. Si l'intensité de la lumière laser incidente est homogène et la réponse de la photodiode linéaire, ΔI_1 est proportionnelle à la surface interceptée par le filament dans la section du faisceau. En considérant que les filaments sont cylindriques, ΔI_1 sera également proportionnelle au diamètre des filaments. Par conséquent, après calibration du système il est possible de relier l'atténuation de l'intensité de la lumière du faisceau laser au diamètre des filaments.

Le signal enregistré par la photodiode correspond à l'évolution temporelle et spatiale d'un filament.

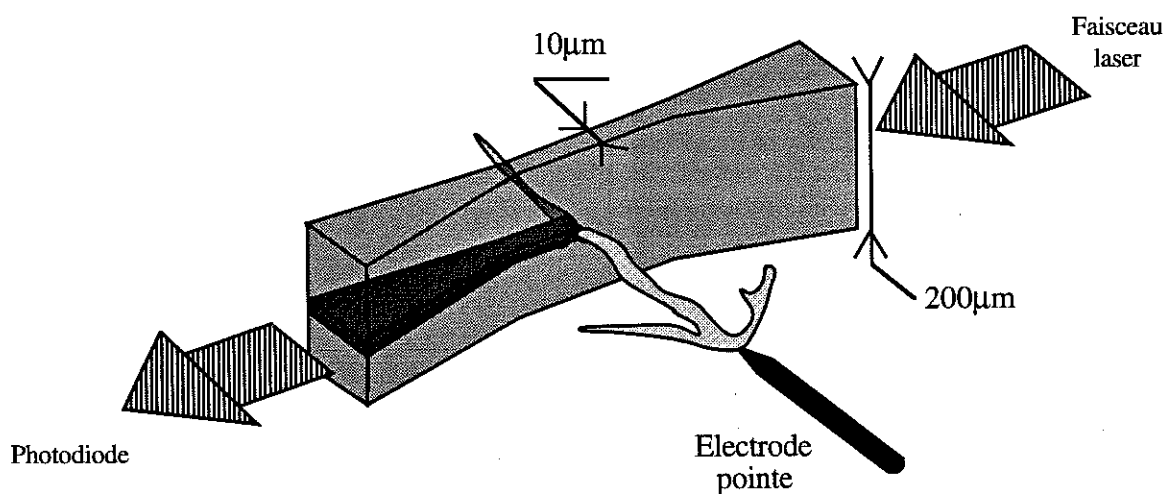


Figure IV.14: Principe de l'expérience réalisée pour étudier la dynamique des filaments de streamers.

b) Montage expérimental.

La figure IV.15 représente le montage expérimental mis au point pour suivre l'évolution de la dynamique radiale des filaments.

Le faisceau de section rectangulaire est obtenu en focalisant la lumière émise par une diode laser (puissance optique 10 mW, $\lambda=670$ nm) à l'aide d'une lentille cylindrique (Lc). Une fente d'ouverture ajustable placée dans le plan focal de la lentille cylindrique permet de 'couper' le faisceau à la largeur souhaitée. Cette largeur doit être:

- suffisamment petite de manière à ce que le temps nécessaire aux filaments pour traverser le faisceau soit faible devant le temps d'expansion radiale;
- suffisamment grande pour ne pas diffracter la lumière et rendre celle-ci inhomogène après le passage à travers la fente.

La largeur de la fente est fixée à ≈ 10 μm , valeur pour laquelle les deux points ci-dessus sont vérifiés dans nos conditions expérimentales. La hauteur du faisceau est fixée à environ 200 μm à l'aide d'un diaphragme (D) placé après la fente.

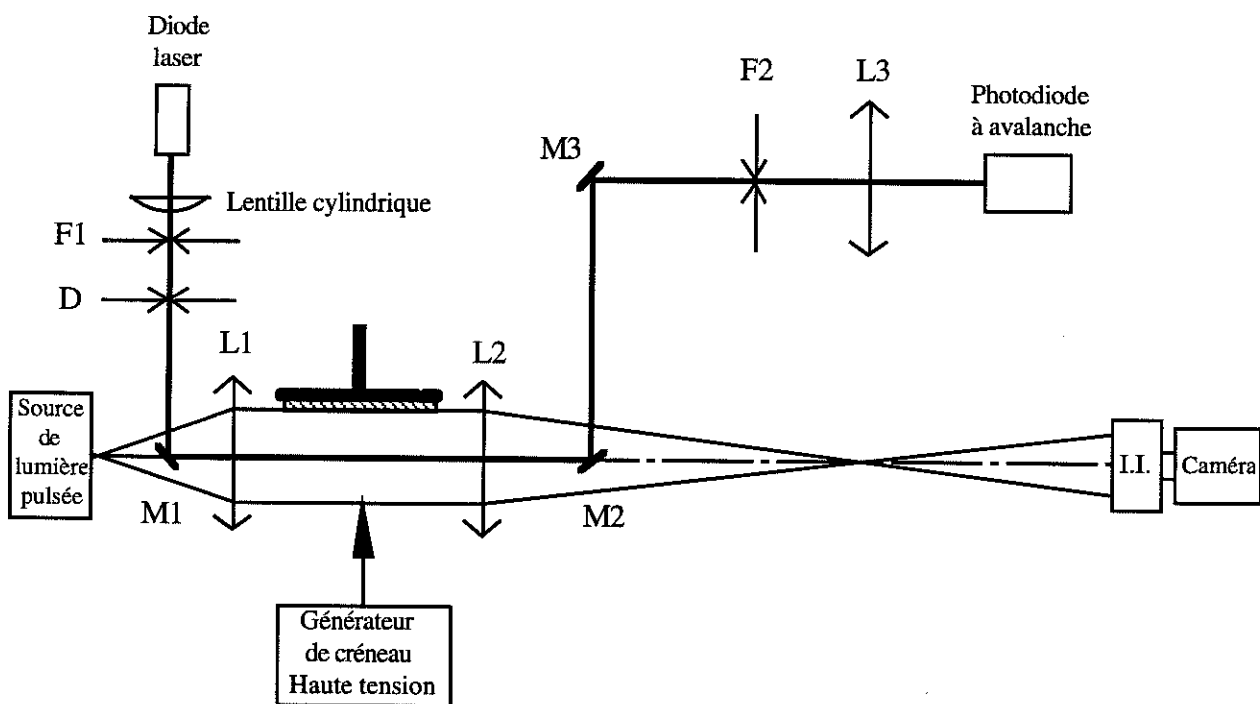


Figure IV.15: Montage expérimental utilisé pour l'étude de la dynamique des filaments de streamers.

Le trajet du faisceau est ensuite déterminé par une série de miroirs de petite taille (\varnothing 6 mm). Celui-ci passe à travers la cellule de mesures (sur l'axe optique de visualisation) dans laquelle il est focalisé sur l'axe pointe-plan (lentille L1), puis est dirigé vers la photodiode sur laquelle il est focalisé par la lentille L3. La fente F2 permet de ne conserver que la lumière directe du laser, et intercepte la lumière diffusée (par le streamer ou les ondes de choc), très gênante dans les mesures de

faibles amplitudes.

Nous avons utilisé pour cette étude la cellule en acier, pressurisable jusqu'à 10 MPa (§ II.2.1).

La photodiode utilisée est une photodiode à avalanche (Hamamatsu S2383) caractérisée par un gain important (jusqu'à 100) et un temps de réponse rapide (2 ns). Le photocourant est mesuré directement sur l'entrée 50 ohm de l'oscilloscope (bande passante 600 MHz).

Pour obtenir des signaux exploitables, il est indispensable de sélectionner ceux correspondant à la traversée du faisceau par un seul filament. Ceci est possible en visualisant systématiquement les streamers pour chaque enregistrement. La figure IV.16 montre l'image obtenue lorsqu'un seul filament intercepte le faisceau. La tache lumineuse observée au point d'interception est produite par la lumière diffusée par le filament et non interceptée par le miroir M2.

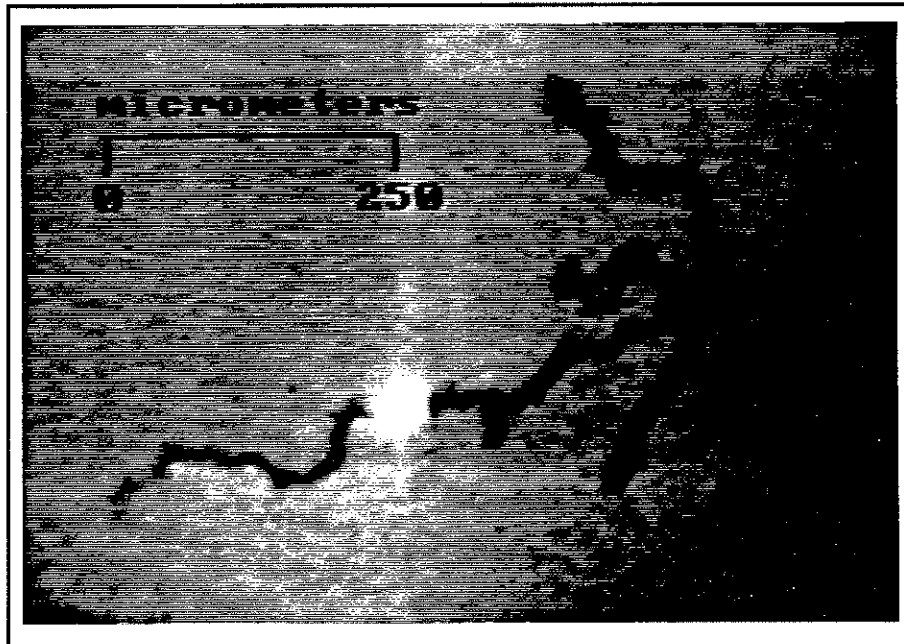


Figure IV.16: Photographie réalisée simultanément à l'enregistrement du signal de la photodiode. La tache lumineuse correspond à la diffusion du faisceau laser par un filament.

c) Calibration du système.

Nous avons vérifié la linéarité de la réponse de la photodiode en faisant pénétrer progressivement une pointe conique dans le faisceau, figure IV.17. Lorsque l'extrémité de la pointe se situe en x , une portion $S(x)$ de la surface de la section du faisceau (dans le plan de focalisation de la lentille L_1) est masquée, et l'intensité lumineuse mesurée par la photodiode est égale à $I(x)$. Sur la figure IV.18 nous avons reporté la courbe caractéristique donnant les variations de $\Delta I(x) = I_0 - I(x)$, où

$I_0=I(x=0)$, en fonction de $S(x)$ pour des valeurs de x allant de 10 à 300 μm (pour ces deux valeurs limites $S(x)$ représente respectivement 2% et 95% de la surface totale de la section du faisceau). Les barres d'erreurs représentent une erreur de 5% sur les mesures de x et de ΔI . La figure IV.18 indique par conséquent que la réponse de la photodiode est correcte à 5% près (dans nos conditions expérimentales).

A chaque série d'essais, la calibration du système a été réalisée en utilisant la pointe qui est un fil calibré de 50 μm de diamètre.

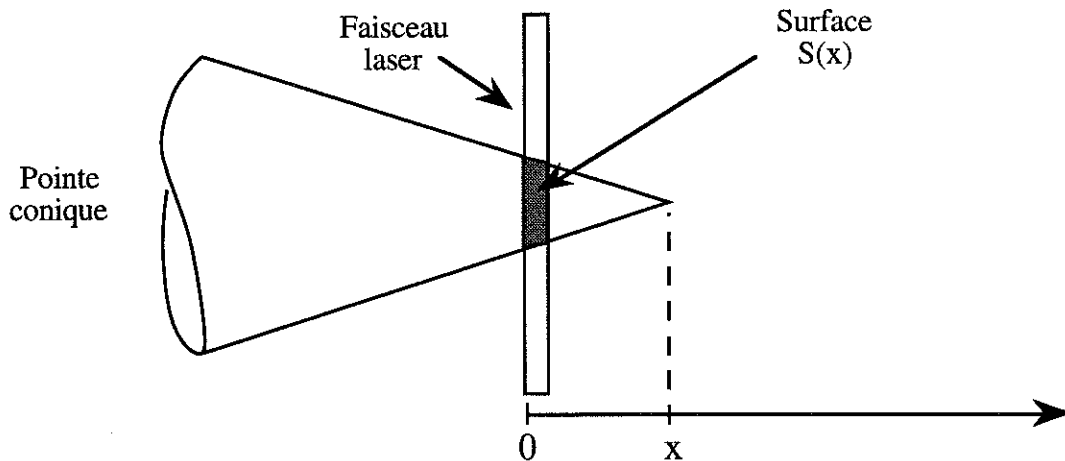


Figure IV.17: Principe de la méthode utilisée pour vérifier la linéarité de la réponse de la photodiode (10 x 200 μm). Une pointe conique d'angle au sommet 35° pénètre progressivement dans le faisceau. Lorsque l'extrémité de la pointe se situe en x ($> 10 \mu\text{m}$), la surface S (en μm^2) est égale à $(x^2 - (x-10)^2) \cdot \tan(17,5^\circ)$.

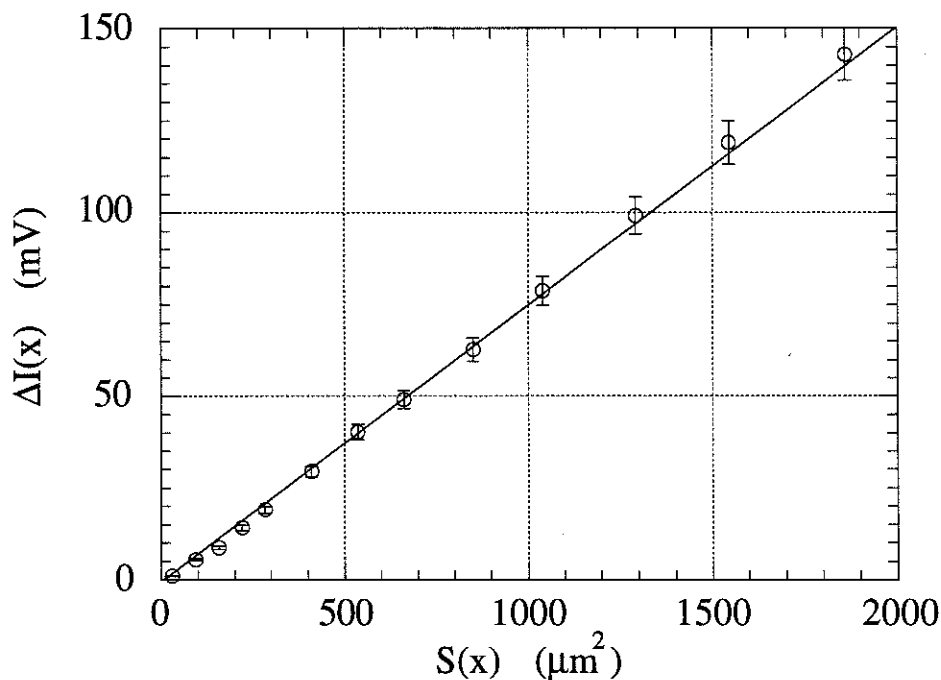


Figure IV.18: Courbe caractéristique, donnant ΔI en fonction de la surface S , obtenue lors de la vérification de la linéarité de la réponse de la photodiode. L'angle au sommet de la pointe conique utilisée est égal à 35°.

IV.2.3.2- Choix du liquide.

L'interprétation des signaux mesurés par la photodiode nécessite qu'un seul filament traverse le faisceau laser. Pour cela les streamers générés doivent comporter peu de filaments et, qui plus est, être peu ou pas ramifiés. Le nombre de filaments et la facilité avec laquelle ils se ramifient dépendent de la nature du liquide et de la tension appliquée. Nous avons testé différents liquides parmi lesquels nous avons retenu le n-pentane pour lequel les streamers sont constitués de peu de filaments, peu ramifiés, sur une gamme de tensions assez importante (contrairement au cyclohexane et à l'huile de transformateur par exemple). Malgré cela, un très grand nombre d'essais sont nécessaires avant qu'un filament ne traverse le faisceau dans son plan de focalisation. Suivant les conditions de tension et de pression, une mesure sur 50 ou 100 peut être retenue.

IV.2.3.3- Evolution temporelle du rayon des filaments.

Le signal caractéristique enregistré par la photodiode lorsqu'un filament unique traverse le faisceau laser est constitué de deux phases distinctes: une phase d'expansion durant laquelle le diamètre du filament croît jusqu'à sa valeur maximum d_f , et une phase d'implosion, figures IV.19 et IV.20. Ces figures indiquent que dans les mêmes conditions expérimentales la durée de vie τ_v , définie comme la somme des durées des phases d'expansion et d'implosion, ainsi que d_f peuvent varier de façon considérable selon la pression hydrostatique appliquée. Par ailleurs, on remarque que le diamètre d_f évolue constamment au cours de la vie du filament et n'atteint jamais une valeur stable, quelque soit la valeur de la pression.

La forme des signaux enregistrés pour $P > 1$ MPa est également remarquable. En effet, dans une expérience similaire, réalisée sur des bulles sphériques générées en polarité négative par des avalanches électroniques en phase liquide (§ I.3.1.1), Kattan et al. enregistrent des signaux d'aspects tout à fait comparables à celui de la figure IV.20. Ils s'assurent que leur signaux correspondent à l'expansion et l'implosion d'une bulle sphérique en comparant ceux-ci à la dynamique prévue par un modèle théorique. Nous verrons que les signaux que nous enregistrons sont également caractéristiques de la dynamique d'une phase gazeuse (§ IV.4.1).

Quelque soit la pression appliquée, la vitesse d'expansion radiale (50 à 100 m/s) est toujours très inférieure à la vitesse de propagation (3 km/s). Ce résultat nous indique que le signal de la photodiode représente effectivement l'évolution du diamètre du canal et non pas la traversée du faisceau laser par le streamer, qui est beaucoup plus rapide (≈ 4 ns).

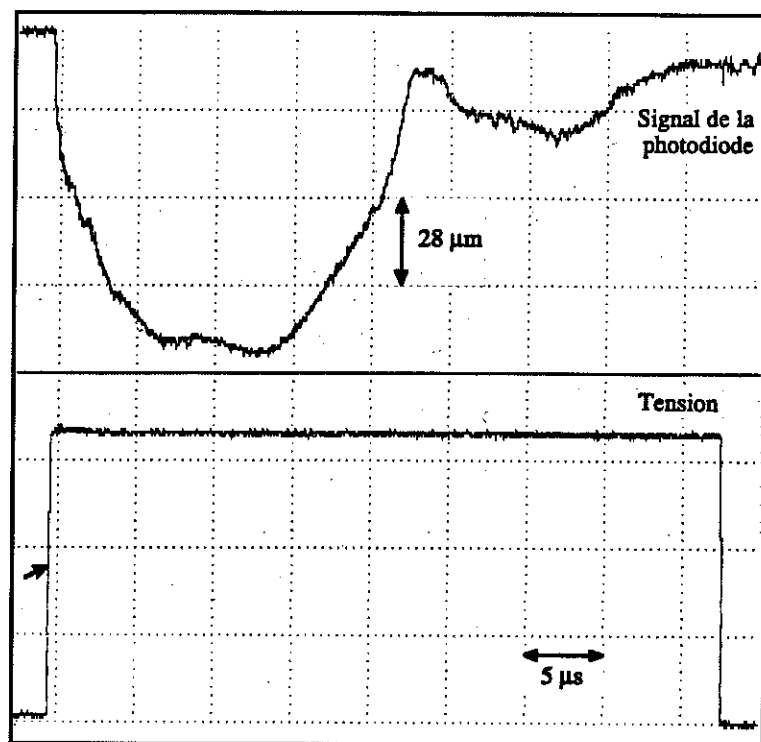


Figure IV.19: Signal enregistré par la photodiode lors du passage d'un filament dans le faisceau laser. Ce signal représente la variation d'intensité lumineuse reçue par la photodiode. Pentane, $U_o=17,5$ kV, $r_o=1,4$ μm , $L=2,5$ mm, $P_\infty=0,1$ MPa.

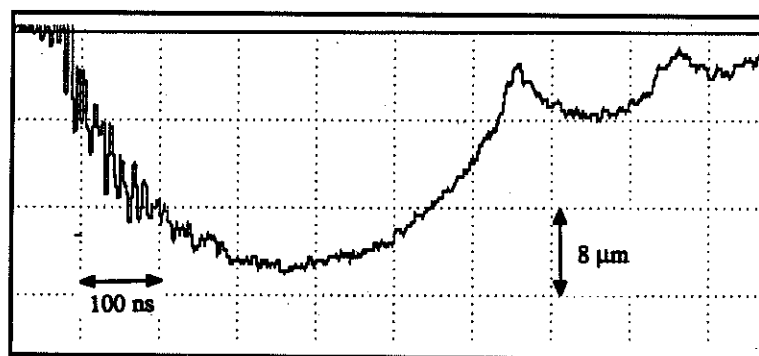


Figure IV.20: Signal enregistré par la photodiode lors du passage d'un filament dans le faisceau laser. Ce signal représente la variation d'intensité lumineuse reçue par la photodiode. Pentane, $U_o=17,5$ kV, $r_o=1,4$ μm , $L=2,5$ mm, $P_\infty=1,1$ MPa.

La différence entre les vitesses d'expansion radiale et de propagation doit se traduire par une forme conique de l'extrémité des filaments. Cette caractéristique est effectivement observée sur des photographies réalisées avec un fort grossissement et un temps d'exposition très court (≈ 5 ns), figure IV.21.

La phase d'implosion observée sur le signal de la photodiode conduit à la coupure des filaments. Les photographies réalisées en fin de propagation indiquent qu'ils se coupent en plusieurs points, conduisant à la désagrégation des filaments en un

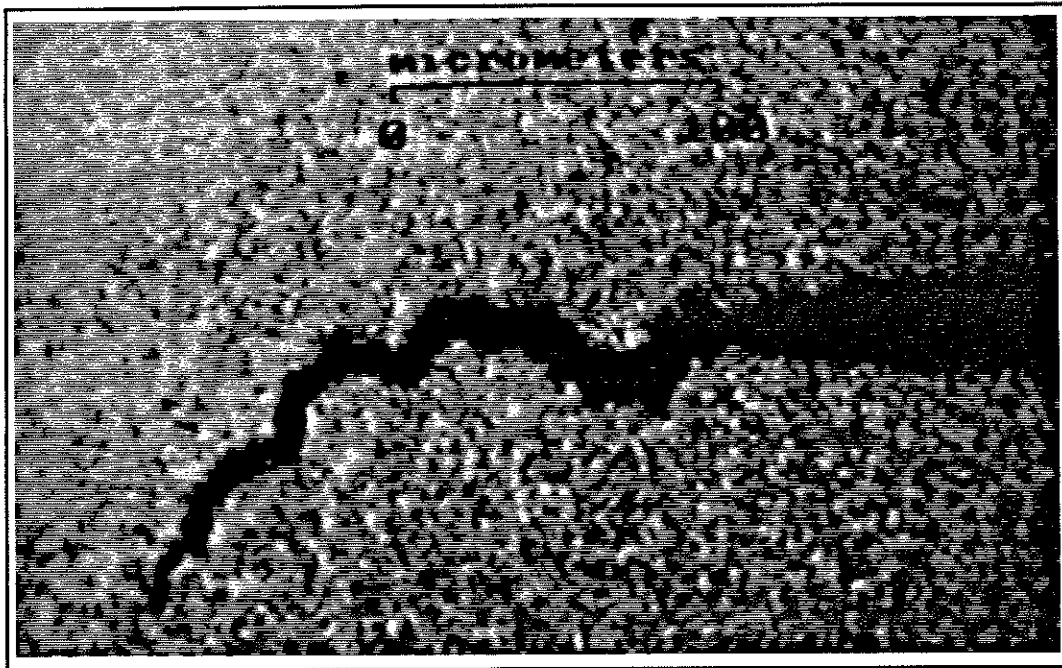


Figure IV.21: Extrémité conique des filaments de streamers. Temps d'exposition ≈ 5 ns, $U_0=20$ kV, $r_0=1,7 \mu\text{m}$, $L=4$ mm, $P_\infty=0,1$ MPa.

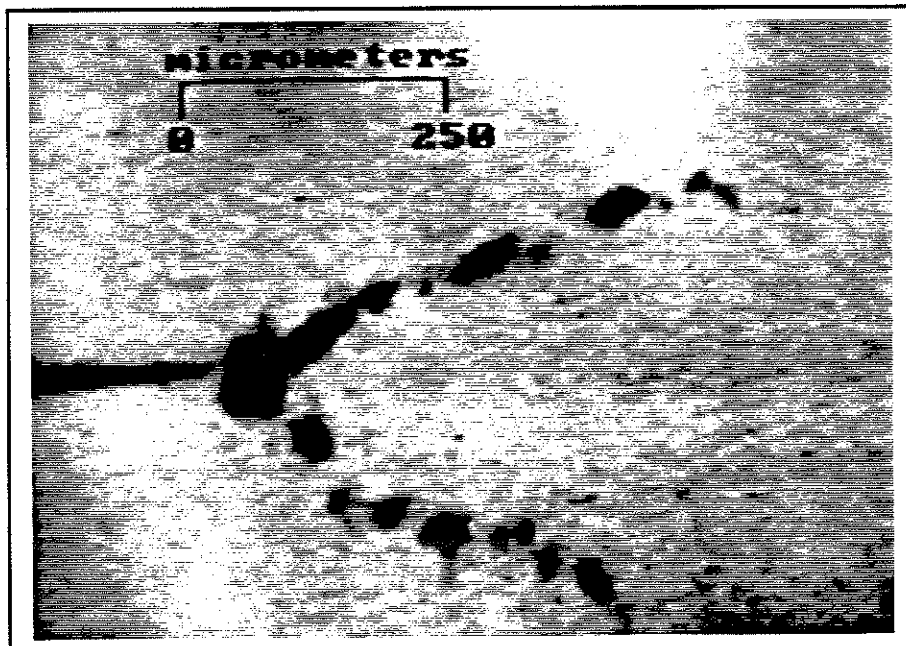


Figure IV.22: Sectionnement des filaments d'un streamer en fin de propagation. Temps d'exposition ≈ 5 ns, $U_0=15$ kV, $r_0=1,4 \mu\text{m}$, $L=2,5$ mm, $P_\infty=0,1$ MPa.

'chapelet' de bulles, figure IV.22. Par la suite, chacune de ces bulles implose en provoquant une série de rebonds, comme il a été observé dans le cas de bulles sphériques [6,7]. Ces rebonds sont observables sur le signal lorsque l'une des bulles implose juste dans le faisceau laser, comme c'est le cas sur la figure IV.20.

IV.2.3.4- Influence de la distance pointe/faisceau laser.

Avant d'étudier l'influence de la tension et de la pression sur la durée de vie des filaments (τ_v) et sur leur diamètre maximum (d_f), il est nécessaire de savoir si la mesure de ces valeurs dépend de la position du faisceau laser par rapport à l'extrémité de la pointe (∂). Nous avons donc mesuré plusieurs grandeurs définies sur la figure IV.23, pour différentes valeurs de ∂ et pour une tension et une pression donnée. Dans les conditions expérimentales fixées, $U_0=17$ kV et $P_\infty=2$ MPa, la longueur d'arrêt des filaments est de l'ordre de $400 \mu\text{m}$. Nous avons fait varier ∂ sur l'intervalle $[50, 300 \mu\text{m}]$. Toutes les grandeurs mesurées (τ_d , τ_f , τ_v , d_f) sont des valeurs moyennes sur 40 essais.

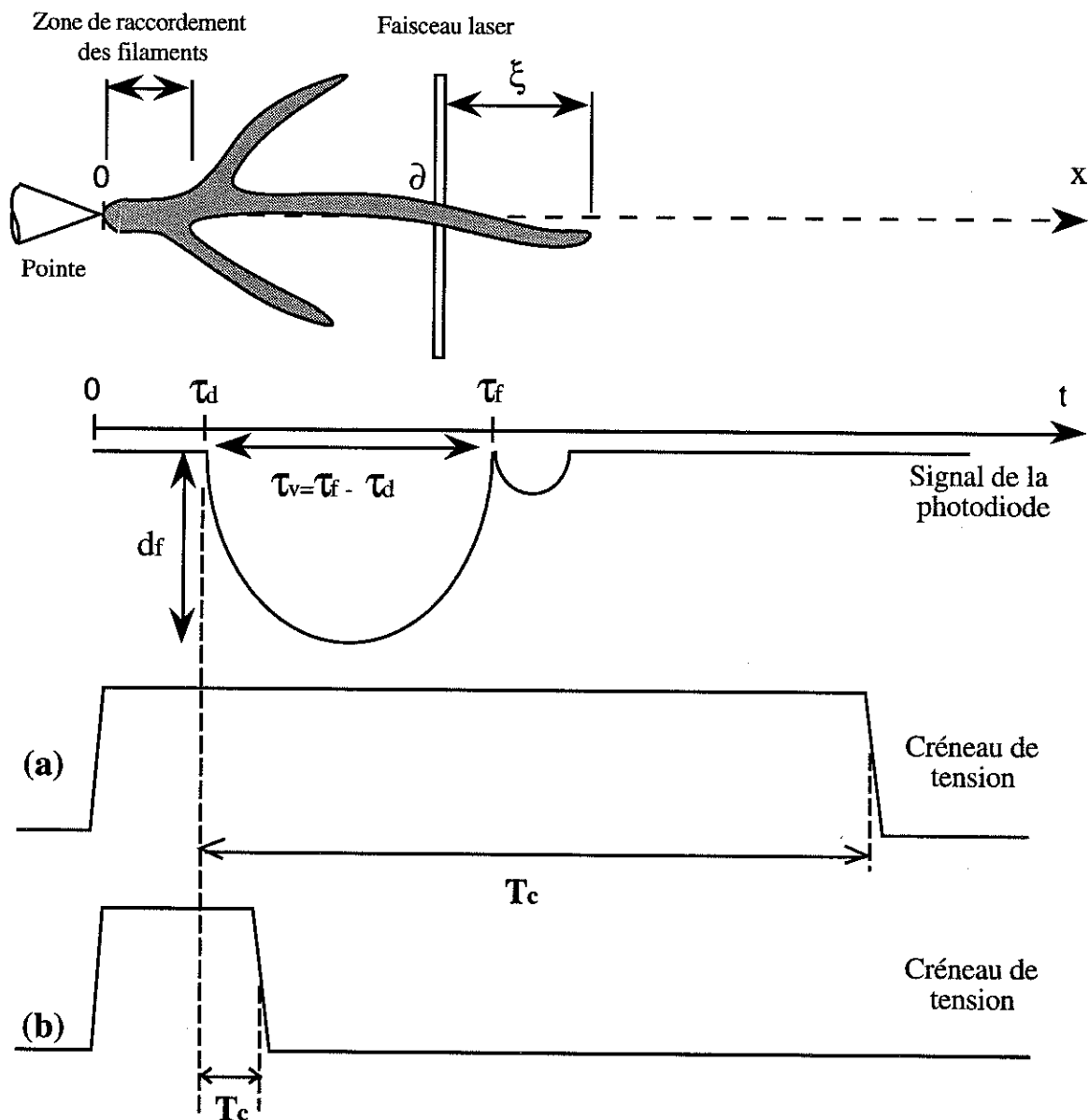


Figure IV.23: Définition des grandeurs mesurées sur le signal de la photodiode enregistré à la suite du passage d'un filament dans le faisceau laser.

Sur la figure IV.24 nous avons reporté les valeurs mesurées de τ_d et de τ_f en fonction de ∂ . La proportionnalité entre τ_d et ∂ indique que la vitesse de propagation reste constante. Pour $\partial \geq 100 \mu\text{m}$, τ_f varie de façon similaire à τ_d ce qui se traduit par une durée de vie des filaments ($\tau_v = \tau_f - \tau_d$) constante, figure IV.25. Pour $\partial < 100 \mu\text{m}$, la valeur de τ_v croît sensiblement (τ_f passe par un minimum, figure IV.24) indiquant que la première coupure des filaments se produit en $\partial \approx 100 \mu\text{m}$ (pour les conditions expérimentales utilisées).

Le diamètre des filaments varie de façon similaire à la durée de vie: d_f décroît sensiblement jusqu'à $\partial \approx 100 \mu\text{m}$ puis reste constant pour des valeurs de ∂ supérieures, figure IV.26.

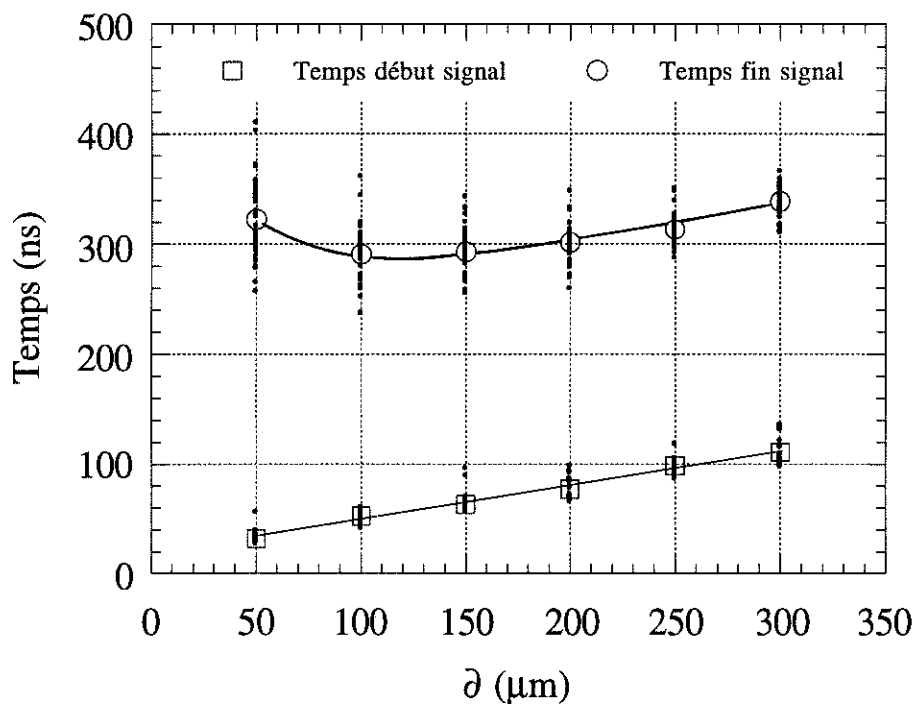


Figure IV.24: Temps de début (τ_d) et de fin (τ_f) du signal enregistré par la photodiode en fonction de la distance pointe/faisceau laser. Les points noirs représentent l'ensemble des mesures et les points ajourés les valeurs moyennes. Pentane, $L=2,5 \text{ mm}$, $r_o=1,7 \mu\text{m}$, $U_o=17 \text{ kV}$, $P_\infty=2 \text{ MPa}$.

La visualisation des streamers simultanément à la mesure permet de constater que l'augmentation des valeurs de d_f et τ_v est corrélée à l'observation d'un diamètre plus important des filaments près de la pointe. On remarque également, pour $\partial < 100 \mu\text{m}$, que la portion de filament observée ne représente pas la base d'un filament unique mais un canal de raccordement de plusieurs filaments (figure IV.23).

Nous pouvons conclure que les valeurs de τ_v et de d_f sont peu influencées par la position du faisceau (∂) lorsque celui-ci est suffisamment éloigné de la pointe pour ne

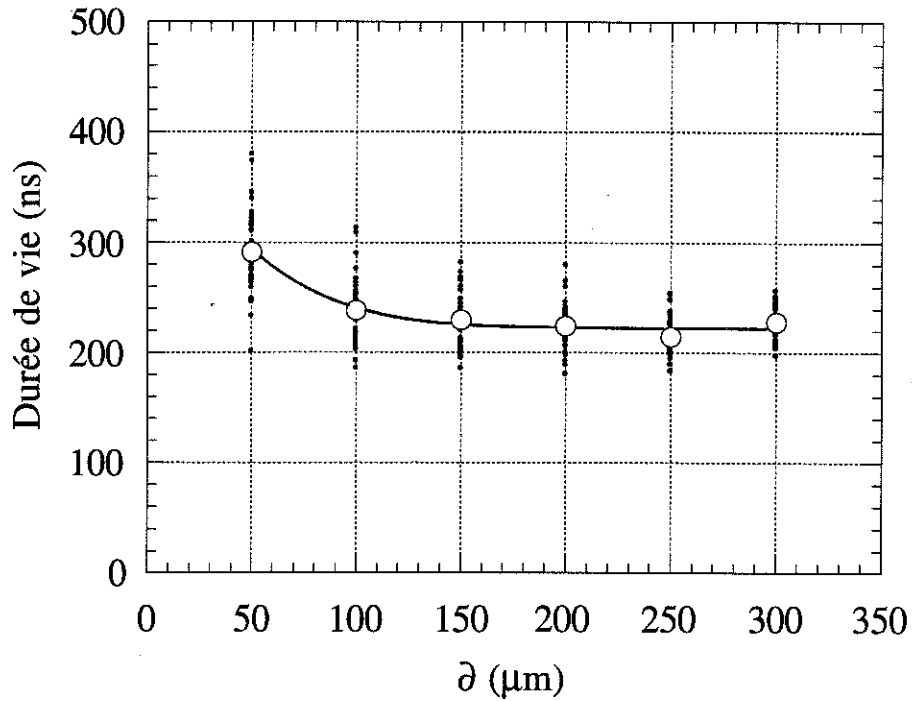


Figure IV.25: Durée de vie des filaments de streamers en fonction de la distance pointe/faisceau laser. Les points noircis représentent l'ensemble des mesures et les points ajourés les valeurs moyennes. Pentane, $L=2,5 \text{ mm}$, $r_o=1,7 \mu\text{m}$, $U_o=17 \text{ kV}$, $P_\infty=2 \text{ MPa}$.

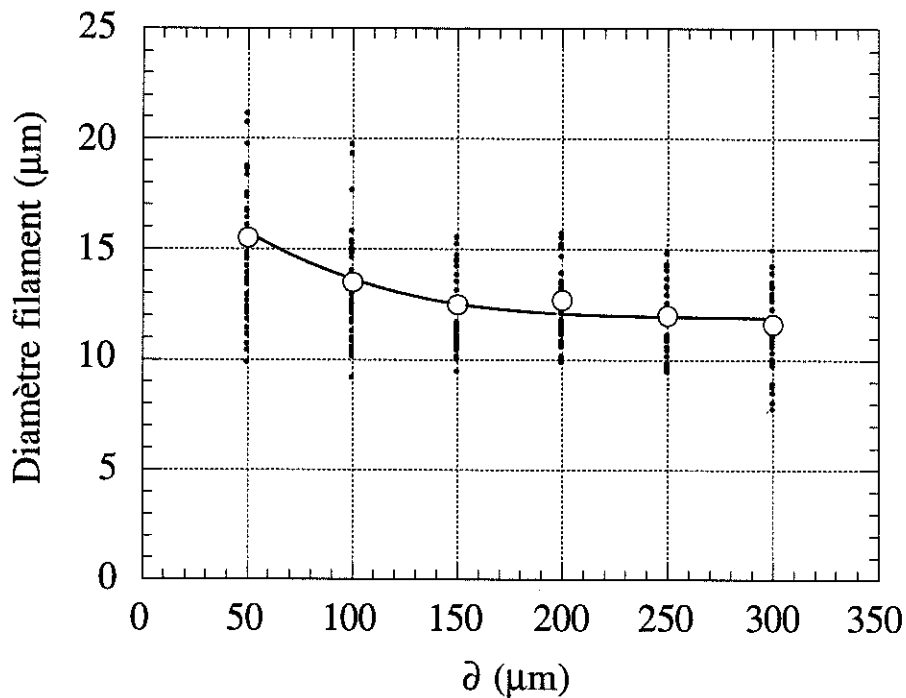


Figure IV.26: Diamètre des filaments de streamers en fonction de la distance pointe/faisceau laser. Les points noircis représentent l'ensemble des mesures et les points ajourés les valeurs moyennes. Pentane, $L=2,5 \text{ mm}$, $r_o=1,7 \mu\text{m}$, $U_o=17 \text{ kV}$, $P_\infty=2 \text{ MPa}$.

pas se trouver dans la zone de raccordement (figure IV.23). Les mesures que nous présentons par la suite ont été réalisées pour une seule valeur de ∂ en respectant l'observation précédente.

IV.2.3.5- Influence de la pression.

Pour étudier l'influence de la pression sur d_f et τ_v , nous avons fixé la valeur de la tension (17,5 kV) et de ∂ . Sur les figures présentées nous avons reporté la totalité des mesures réalisées pour chaque valeur de la pression appliquée (40 mesures pour chaque pression), ainsi que la moyenne de ces mesures.

a) Sur le diamètre maximum des filaments.

Le diamètre des filaments (d_f) décroît sensiblement lorsque l'on accroît progressivement la pression hydrostatique, figure IV.27. Cette décroissance est très marquée entre 0,1 et 1 MPa puis devient beaucoup plus lente jusqu'à 9 MPa.

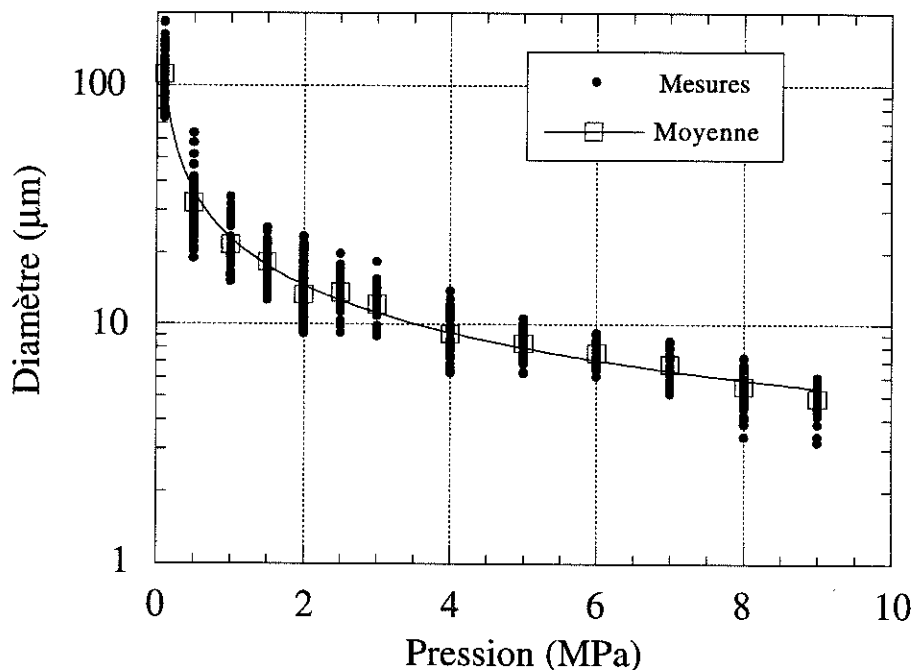


Figure IV.27: Influence de la pression hydrostatique sur le diamètre des filaments. Pentane, $r_o=1,7 \mu\text{m}$, $L=2,5 \text{ mm}$, $U_o=17,5 \text{ kV}$.

b) Sur la durée de vie des filaments.

La variation de la durée de vie (τ_v) en fonction de la pression est analogue à celle du diamètre maximum, figure IV.28. La valeur de τ_v décroît rapidement de 0,1 à 1 MPa et plus lentement jusqu'à 9 MPa.

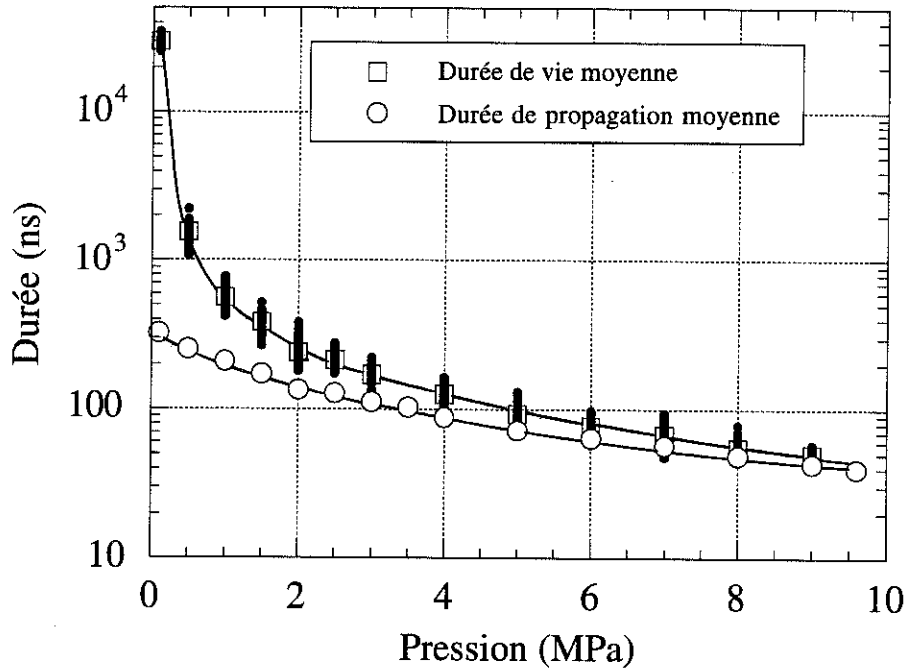


Figure IV.28: Influence de la pression hydrostatique sur les durées de vie et de propagation des filaments. Pentane, $r_o=1,7 \mu\text{m}$, $L=2,5 \text{ mm}$, $U_o=17,5 \text{ kV}$.

IV.2.3.6- Influence de la tension appliquée.

Comme nous l'avons signalé précédemment, l'augmentation de la tension entraîne un accroissement du nombre de filaments composant les streamers. Cet effet est d'autant plus marqué que la pression hydrostatique est faible. Par exemple, à pression atmosphérique, pour des tensions de 18 à 20 kV, le nombre important de filaments rend les mesures impossibles à réaliser. Pour étudier le rôle de l'amplitude du créneau de tension sur un intervalle suffisamment large il est donc indispensable d'appliquer une pression supérieure à 0,1MPa.

Nous avons effectué des mesures de τ_v et de d_f en fonction de la tension pour trois niveaux de pression, 0,5 MPa, 2 MPa et 4,5 MPa.

a) Sur le diamètre maximum des filaments.

La mesure du diamètre des filaments révèle que celui-ci est indépendant de la tension appliquée sur l'intervalle étudié, figure IV.29. Ce résultat reste vrai quelque soit la pression hydrostatique.

b) Sur la durée de vie des filaments.

De même que d_f , la durée de vie τ_v ne varie pas lorsque l'on accroît la tension appliquée pour les différentes valeurs de la pression fixées, figure IV.30.

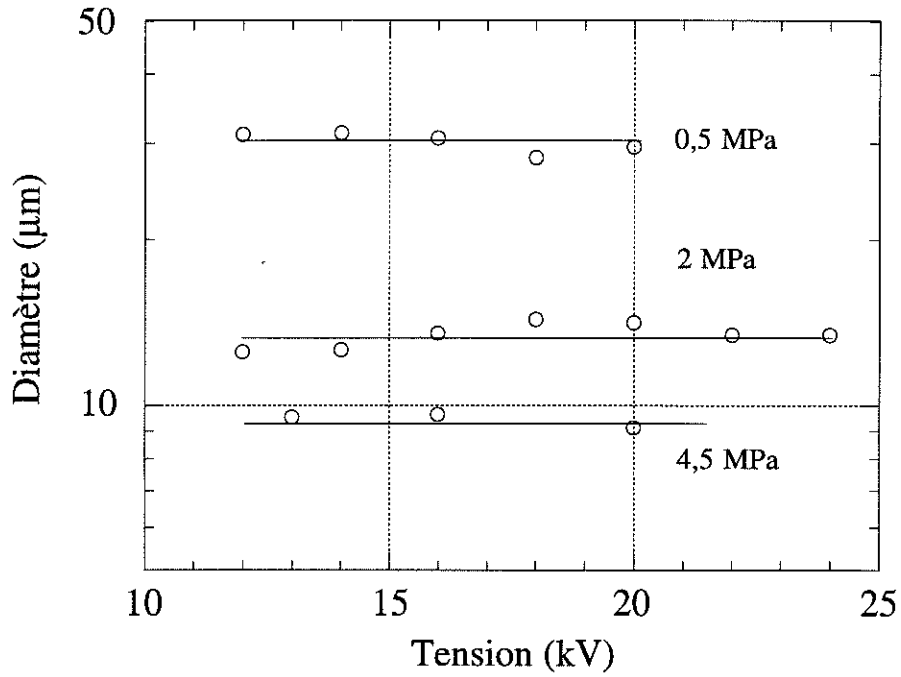


Figure IV.29: Influence de la tension sur le diamètre des filaments. Pentane, $r_o=1,7 \mu\text{m}$, $L=2,5 \text{ mm}$.

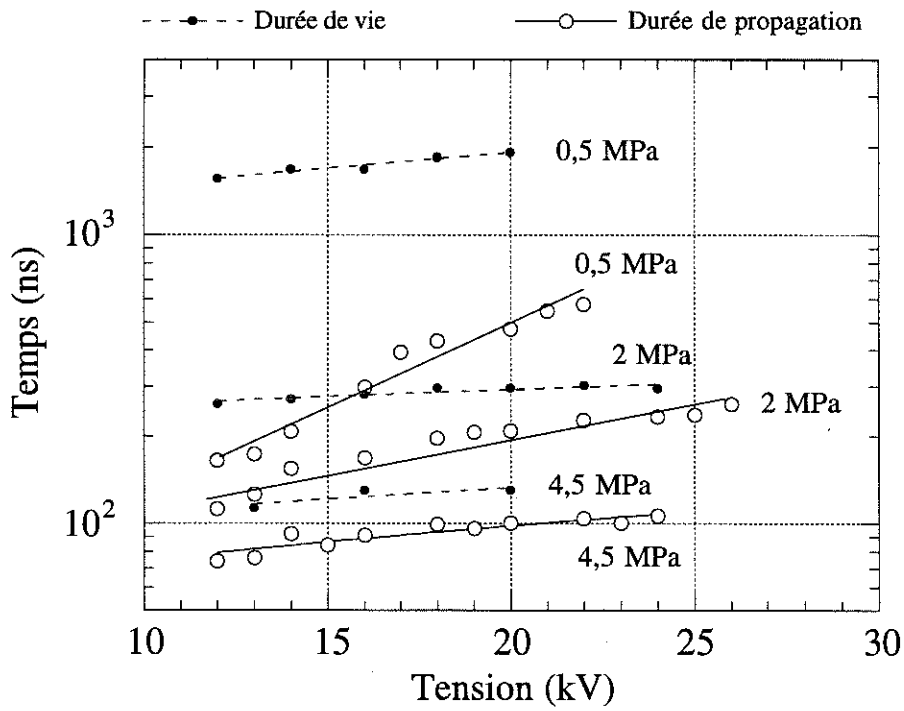


Figure IV.30: Influence de la tension sur la durée de vie et la durée de propagation des filaments. Pentane, $r_o=1,7 \mu\text{m}$, $L=2,5 \text{ mm}$.

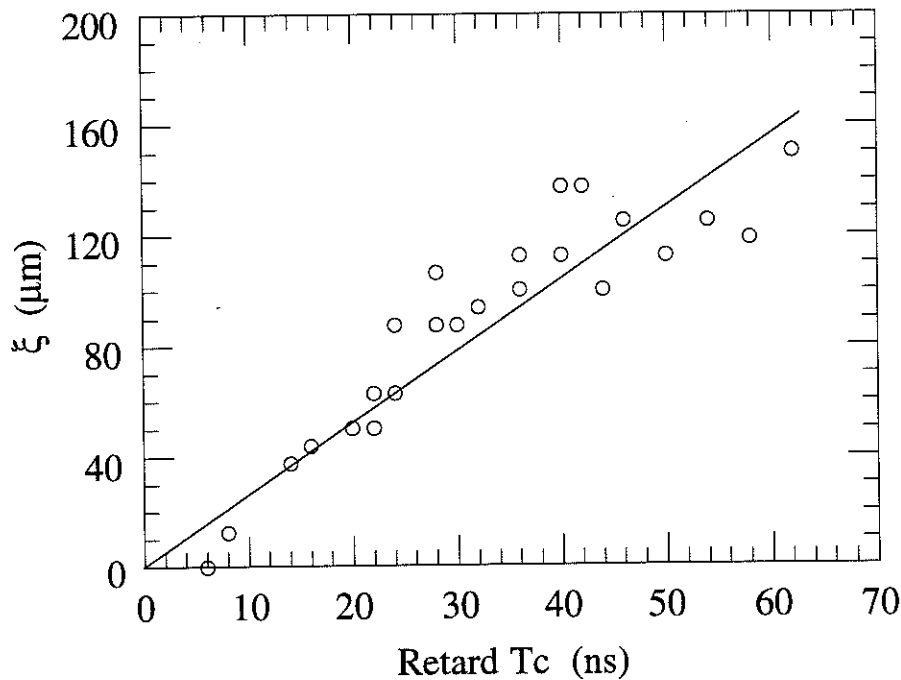


Figure IV.31: Relation entre le retard à la coupure T_c et la longueur ξ définie figure IV.24. Le facteur de proportionnalité ξ/T_c est égal à 2,6 km/s. Pentane, $U_o=16$ kV, $r_o=1,7$ μm , $L=2,5$ mm, $P_\infty=0,5$ MPa.

IV.2.3.7- Influence de la durée d'application du créneau de tension.

Le principe de la mesure consiste à interrompre l'application de la tension avec un retard variable T_c après qu'un filament soit passé dans le faisceau (voir figure IV.23). La mesure du diamètre des filaments, de leur durée de vie et de la longueur ξ (définie sur la figure IV.23), en fonction de T_c nous permettent de faire les observations suivantes.

(i) Lorsque l'on coupe la tension avec des retards croissants (à partir de zéro), on constate que la longueur ξ est proportionnelle à T_c , figure IV.31. Le facteur de proportionnalité ξ/T_c est égal à la vitesse de propagation des streamers. Ce résultat nous indique que l'arrêt des streamers est simultané à la coupure de la tension. Par ailleurs, cette observation confirme l'hypothèse faite dans le chapitre précédent selon laquelle un filament se comporte comme une extension conductrice de la pointe.

(ii) Pour des pressions inférieures à 1 MPa, le diamètre et la durée de vie des filaments décroissent lorsque T_c est réduit en dessous d'un certain seuil, figures IV.32 et IV.33. Cette tendance est nettement observable à 0,1 MPa. A 0,5 et 1 MPa, cette tendance n'est visible que sur les mesures de durées de vies (figure IV.33), dont la dispersion est moindre.

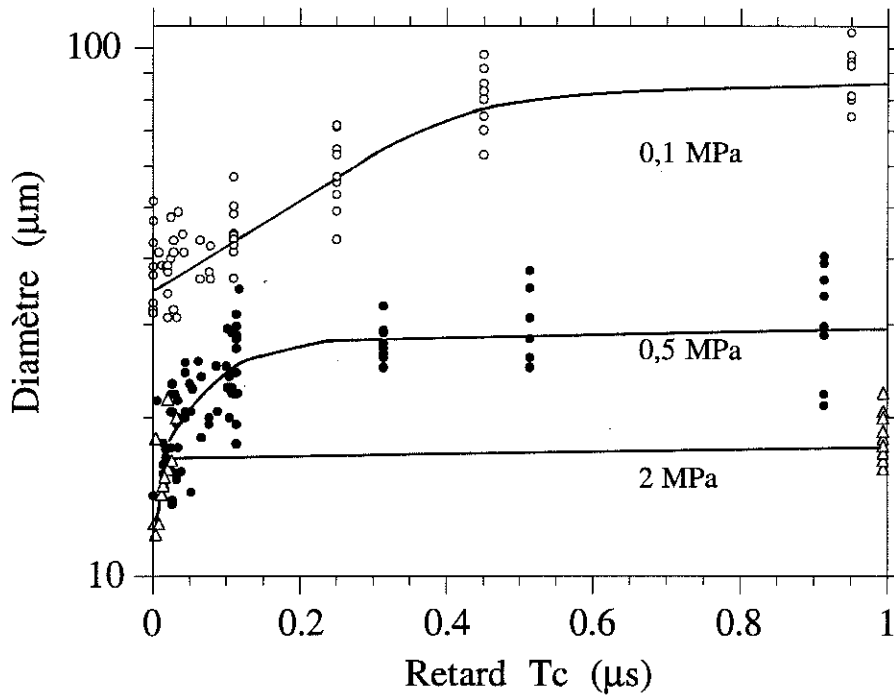


Figure IV.32: Diamètre des filaments en fonction de T_c pour différentes valeurs de la pression hydrostatique. Pentane, $U_0=16$ kV, $r_0=1,7$ μm , $L=2,5$ mm.

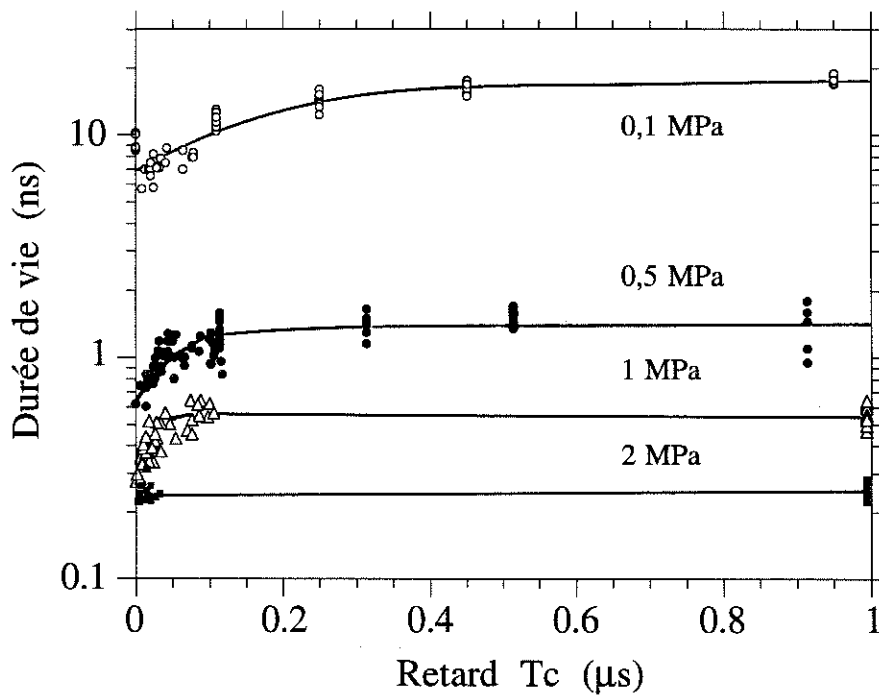


Figure IV.33: Durée de vie des filaments en fonction de T_c pour différentes valeurs de la pression hydrostatique. Pentane, $U_0=16$ kV, $r_0=1,7$ μm , $L=2,5$ mm.

IV.3- Discussion.

IV.3.1- Nature gazeuse des filaments de streamers.

Les observations antérieures (§ I.4.1.2 et I.4.2.2.(e)) ainsi que les résultats que nous avons obtenu (§ III.3.1.2.(a) et § IV.2.2) concernant l'influence de la pression sur la propagation et la génération mettent en évidence l'intervention d'une phase gazeuse dans le développement des streamers.

Le dispositif d'étude de la dynamique des filaments nous permet d'obtenir des informations quantitatives sur cette phase gazeuse. Pour les interpréter, nous avons comparé la dynamique des filaments (aspect du signal de la photodiode et durée de vie) à celles calculées pour une cavité sphérique.

IV.3.1.1- Dynamique des filaments.

a) Dynamique d'une bulle selon le modèle de Rayleigh.

Le modèle de Rayleigh décrit la dynamique d'implosion d'une cavité sphérique contrôlée par l'inertie du liquide, supposé homogène, incompressible et de volume infini [64]. Ce modèle néglige également l'effet de la viscosité et la tension superficielle. Ces hypothèses permettent de déterminer de façon simple la durée d'implosion d'une bulle de rayon initial R_0 lorsque la pression appliquée sur le liquide est égale à P_∞ (annexe 2):

$$\tau_R = 0,915 \cdot R_0 \cdot \sqrt{\frac{\rho}{P_\infty}} \quad (\text{IV.1})$$

Le modèle de Rayleigh ne modélise que la phase d'implosion de la bulle. Cependant, en identifiant la phase d'expansion à celle d'implosion il est possible de déterminer sa dynamique totale (expansion et implosion). Il suffit pour cela de supposer que ces deux phases sont symétriques. Ceci revient à faire les hypothèses suivantes: l'énergie nécessaire à la génération de la bulle (de rayon maximum R_0) est déposée dans le liquide en un temps très court devant la durée d'implosion, et l'expansion de la bulle jusqu'à R_0 est contrôlée par l'inertie du liquide (de manière identique à la phase d'implosion).

Dans ces conditions, la durée de vie de la bulle correspond à deux fois la durée τ_R . On définit ainsi la durée de vie théorique selon le modèle de Rayleigh:

$$\tau_{vR} = 2 \cdot \tau_R.$$

Dans leur étude sur la génération en polarité négative, Kattan et al. [6,7,8] ont observé que la dynamique de la bulle de vapeur générée après l'avalanche initiale est correctement décrite par le modèle de Rayleigh.

Notons qu'en géométrie cylindrique il n'est pas possible de résoudre analytiquement l'équation décrivant le mouvement radial d'un canal gazeux.

b) Comparaison avec les résultats expérimentaux.

Sur la figure IV.34 nous avons reporté les valeurs de la durée de vie mesurées (τ_v), ainsi que celles calculées (τ_{vR}) à partir de l'expression IV.1 et des valeurs expérimentales de $R_0(P_\infty)$ (figure IV.27). En dépit du fait que l'on compare la dynamique d'une bulle sphérique à celle d'un canal cylindrique, l'accord entre les valeurs et les variations de τ_v et τ_{vR} lorsque l'on accroît la pression indique que le filament à un comportement semblable à celui d'une phase gazeuse dont la dynamique est contrôlée par l'inertie du liquide.

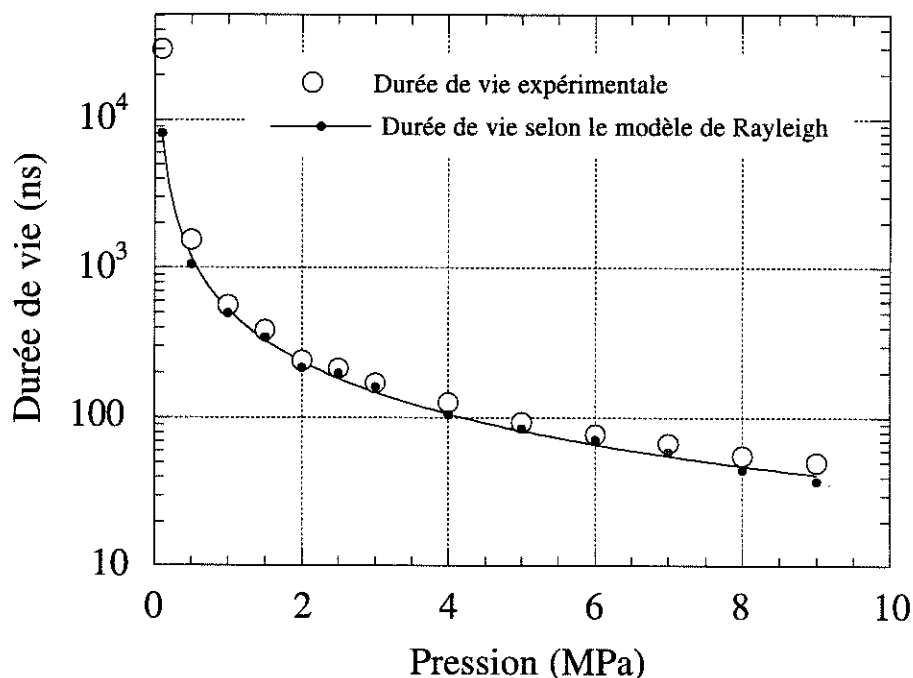


Figure IV.34: Comparaison des durées de vie calculées (courbes) et mesurées (points) lorsque la pression croît à tension constante (17,5 kV). Les durées de vie calculées pour une bulle sphérique et un canal cylindrique correspondent à deux fois la durée d'implosion obtenues à l'aide des relations (IV.1) et (IV.2). Pentane, $r_0=1,7 \mu\text{m}$, $L=2,5 \text{ mm}$.

Sur la figure IV.35 nous observons que la dynamique d'un filament enregistrée par la photodiode pour $P_\infty=1,5$ MPa est très proche de celle calculée à partir du modèle de Rayleigh (pour R_0 défini à partir du signal expérimental). Cette observation, la présence de rebonds après l'implosion du filament et le rôle de P_∞ , nous permet de confirmer la nature gazeuse des filaments.

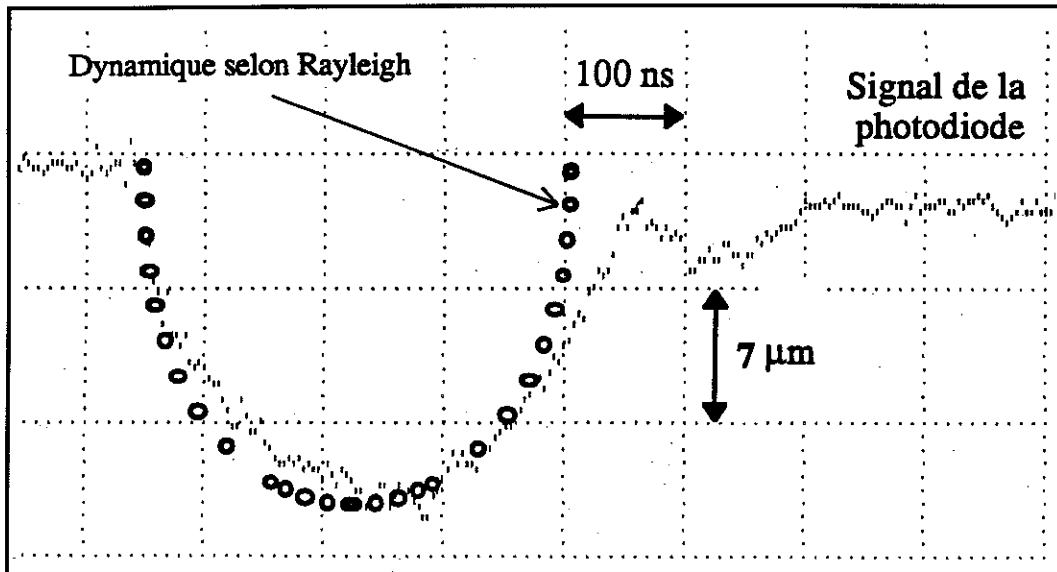


Figure IV.35: Comparaison de la dynamique radiale d'un filament de streamer à la dynamique d'une bulle sphérique calculée d'après le modèle de Rayleigh. Pentane, $P_\infty=1,5$ MPa, $U_0=17,5$ kV, $r_0=1,7$ μm , $L=2,5$ mm.

c) Coupure des filaments.

Comme on peut l'observer sur la figure IV.22, l'implosion des filaments conduit à la formation de bulles de tailles et de formes variées. Cette observation s'explique simplement en considérant que la vie d'un filament se déroule de la manière dont nous l'avons schématisée sur la figure IV.36. Celle-ci représente les phases d'expansion ((a), (b), (c)) et d'implosion ((d), (e), (f)) d'une portion de filament:

(a) le filament est généré dans le liquide, son extrémité est de forme conique (figure IV.21);

(b) expansion du filament;

(c) le filament atteint son diamètre maximum, son contour n'est pas parfaitement cylindrique mais au contraire assez irrégulier (figures IV.16 et IV.21);

- (d) implosion du filament;
- (e) le filament implose plus rapidement aux endroits où son diamètre est le plus petit;
- (f) rupture du filament en bulles de tailles et de formes quelconques (sphériques ou allongées).

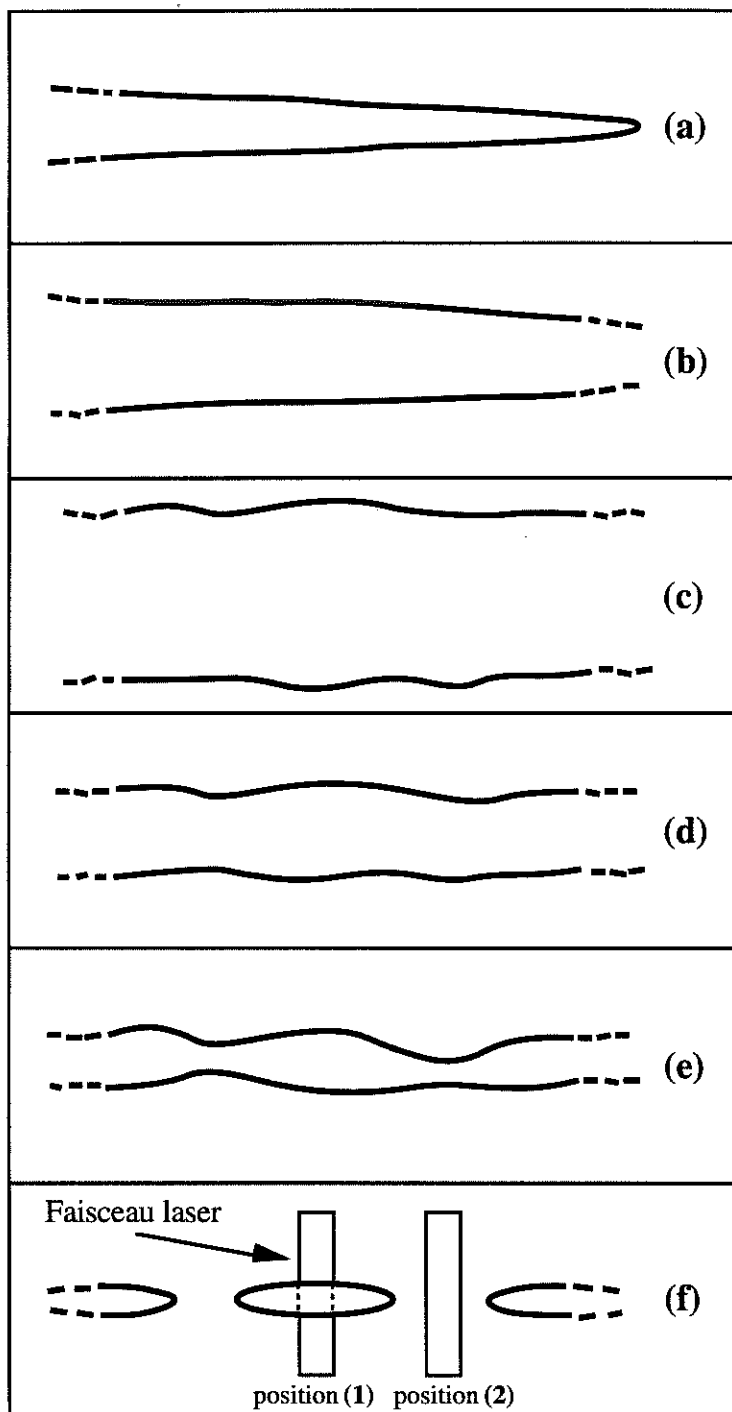


Figure IV.36: Schématisation de la dynamique des filaments depuis leur création jusqu'à leur coupure en un chapelet

Les ruptures du filament étant localisées de manière aléatoire, pour un même filament la durée de vie mesurée sera:

- maximale si le faisceau laser coupe le filament au milieu d'une bulle (position 1 sur la figure IV.36 (f));
- minimale si le faisceau laser est situé au milieu d'une coupure (position 2).

Ceci explique en partie la dispersion des mesures observable sur les figures IV.25 et IV.28. De plus, l'écart entre la valeur mesurée la plus faible et la valeur moyenne étant de l'ordre de 15%, ceci montre que la coupure intervient effectivement vers la fin de la phase d'implosion du filament, comme schématisé sur la figure IV.36.

IV.3.1.2- Pression électrostatique.

Dans l'hypothèse où les filaments sont conducteurs et que toute la charge est située à l'interface gaz/liquide (la validité de cette hypothèse a été discutée dans [66]), une pression électrostatique doit s'exercer sur l'interface. On peut estimer cette pression en géométrie cylindrique par :

$$P_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{2} \left(\frac{U_0}{R_0 \ln \frac{L}{R_0}} \right)^2 \quad (\text{IV.2})$$

Cette pression tend à tirer l'interface vers le liquide, et, si son amplitude est suffisante, elle devrait donc modifier la dynamique des filaments (forme du signal de la photodiode) et la valeur du rayon maximum R_0 .

En première approximation, on peut supposer que le filament atteint son rayon d'équilibre R_0 (fin de la phase d'expansion) lorsque la pression appliquée sur l'interface filament/liquide devient nulle. Le bilan des pressions s'écrit alors:

$$\frac{\sigma}{R_0} + P_\infty = P_f + P_e \quad \text{soit} \quad P_\infty - P_e = P_f$$

en négligeant la tension superficielle σ , et où $P_f = P_v + P_g$ est la pression dans le filament (pression de vapeur + pression partielle du gaz permanent qu'il peut contenir).

Nous avons reporté dans le tableau IV.1 les valeurs de P_e calculées avec les valeurs de R_0 mesurées lorsque l'on accroît la pression hydrostatique P_∞ (figure IV.27). On remarque que la valeur de P_e n'est jamais très éloignée de celle de P_∞ . Ce résultat indique que la pression électrostatique pourrait influencer de façon non négligeable sur la valeur du rayon d'équilibre R_0 .

Pression hydrostatique (MPa)	Pression électrostatique calculée (MPa)
0,1	0,06
2	1,7
4	3,3
8	7,7

Tableau IV.1: Pression électrostatique calculée à partir de l'expression IV.2 pour les valeurs de R_0 mesurées lorsque l'on accroît la pression (figure IV.27).

Cependant, les résultats de la figure IV.29 indiquent que l'augmentation de U_0 ne modifie pas la valeur de R_0 , alors que la pression électrostatique P_e calculée à partir de l'expression IV.2 croît sensiblement (tableau IV.2).

Tension (kV)	Pression électrostatique calculée (MPa)
12	0,9
16	1,4
20	2,1
24	3,2

Tableau IV.2: Pression électrostatique calculée à partir de l'expression IV.2 pour les valeurs de R_0 mesurées lorsque l'on accroît la tension (figure IV.29, pour $P_\infty=2\text{MPa}$).

Par ailleurs, nous avons prolongé les courbes de la figure IV.32 jusqu'à $T_c=10\ \mu\text{s}$ sans observer de modification sur R_0 . Ceci indique que le fait que la tension soit appliquée ou pas ne modifie pas le rayon d'équilibre, ce qui devrait être le cas si l'effet de la pression électrostatique n'était pas négligeable.

Par conséquent, la pression électrostatique ne semble pas être un paramètre déterminant pour la dynamique des filaments et pour leur rayon d'équilibre. Ceci peut être dû au fait que la densité de charges à l'interface liquide/vapeur n'est pas suffisamment importante pour que la force de traction appliquée sur celle-ci soit efficace, ou encore que les charges ne soient pas situées sur l'interface mais dans le liquide, formant ainsi un volume chargé dont le rayon est supérieur à R_0 .

IV.3.1.3- Nature de la phase gazeuse composant les streamers.

Deux cas sont à envisager: la phase gazeuse est constituée de vapeur du liquide ou bien du gaz provenant de la décomposition des molécules du liquide (§ I.4.3.3.(c)). Une estimation simple permet de constater que la vaporisation du liquide est un

processus beaucoup plus probable que sa décomposition.

Pour une tension appliquée $U_0=17,5$ kV et une pression hydrostatique $P_\infty=0,5$ MPa, on génère un streamer de longueur $L_a=740$ μm , de rayon $R_0\approx 15$ μm . Durant la propagation de durée τ_p , le générateur débite un courant continu $I\approx 1$ mA. L'énergie qu'il fournit pour générer le streamer est de l'ordre de $W_g=U_0.I.\tau_p\approx 4,4$ μJ .

Une partie de cette énergie est dépensée pour former N moles de gaz. Si l'on suppose que ce gaz est parfait et qu'à l'équilibre ($R=R_0$) la pression dans le gaz est égale à P_∞ , alors $N=(P_\infty.R_0^2.\pi.L_a)/(\mathcal{R}T_{eb})=8,6.10^{-11}$ mol. où \mathcal{R} est la constante des gaz parfait et T_{eb} la température d'ébullition du liquide à P_∞ .

Les résultats connus concernant la décomposition du pentane par un rayonnement de nature photonique ou électronique montrent que la production d'hydrogène (H_2) est toujours prédominante [59]. Dans la mesure on l'on suppose que les filaments sont constitués d'une phase gazeuse issue de la décomposition du liquide, nous pouvons donc considérer que celle-ci est constituée essentiellement d'hydrogène.

Pour former chaque molécule d'hydrogène contenue dans le filament, l'énergie minimum requise est celle nécessaire pour casser deux liaisons C-H. L'énergie de la liaison C-H étant $\approx 4,5$ eV, il faudra, pour créer les $N=8,6.10^{-11}$ mole de gaz contenues dans le filament, ≈ 75 μJ . Cette énergie est près de 20 fois supérieure à W_g . En fait ce rapport est probablement encore plus élevé car la totalité de l'énergie fournie par le générateur ne sert pas uniquement à décomposer le liquide. Par conséquent il n'est pas possible que les filaments de streamers soient totalement constitués de gaz de décomposition.

Dans les mêmes conditions que précédemment, l'énergie de vaporisation du liquide est environ 34 kJ/mol (voir calcul annexe 1), ce qui nous donne une énergie de $\approx 2,9$ μJ pour créer un même nombre N de mole de vapeur. Cette énergie est bien inférieure à celle calculée pour décomposer les molécules du liquide, et est cohérente avec l'énergie débitée par le générateur ($\approx 4,4$ μJ).

Ces simples approximations nous permettent de conclure que la phase gazeuse formant les filaments est composée essentiellement de la vapeur du liquide, et que la proportion de gaz de décomposition reste très faible.

IV.3.1.4- Energie thermique de création d'un filament.

En considérant que les streamers sont composés entièrement de vapeur du liquide il est possible de déterminer la valeur de l'énergie thermique d'évaporation W_c rapportée à une unité de longueur. Pour cela nous supposons, comme précédemment, que la vapeur est un gaz parfait, et, qu'à l'équilibre $R=R_0$, la pression et la

température dans le filament sont égales respectivement à P_∞ et T_{eb} .

Le nombre de moles contenu dans un filament de longueur $L_a=1$ mm et de rayon maximum R_o est égal à: $N = (P_\infty \cdot R_o^2 \cdot \pi \cdot L_a) / (\mathcal{R} \cdot T_{eb})$. L'énergie de création par millimètre de filament est donc égale à: $W_c = N \cdot E_{eb}$, où E_{eb} est l'énergie d'évaporation d'une mole de liquide dans les conditions P_∞ et T_{eb} (voir calculs annexe 2). Les énergies E_{eb} et W_c ne peuvent être calculées que lorsque P_∞ est inférieure à la pression critique qui représente une limite au dessus de laquelle le changement de phase liquide/vapeur n'est théoriquement plus observable.

Sur la figure IV.37 nous avons reporté les valeurs de W_c calculées avec les valeurs de R_o mesurées lorsque l'on augmente la pression. On observe sur cette figure que:

- pour $P_\infty > 0,5$ MPa l'énergie de création des filaments est indépendante de la pression;
- pour $0,1 < P_\infty < 0,5$ MPa l'énergie W_c , sensiblement plus élevée, traduit probablement le rôle de la dissipation d'énergie dans les filaments, comme nous le verrons dans le § IV.3.1.5.(b).

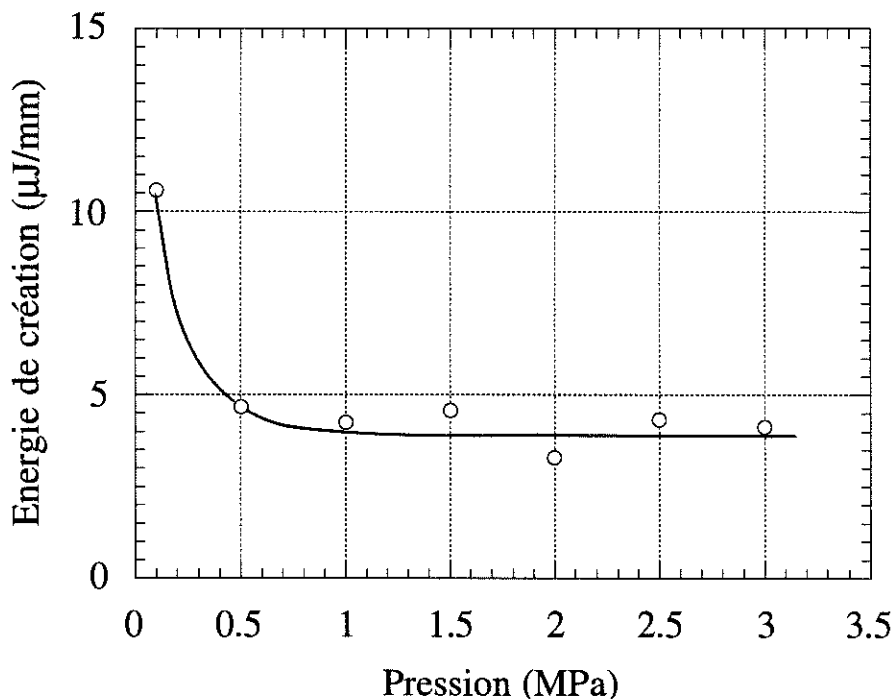


Figure IV.37: Énergie nécessaire pour créer un millimètre de filament en supposant qu'il ne soit composé que de vapeur du liquide et, qu'à l'équilibre ($R=R_o$), la pression et la température dans le filament soient égales respectivement à P_∞ et T_{eb} .

Problème des pressions supérieures à la pression critique du liquide:

Lorsque la pression hydrostatique appliquée est supérieure à la pression critique du liquide ($P_c=3,3$ MPa), nous n'observons pas de discontinuité sur le diamètre mesuré (figure IV.27), ni sur les durées de vie mesurées ou calculées à partir du modèle de Rayleigh (figure IV.34). Par ailleurs, l'aspect du signal de la photodiode reste inchangé: les phases d'expansion, d'implosion et les rebonds sont encore observés. Ces différents résultats indiquent que lorsque P_∞ est supérieure à P_c la dynamique des filaments reste contrôlée par l'inertie du liquide et qu'ils sont toujours composés d'une phase gazeuse.

Lorsque $P_\infty < P_c$ la nature gazeuse des filaments de streamers peut s'expliquer par la vaporisation du liquide, qui, comme nous l'avons vu, est cohérente avec la quantité d'énergie disponible. Cette conclusion a d'ailleurs été retenue dans le cas de la génération de bulle en polarité négative dans le cyclohexane [7,8].

Cependant, lorsque $P_\infty > P_c$, il n'est théoriquement plus possible d'envisager un processus de vaporisation du liquide. Par ailleurs, la génération de gaz provenant de la décomposition du liquide reste un processus trop énergétique en comparaison du volume des filaments formés (pour $P_\infty=5$ MPa et $U_0=17,5$ kV, il faudrait fournir 20 μ J pour former un filament composé d'hydrogène).

Pour tenter d'expliquer ce phénomène, nous pouvons suggérer qu'un processus de création de vapeur serait possible si une dépression locale se produisait dans le liquide, à l'extrémité du filament, où l'énergie est déposée. Différents mécanismes pourraient contribuer à engendrer une telle dépression:

- Un processus mécanique lié à la radiation de l'onde de choc (figure IV.13): dans la région de champ intense située à l'extrémité des filaments, la densité d'énergie déposée suite à la création et au mouvement de charges dans le liquide, entraîne localement une forte augmentation de la température et de la pression. Ce dépôt d'énergie, réalisé dans un temps très bref, génère une onde de choc. Dans son mouvement d'expansion, le front d'onde crée une dépression locale au point où l'énergie est déposée. Si cette dépression est suffisante, il pourrait y avoir vaporisation du liquide pour $P_\infty > P_c$. Un tel mécanisme a été avancé pour expliquer la génération de bulles dans les hydrocarbures aromatiques en polarité négative [67].
- les forces électriques (voir § IV.3.1.2) pourraient également contribuer à engendrer cette dépression.

IV.3.1.5- Modes de dépôt d'énergie.

Les résultats obtenus concernant l'influence de la durée d'application de la tension sur la durée de vie et le diamètre des filaments nous permettent d'évaluer la manière dont est déposée, dans le liquide et le filament, l'énergie de création W_c .

a) $P_\infty > 0,5 \text{ MPa}$: analogie du point source de chaleur.

Lorsque $P_\infty > 0,5 \text{ MPa}$ les figures IV.32 et IV.33 montrent que toute l'énergie est déposée pendant un temps très court à la tête du streamer. Nous pouvons donc décrire la propagation des filaments (dans le pentane) de la façon suivante: l'extrémité des filaments agit comme un point source de chaleur se déplaçant dans le liquide à une vitesse correspondant à celle de propagation v_p . L'énergie déposée par cette source est suffisante pour vaporiser le liquide (pour $P_\infty < \text{pression critique}$) et former un filament gazeux dont la dynamique est contrôlée par l'inertie du liquide. Une autre indication validant cette image, est l'observation, figure IV.13, d'une onde de choc conique générée à partir de l'extrémité de chaque filament, indiquant qu'une importante densité d'énergie est déposée dans un temps très court dans le liquide.

L'origine de ce point source d'énergie est liée à l'injection et/ou la multiplication de charges dans la région de champ très intense (plusieurs MV/cm) à l'extrémité du filament.

Nous avons calculé précédemment que l'énergie de création W_c reste constante pour $P_\infty > 0,5 \text{ MPa}$, figure IV.37. Ce résultat indique que l'énergie déposée par le point source dans le liquide, à l'extrémité du filament, est indépendante de la pression hydrostatique appliquée.

L'énergie de création étant égale à $W_c \approx 4 \mu\text{J}/\text{mm}$ et la vitesse à $v_p \approx 3 \text{ km/s}$ on peut estimer la puissance dissipée $P = W_c \cdot v_p$ par l'extrémité du filament à $\approx 12 \text{ W}$, pour $U_0 = 17,5 \text{ kV}$.

Lorsque l'on augmente la tension appliquée, le diamètre et la durée de vie des filaments restent constants (figure IV.29 et IV.30). Ceci montre que l'énergie de création par unité de longueur W_c reste également constante. Le fait que la vitesse de propagation des streamers augmente (figure IV.4) montre que la puissance dissipée à la tête du streamer augmente dans la même proportion. Ceci semble cohérent étant donné que cette puissance est liée au champ à l'extrémité du streamer, et donc à la tension appliquée.

b) $P_{\infty} \leq 0,5$ MPa: intervention de la dissipation d'énergie dans les filaments.

Pour $P_{\infty}=0,1$ MPa, on constate que le diamètre (figure IV.32) et la durée de vie (figure IV.33) des filaments est sensiblement dépendant de la durée d'application de la tension (T_c) lorsque celle-ci croît de 0 à 400 ns. Ceci montre qu'à pression atmosphérique, un dépôt d'énergie continu suit, pendant une durée $\Delta \approx 400$ ns, le dépôt initial instantané correspondant au passage de la tête du streamer. Au cours de ces 400 ns, l'extrémité du filament de streamer se propage sur une distance de l'ordre de 1 mm ($v_p \approx 2,6$ km/s). Autrement dit, de l'énergie est dissipée sur une distance égale à 1 mm en arrière de la 'tête' du filament.

Dans le cas des figures IV.32 et IV.33, la longueur d'arrêt moyenne des streamers est de l'ordre de 1 mm et la durée de propagation des filaments est ≈ 400 ns. Pour $P_{\infty} = 0,1$ MPa de l'énergie est donc déposée dans les filaments durant toute la propagation.

Ceci suggère que la dissipation continue d'énergie est due au passage du courant de conduction qui circule dans le filament durant sa propagation. Connaissant l'énergie dissipée et ce courant, il est possible de déterminer la chute de potentiel moyenne dans un filament.

Sur la figure IV.32, on mesure entre $T_c=0$ et $T_c=400$ ns, un accroissement de $20 \mu\text{m}$ du diamètre, ce qui correspond à une énergie dissipée (pour vaporiser le liquide) de $4 \cdot 10^{-8}$ J soit une puissance moyenne de $\mathcal{P}=0,1$ W/mm dissipée dans le filament.

Le courant transitoire étant de ≈ 1 mA, ceci conduit à une chute de potentiel $U=\mathcal{P}/I$ de 10 kV pour 1 mm de filament, qui n'est pas très éloignée de la valeur de 6,5 kV/mm déduite de la pente de la droite $L_a=f(U_0)$ de la figure IV.7.

Lorsque l'on accroît la pression, $P_{\infty}=0,5$, 1 et 2 MPa, on constate que la durée Δ décroît très rapidement et n'est plus mesurable à partir de 2 MPa. Sur la figure IV.32 on peut estimer la valeur de Δ à ≈ 50 ns pour $P_{\infty}=0,5$ MPa et inférieure pour $P_{\infty}=1$ MPa.

Ces durées, contrairement au cas de la pression atmosphérique sont inférieures ou très inférieures à la durée de propagation (≈ 250 ns pour $P_{\infty}=0,5$ MPa, figure IV.28). Ceci signifie que l'énergie n'est plus dissipée sur toute la longueur du filament, mais uniquement sur une longueur limitée en arrière de la tête du streamer ($\approx 130 \mu\text{m}$ à $P_{\infty}=0,5$ MPa).

IV.3.1.6- Pression dans les filaments lors de la propagation.

Pour $P_\infty=0,1$ MPa la durée de vie τ_v des filaments est très supérieure à leur durée de propagation τ_p (durée d'émission de lumière par le filament), figure IV.28. Ceci signifie que la propagation s'effectue au début de la phase d'explosion du filament, et donc que la pression dans les filaments (P_f) est toujours sensiblement supérieure à la pression hydrostatique, dans la mesure où l'on suppose que le rayon d'équilibre R_0 est atteint lorsque P_f est égale à P_∞ . Lorsque l'on augmente la pression (figure IV.28) ou la tension (figure IV.30), l'écart entre τ_p et τ_v diminue, et la pression minimum atteinte dans les filaments lors de la propagation tend vers P_∞ .

En faisant l'hypothèse que la vapeur se comporte comme un gaz parfait, on peut estimer la pression minimum dans les filaments pendant la propagation:

- à $P_\infty=0,1$ MPa, (figure IV.19), le rayon du filament en fin de propagation (à $t=\tau_p\approx 400$ ns) est $R(\tau_p)\approx 15$ μm ce qui correspond à une pression minimum $(P_f)_{\min} = (P_\infty \cdot R_0^2) / R^2(\tau_p) \approx 1,1$ MPa, avec $R_0=50$ μm ;
- à $P_\infty=1$ MPa, (figure IV.20), $\tau_p\approx 200$ ns, $R(\tau_p)\approx 9,5$ μm et $R_0=11$ μm , ce qui donne une pression minimum dans le filament en fin de propagation égale à $(P_f)_{\min}\approx 1,2$ MPa qui est très proche de P_∞ .

Lorsque $\tau_p \geq (\tau_v/2)$, (pour $P_\infty\approx 2$ MPa sur la figure IV.28), la pression minimum dans le filament vaut P_∞ , et est atteinte, en un point donné du filament, lorsque $R(t)=R_0$.

Par ailleurs, le fait que la pression varie en permanence en tout point du streamer implique qu'il existe un gradient de pression dans les filaments. La pression est très élevée à l'extrémité du filament et décroît vers sa "racine". Lorsque $\tau_p > (\tau_v/2)$, la pression P_f doit passer par un minimum à une distance $\approx (\tau_v/2) \cdot v_p$ en arrière de la tête du filament.

IV.3.2- Influence de la nature gazeuse des filaments sur la propagation.

IV.3.2.1- Conductivité des filaments.

L'arrêt des streamers à jusqu'à présent été attribué à une chute de potentiel moyenne α le long des filaments [14]. A partir des résultats de la figure IV.7, il est possible de déterminer la valeur de α en fonction de la pression appliquée,

tableau IV.3.

Pression (MPa)	Chute de potentiel (kV/mm)
0,1	6,5
1	25
2	45,5
3	62
4	75

Tableau IV.3: Valeur de la chute de potentiel moyenne le long des filaments de streamers en fonction de la pression hydrostatique.

On remarque que α varie considérablement entre 0,1 et 4 MPa (\approx un facteur 10) et que le champ le long du streamer peut être très élevé (jusqu'à 750 kV/cm à 4 MPa). L'ordre de grandeur de ces champs suggère que des phénomènes prédisruptifs (multiplication électronique) en phase gazeuse pourraient intervenir dans les filaments. Cette proposition est appuyée par le fait que le filament émet en permanence de la lumière durant sa propagation, et également par le fait que le champ dans les canaux augmente avec la pression.

Cependant, il paraît difficile de quantifier cet effet (comparaison avec les tensions d'amorçage de Paschen) dans la mesure où la pression dans le filament ne cesse de varier dans l'espace (le long du streamer) et dans le temps (en tout point du filament).

De plus les caractéristiques d'une décharge confinée dans un canal gazeux entouré de liquide, de quelques dizaines de μm de diamètre, ne sont pas connues, et pourraient être très différentes de celles d'une décharge en géométrie plane (Paschen).

D'autre part, l'existence d'un gradient de pression le long du filament suggère que le champ devrait être maximum en arrière de la tête du streamer, et décroissant jusqu'à sa racine. Une telle distribution non linéaire du potentiel a été effectivement observée dans les filaments des décharges glissantes sur une interface huile-isolant [68].

IV.3.2.2- Arrêt des streamers.

Dans le paragraphe précédent nous avons supposé que l'arrêt des streamers est dû à une chute de potentiel le long des filaments qui entraîne la diminution progressive, au cours de la propagation, du potentiel de leur extrémité.

Cependant, les figures IV.28 et IV.30 indiquent que l'implosion et la rupture des filaments peut également, dans certaines conditions, être la cause de l'arrêt des streamers:

- à pression élevée: sur la figure IV.28, on remarque que pour $P_{\infty}=4$ à 5 MPa, $\tau_v \approx \tau_p$,

ce qui signifie que pour $P_{\infty} > 4$ à 5 MPa l'arrêt du streamer est simultanément à sa coupure en une série de bulles. Dans ce cas, la durée de propagation est fixée par la durée de vie du filament gazeux, qui ne dépend que de l'inertie du liquide (§ IV.3.1.5.(a));

- à tension élevée: pour P_{∞} fixée on remarque sur la figure IV.30, que lorsque la tension croît, la durée de propagation tend vers la durée de vie des filaments, ce qui conduit à une conclusion identique.

IV.4- Conclusions.

La caractérisation de la phase de propagation, par l'étude de l'influence de la tension et de la pression sur les vitesses et les longueurs d'arrêt, ainsi que l'étude de la dynamique des filaments, nous conduit aux conclusions suivantes:

(1) Les streamers positifs filamentaires sont composés d'une phase gazeuse provenant essentiellement de la vaporisation du liquide.

(2) La dynamique des filaments est déterminée essentiellement par l'inertie du liquide. Ainsi, la dynamique et la durée de vie des filaments dans le liquide n'est pas affectée par la tension appliquée.

(3) La pression dans le filament varie en permanence dans l'espace (le long du filament) et dans le temps (en tout point du filament). Celle-ci reste en moyenne largement supérieure à la pression hydrostatique.

(4) L'énergie thermique de création des filaments est déposée dans le liquide à la tête du streamer se déplaçant à la vitesse de propagation. La puissance dissipée dans le liquide par ce point source croît proportionnellement avec la tension appliquée et vaut ≈ 12 W pour $U_0 = 17$ kV.

(5) Ce dépôt d'énergie entraîne la radiation à la tête du filament d'une onde de choc (cône de Mach).

(6) Pour $P_{\infty} < 0,5$ MPa, une dissipation d'énergie dans les filaments (de l'ordre de 0,1 W) au cours de la propagation contribue également à l'évaporation du liquide. Cette dissipation d'énergie peut s'expliquer par le passage du courant de streamer dans

les filaments.

(7) Pour des tensions et/ou des pressions élevées, l'implosion des filaments peut entraîner l'arrêt de la propagation des streamers.

(8) La chute de tension le long des filaments croît avec la pression hydrostatique. L'ordre de grandeur des champs suggère l'intervention de phénomènes prédisruptifs dans les canaux gazeux pour assurer leur conductivité.

Bien que notre étude permette de préciser la nature et les caractéristiques des filaments de streamers, une modélisation complète du phénomène nécessiterait de répondre aux questions suivantes:

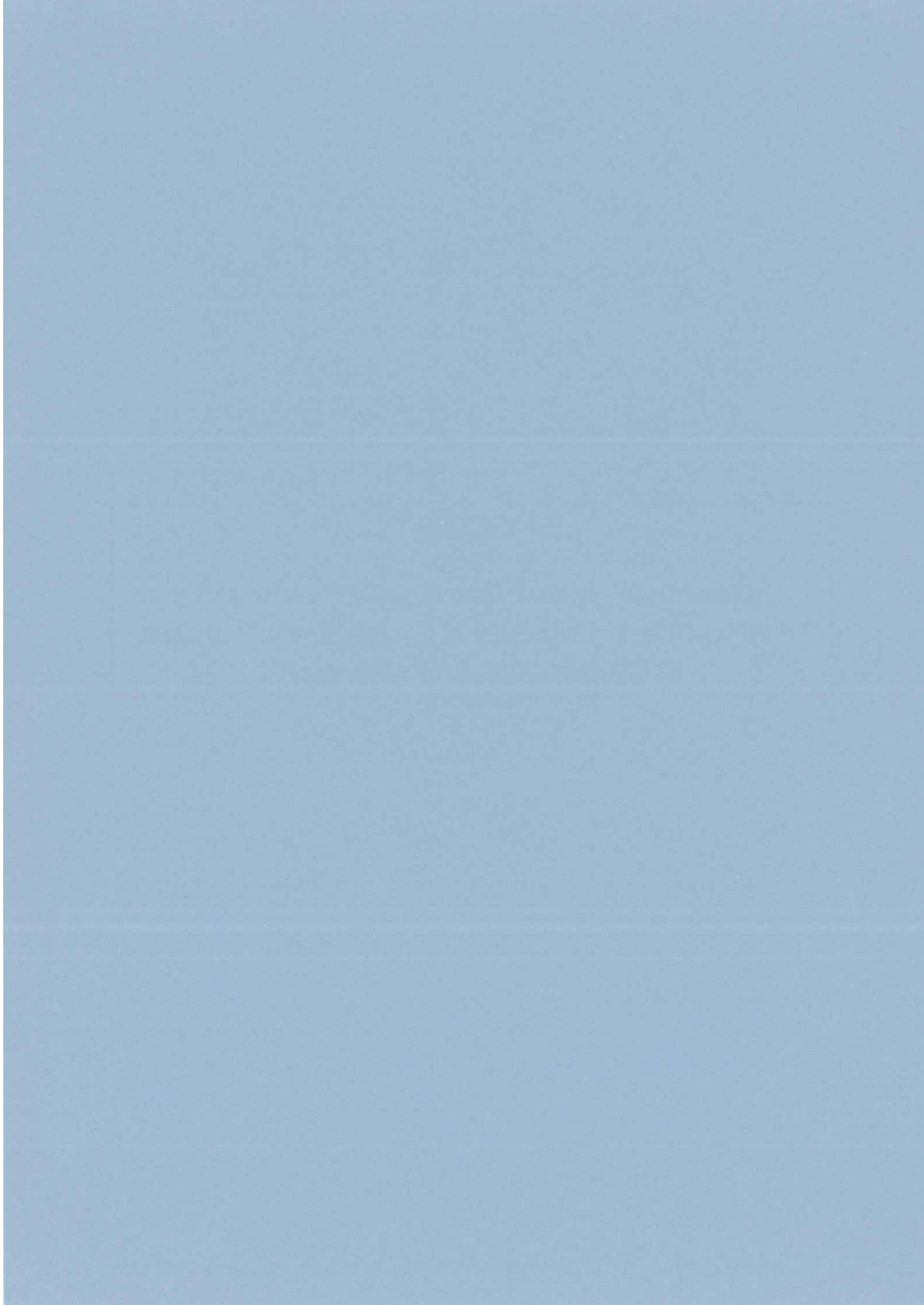
(1) Quels sont les mécanismes de conduction dans les filaments?

(2) Quels sont les mécanismes de création de charges à l'extrémité des filaments?, (Ionisation de champ, Multiplication électronique).

(3) Quels sont les paramètres qui déterminent la vitesse de propagation des streamers?

CHAPITRE V

**MESURE ET MODELISATION DES COURANTS
TRANSITOIRES ASSOCIES A LA PROPAGATION DES
STREAMERS UNI-FILAMENTAIRES.**



V.1- Préambule.

Jusqu'à présent, aucune interprétation satisfaisante des courants transitoires associés à la propagation des streamers dans les liquides n'a été proposée.

Dans ce chapitre, nous présentons un modèle simple qui permet le calcul de l'amplitude du courant continu (figure IV.10) associé à la propagation des streamers uni-filamentaires (§IV.2.2.3 (a)).

V.2- Modèle du filament cylindrique conducteur.

Nous modélisons le streamer uni-filamentaire en l'assimilant à un barreau cylindrique conducteur (figure V.1). La propagation du streamer se caractérise par l'allongement à diamètre constant du cylindre vers l'électrode plane.

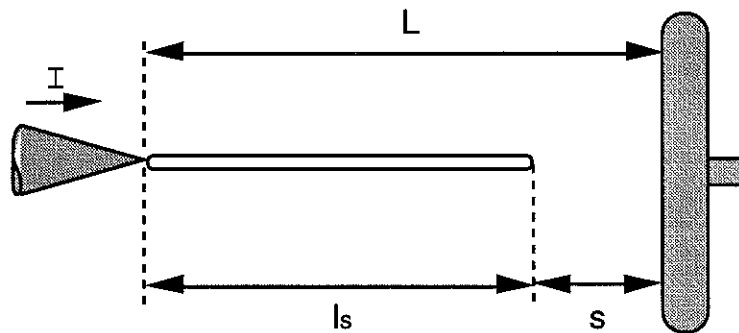


Figure V.1: Modélisation d'un streamer uni-filamentaire par un barreau cylindrique conducteur.

Il résulte de cet allongement une variation de la capacité C du système streamer/plan qui engendre un courant de déplacement I . Pour une tension appliquée constante U_0 , le courant s'écrit:

$$I = U_0 \cdot (dC/dt) = U_0 \cdot v_p \cdot (dC/dx) \quad (V.1)$$

où v_p est la vitesse de propagation du streamer.

Des modèles similaires ont été proposés concernant les décharges dans les gaz [69,70], en utilisant comme expression de la capacité C , celle de deux cylindres coaxiaux. Ce choix introduit un paramètre ajustable qui est le rayon du diamètre extérieur.

Nous avons utilisé pour notre calcul l'expression (V.2) de la capacité d'un fil cylindrique face à un plan [71]:

$$C = \frac{2 \pi \epsilon l_s}{\ln \left(\frac{l_s}{r_0} \sqrt{\frac{4s + l_s}{4s + 3l_s}} \right)} \quad (V.2)$$

où l_s est la longueur du canal cylindrique à l'instant t et $s=L - l_s$. En substituant cette relation dans (V.1), on obtient l'expression du courant I :

$$I = \frac{2 \pi \epsilon v_p U_0}{\ln^2 (k l_s / r_0)} \left(\frac{4 L l_s}{(4L - l_s) (4L - 3l_s)} + \ln \frac{k l_s}{r_0} - 1 \right) \quad (V.3)$$

où $k = \sqrt{(4L - 3 l_s) / (4L - l_s)}$.

Notons que lorsque $s \gg l_s$ (petits filaments), l'expression (V.2) de la capacité est réduite à:

$$C \approx \frac{2 \pi \epsilon l_s}{\ln \left(\frac{l_s}{r_0} \right)}$$

qui est la capacité d'un ellipsoïde de petit axe r_0 et de grand axe $l_s/2$. Cette expression indique que la capacité d'un petit streamer est indépendante de la distance inter-électrodes. Le courant s'écrit alors de manière simplifiée:

$$I = \frac{2 \pi \epsilon v_p U_0}{\ln (l_s / r_0)} \left(1 - \frac{1}{\ln (l_s / r_0)} \right)$$

L'amplitude du courant calculée à l'aide de l'expression (V.3) reste pratiquement constante durant toute la propagation. L'augmentation relative de la capacité cylindre/plan entraîne une variation de seulement 10% lorsque le canal à traversé $\approx 95\%$ de l'espace inter-électrodes.

V.3- Mesure des courants des streamers uni-filamentaires.

V.3.1- Démarche expérimentale.

Pour tester la validité de l'expression (V.3) nous avons mesuré le courant associé à la propagation de streamers uni-filamentaires (comportant parfois quelques ramifications latérales) en faisant varier les paramètres significatifs: tension,

permittivité et vitesse.

Pour cela nous avons testé une série de liquides et de mélanges de permittivité croissante et dans lesquels les vitesses des streamers sont nettement différentes. Nous n'avons retenu que ceux dans lesquels il est possible d'observer des streamers unifi-lamentaires. Dans tous les liquides testés, ces derniers ne sont générés que pour un intervalle de tension très réduit (de l'ordre de quelques kV) et il ne nous a donc pas été possible d'évaluer l'influence de la tension.

Nous avons sélectionné les enregistrements de courant correspondant à la propagation d'un seul filament en visualisant les streamers pour chaque enregistrement.

V.3.2- Liquides et mélanges utilisés.

Pour étudier le rôle de la permittivité nous avons utilisé deux liquides de base, le cyclohexane ($\epsilon_r=2$) et le dioctylphtalate ($\epsilon_r=5,3$) que nous avons mélangé à des liquides fortement polaires (nitrobenzène $\epsilon_r=35$, acétonitrile $\epsilon_r=37,5$). Ces mélanges permettent d'augmenter sensiblement leur constante diélectrique. Il n'est pas possible d'utiliser directement des liquides fortement polaires comme le nitrobenzène ($\epsilon_r=35$) ou le carbonate de propylène ($\epsilon_r=69$) dans lesquels les vitesses de propagation sont très élevées (≈ 50 à 100km/s) et les courants transitoires sont composé de fortes impulsions. Ces phénomènes ont déjà été observés dans l'eau [72] et caractérisent une propagation discontinue qui ne peut pas être modélisée par l'expression (V.3).

Ces mélanges permettent également de faire varier la vitesse sur un intervalle significatif, voir tableau V.1.

Liquides	Permittivité relative	Vitesse (m/s)	Tension (kV)	Courant mesuré (mA)	Courant calculé (mA)
Cyclohexane	2,0	2800	32	1,1	1,4
Cyclohexane + 0,49 mol/l Tétrachloroéthylène	2,1	1600	35	0,8	0,8
Huile de transformateur	2,2	2400	22,5	1,0	0,9
Cyclohexane + 0,98 mol/l Nitrobenzène	3,9	4900	35	5,1	5,0
Dioctylphtalate	5,3	900	21	0,7	0,8
Dioctylphtalate + 2,8mol/l Acétonitrile	11,6	1000	22	2,2	1,9

Tableau V.1: Résultats expérimentaux concernant la mesure de l'amplitude du courant associé à la propagation de streamers uni-filamentaires, et courants calculés à partir de l'expression V.3 dans ces mêmes conditions expérimentales.

V.3.3- Mesure des courants.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, (§ IV.2.2.3.(a)), le courant associé à la propagation des streamers uni-filamentaires est quasi-continu (figure IV.10). Nous présentons dans le tableau V.1 les amplitudes mesurées dans différents liquides et mélanges. Ces mesures représentent une valeur moyenne sur un total de 30 essais (erreur $\approx 10\%$) et ont été obtenues pour $L=4$ mm (sauf pour l'huile de transformateur $L=8,2$ mm).

V.4- Discussion.

Le bon accord entre les courants mesurés et calculés (tableau V.1) et la faible variation de l'amplitude du courant au cours de la propagation (comme prévu par l'expression V.3), indiquent que les filaments de streamers sont plutôt bons conducteurs. Toutefois, cette conclusion peut paraître contradictoire avec l'existence de la chute de potentiel définie dans le chapitre précédent (§ IV.3.2.1) et provoquant l'arrêt des streamers à basse pression.

Le seul modèle électrique faisant intervenir une chute de potentiel le long d'un canal a été proposé par Wright [69]. Ce modèle fait appel à deux paramètres électriques qui sont la résistance r et la capacité c du filament par unité de longueur. Les équations définissant les distributions de courant et de potentiel dans le filament le long de son axe Ox (l'origine O étant situé sur la pointe) sont les suivantes:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{1}{c} \frac{\partial i}{\partial x} \quad \text{et} \quad \frac{\partial U}{\partial x} = i.r \quad (\text{V.4})$$

où i et U sont respectivement le courant et le potentiel en x à l'instant t .

Ces équations introduisent l'effet d'une chute de potentiel le long du filament qui entraîne une redistribution de celui-ci au cours de la propagation et engendre l'apparition de courants de déplacement radiaux. Le courant de conduction dans les filaments n'est donc plus constant contrairement au cas précédent (expression V.3).

Wright donne une solution approchée de ce système car sa résolution analytique exacte nécessite que l'on connaisse les conditions aux limites sur l'extrémité du canal se propageant.

Une résolution numérique simple du premier ordre du système (V.4) permet toutefois d'évaluer le rôle d'une chute de potentiel linéaire le long du streamer. Pour cela on discrétise la propagation en n pas de temps Δt durant lesquels le filament se propage sur une distance Δx telle que $v_p = \Delta x / \Delta t$. Le potentiel de chaque élément ainsi

que les courants (de conduction et de déplacement) circulant dans chacun d'eux sont recalculés à chaque pas. Le courant circulant dans l'élément d'extrémité du filament est supposé être égal à $i=V.(c\Delta x/\Delta t)$.

Les valeurs de c et de r sont fixées de la façon suivante:

- $r = \alpha/I$, où α est la chute de potentiel (≈ 70 kV/cm dans le cyclohexane et ≈ 30 kV/cm dans l'huile de transformateur), et I le courant moyen (≈ 1 mA);
- c la valeur moyenne de la capacité par unité de longueur d'un barreau cylindrique, de longueur variant de 0 à L_a (longueur d'arrêt), face au plan.

Sur la figure V.2 nous avons reporté la variation du courant total circulant dans la pointe en fonction du temps, dans le cas de streamers se propageant dans le cyclohexane et dans l'huile de transformateur.

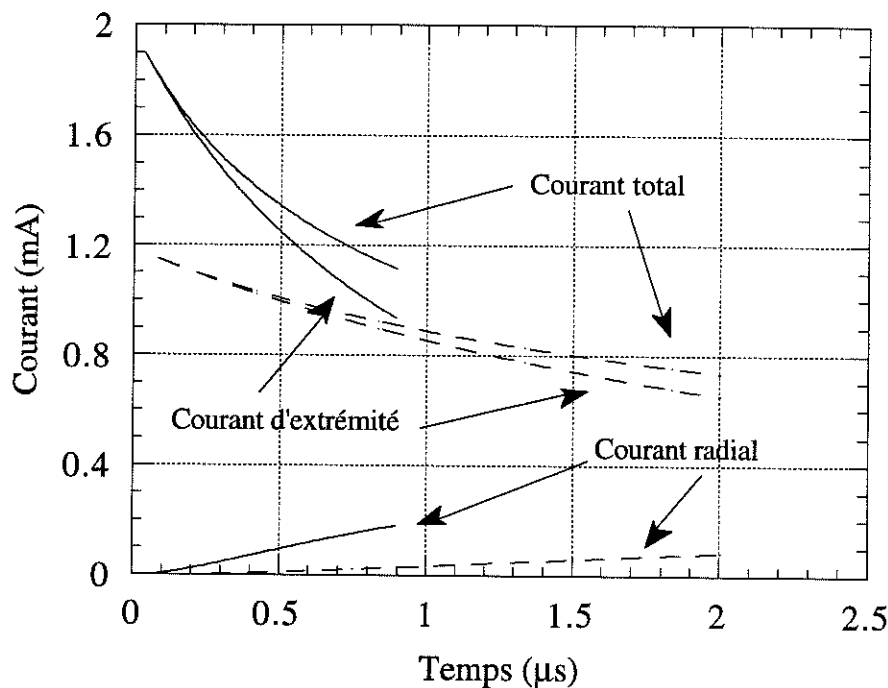
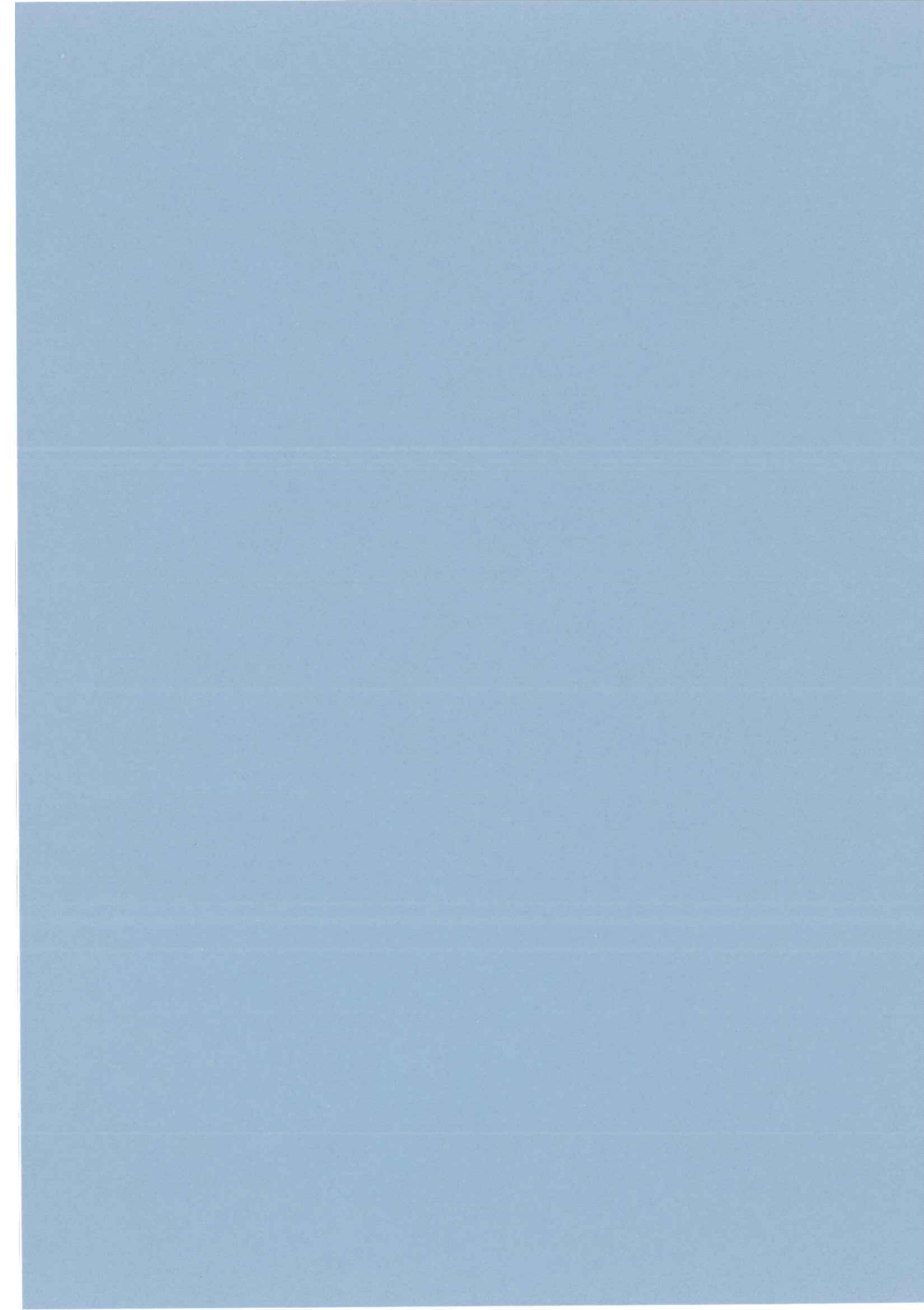


Figure V.2: Evolution temporelle des courants total, radial et d'extrémité associé à la propagation d'un streamer uni-filamentaire dans le cyclohexane (trait plein, $v_p=2800$ m/s, $L_a=2,5$ mm, $U_o=32$ kV, $L=4$ mm, $c=22$ pF/m, $r=6,4.10^9 \Omega/m$) et dans l'huile de transformateur (trait pointillé, $v_p=2400$ m/s, $L_a=4,7$ mm, $U_o=22,5$ kV, $L=8$ mm, $c=22$ pF/m, $r=3.10^9 \Omega/m$).

On remarque sur cette figure une décroissance du courant qui n'est pas observée sur les signaux de courant expérimentaux. Ceci est probablement dû à la simplicité des hypothèses qui consistent à attribuer au filament une résistance et capacité par unité de longueur constantes.

Il apparaît par conséquent qu'un simple modèle électrique ne peut pas décrire correctement le comportement des streamers. Une modélisation plus exacte devrait prendre en compte les mécanismes de conduction dans les filaments (tel que par exemple un mécanisme de multiplication de charge).



La caractérisation des phases de génération et de propagation des streamers positifs, réalisée en géométrie pointe-plan sous créneaux de tension, ainsi que l'étude de la dynamique des canaux gazeux des streamers filamenteux, nous permet de préciser plusieurs points concernant les phénomènes intervenant dans cette polarité.

Génération des streamers positifs:

- En premier lieu, nous avons montré que l'apparition et le développement de streamers lents "buissons" ou rapides filamenteux est fortement liée au choix des paramètres expérimentaux (distance inter-électrodes, rayon de courbure de la pointe, temps de montée du créneau de tension). Les descriptions variées ou incomplètes réalisées dans les études antérieures résultent essentiellement du fait que ces paramètres varient d'une étude à l'autre, et qu'il n'y a pas eu d'étude systématique de leur influence.

Celle-ci est pourtant d'une grande importance pour la mesure des tensions de seuil d'apparition des streamers positifs qui ne peut être correctement réalisée que dans des conditions bien définies: temps de montée très rapide (≤ 10 ns), pointe fine parfaitement calibrées, influence électrostatique parfaite entre les électrodes.

- Les streamers positifs sont générés à partir d'un champ seuil de génération qui ne dépend que du rayon de courbure de la pointe. Tous les phénomènes que nous avons détecté à partir de ce champ seuil (perturbation optique dans le liquide, courant transitoire, émission de lumière) sont dépendants de la pression appliquée. Il n'a donc pas été possible de mettre en évidence un mécanisme initial de génération en phase liquide (tel que l'ionisation de champ ou la multiplication électronique). Toutefois, nous pouvons donner l'image suivante des phénomènes de génération.

A partir du champ seuil de génération, un volume chargé de taille microscopique est généré dans le liquide. Lorsque la tension appliquée dépasse une valeur seuil (tension de propagation), le champ agissant sur cet "embryon" de streamer est tel qu'il se développe de manière instable sous la forme d'un filament rapide. On observe alors la propagation de streamers filamenteux.

Si la tension appliquée est insuffisante, le champ minimum de propagation n'est pas atteint, et le volume chargé généré initialement se développe lentement dans le liquide; on observe alors la propagation de streamers lents en forme de "buisson".

- Lorsque le rayon de courbure de la pointe est égal ou supérieur à une valeur critique (r_c), la tension qu'il faut appliquer pour atteindre le champ de génération devient égale ou supérieure à la tension seuil de propagation. Il n'est plus observé alors que des streamers se propageant sous forme filamenteux.

Propagation des streamers filamenteux :

- Les streamers filamenteux sont composés d'une phase gazeuse qui provient essentiellement de la vaporisation du liquide. La dynamique d'expansion et de contraction des filaments est déterminée par l'inertie du liquide et est indépendante de la tension appliquée.

- L'énergie thermique de création des filaments est déposée dans le liquide à la "tête" du streamer qui se comporte comme une source mobile d'énergie thermique, d'une puissance de l'ordre de 10 W, qui dépend de la tension appliquée. Il n'est pas possible de préciser la nature exacte du mécanisme à l'origine de cette dissipation d'énergie sous l'effet du champ très intense (multiplication électronique, ionisation de champ).

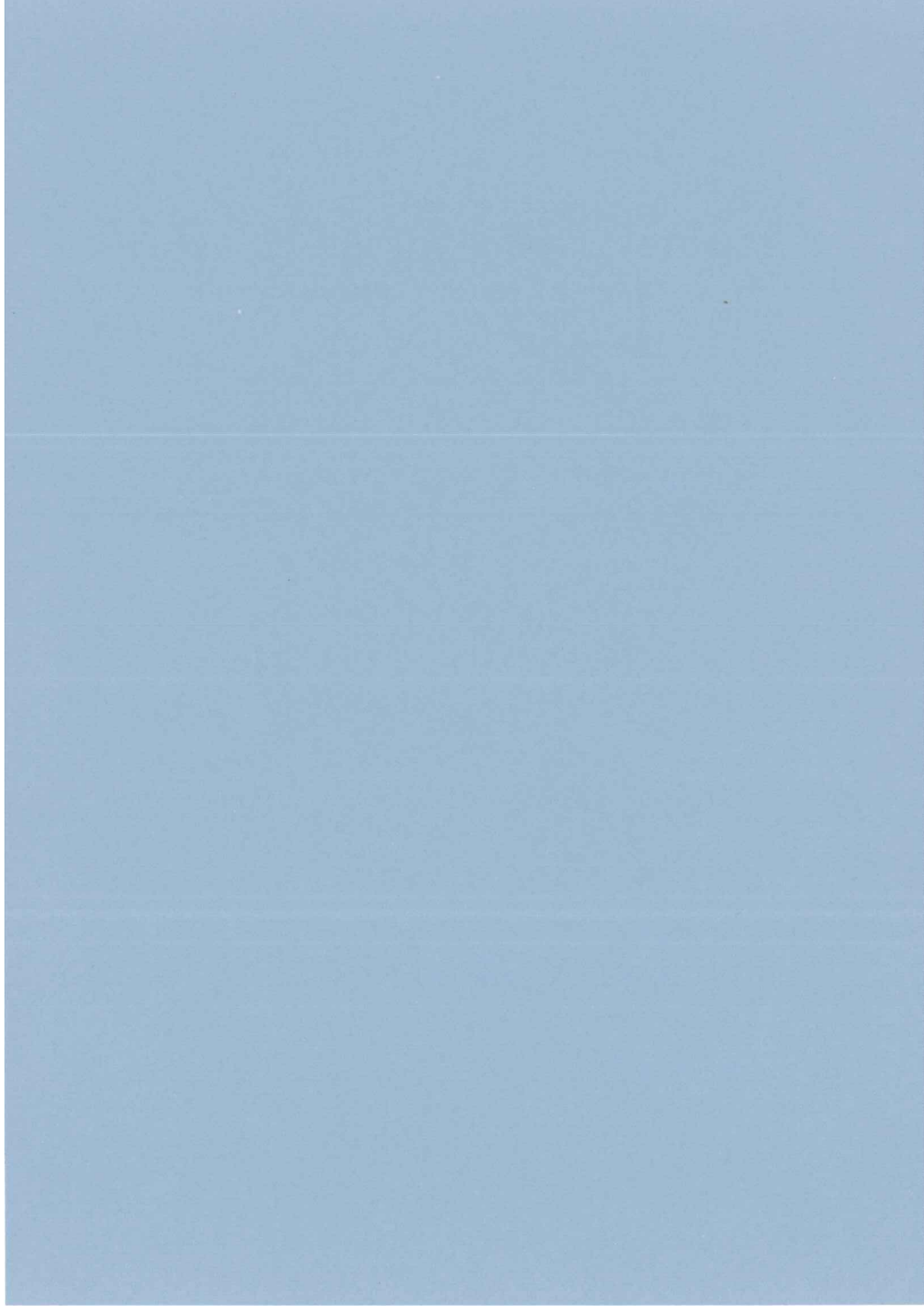
- Pour des pressions faibles ($P_{\infty} \leq 0,5$ MPa), de l'énergie est également dissipée dans les filaments au cours de la propagation. Ce mécanisme peut s'expliquer par l'existence d'une chute de potentiel le long de ces derniers et par la circulation du courant transitoire continu.

- Au cours de la propagation, la pression dans les filaments varie de manière complexe en fonction de la position et du temps. La pression moyenne est toujours supérieure à la pression hydrostatique du liquide. L'existence d'une chute de tension le long des filaments de l'ordre de 7 à 70 kV/mm, qui croît avec la pression, suggère l'intervention de mécanismes prédisruptifs en phase gazeuse pour assurer la conductivité des filaments.

- L'arrêt des streamers peut, pour des valeurs de la tension et/ou de la pression élevée, être provoqué par l'implosion des filaments dont la durée de vie fixe la durée de propagation.

- Un modèle électrique simple, qui assimile la propagation du streamer à celle d'un filament conducteur, permet de calculer des valeurs du courant transitoire très proches de celles mesurées expérimentalement.

ANNEXES



ANNEXE 1: Calcul de l'énergie de vaporisation.

L'énergie de vaporisation se calcule à l'aide de l'expression (A.1) :

$$E_{eb}(T_{eb}) = L_v(T) + \int_{T_a}^{T_{eb}} C_p(T) \cdot dT$$

Il existe plusieurs relations semi-empiriques permettant de déterminer les valeurs de la capacité calorifique du liquide $C_p(T)$ et de la chaleur latente de vaporisation $L_v(T)$ en fonction de la température. Nous avons retenu la relation de Sternling-Brown pour la détermination de $C_p(T)$ et la relation de Watson pour $L_v(T)$ [59]:

(i) Relation de Sternling-Brown:

$$C_p(T) = C_{po} + \mathfrak{R} \cdot (0,5 + 2,2 \cdot \omega) \cdot \left[3,67 + 11,64 \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^4 + 0,634 \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-1} \right]$$

en (cal/mol.K) avec \mathfrak{R} : constante des gaz parfaits (1,987 cal/mol.K); T_c : température critique (K); ω : Pitzer's acentric factor (sans unité) ; C_{po} : capacité de la phase vapeur considérée comme un gaz parfait (cal/mol.K).

(ii) Relation de Watson:

$$L_v(T) = L_v(T_b) \cdot \frac{\left[\left(1 - \frac{T}{T_c}\right) \right]^n}{\left[\left(1 - \frac{T_b}{T_c}\right) \right]^n} \quad \text{en (cal/mol), avec } T_b: \text{ température standard d'ébullition}$$

(sous 1 atm.).

En remplaçant ces relations dans l'expression (A.1) et en faisant varier la température d'ébullition par l'intermédiaire de la pression hydrostatique P_∞ , on obtient l'énergie de vaporisation par mole en fonction de P_∞ . La figure A.1 indique la variation de $E_{eb}=f(P_\infty)$ dans le cas du pentane.

Il est important de noter que cette énergie ne peut être calculée que pour des pressions inférieures à la pression critique au-dessus de laquelle il ne peut être observé de changement de phase liquide /gaz.

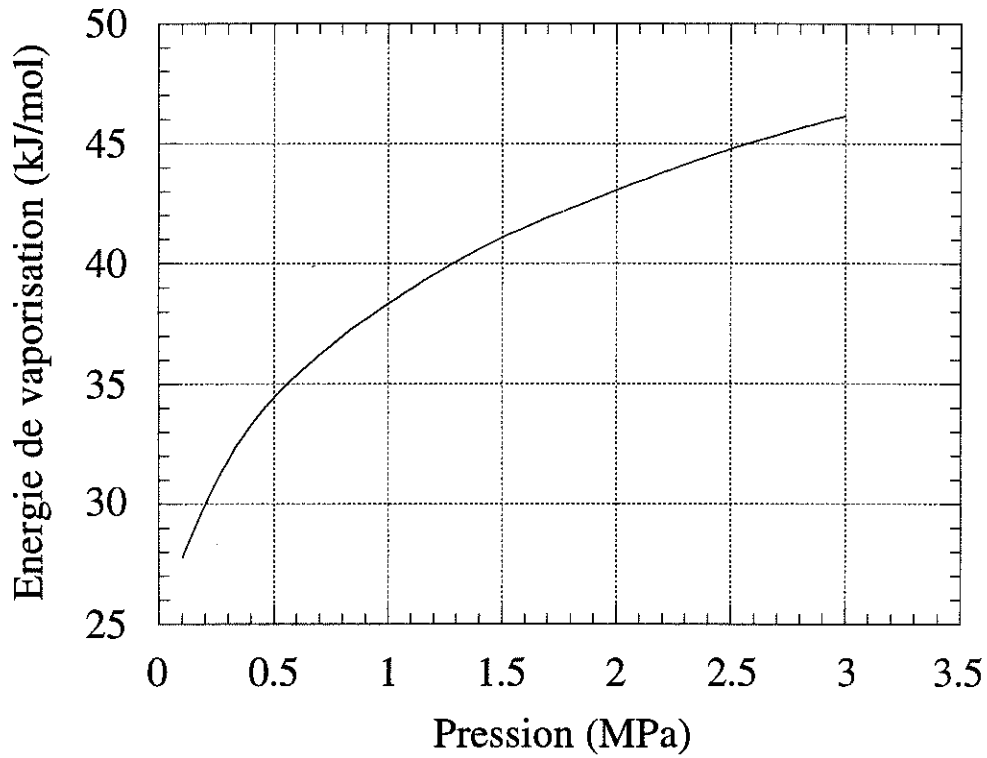


Figure A.1: Energie nécessaire pour vaporiser une mole de pentane initialement à température ambiante (20°C) en fonction de la pression appliquée (la pression critique du pentane vaut 3,3 MPa).

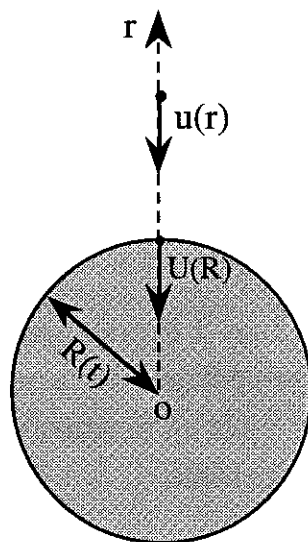


Figure A.2: Représentation des grandeurs utilisées dans le modèle de Rayleigh.

ANNEXE 2: Dynamique d'une bulle sphérique selon le modèle de Rayleigh.

Le modèle de Rayleigh décrit la dynamique d'implosion d'une cavité sphérique contrôlée par l'inertie du liquide, supposé homogène, incompressible et de volume infini [70].

La surface de la cavité, de rayon initial R_0 , est soumise aux forces de pression exercées par le liquide. Le rayon de la bulle est une fonction du temps, $R(t)$, et l'interface bulle/liquide acquiert une vitesse $U(t)=dR/dt$. La contraction de la bulle entraîne la mise en mouvement du liquide. A une distance r du centre de la cavité, la vitesse d'un volume élémentaire de liquide vaut $u(r)$, figure A.2. La pression dans le liquide est supposée constante lorsque r tend vers l'infini.

Pour un liquide incompressible et homogène:

$$\operatorname{div} \vec{u} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \cdot u(r)) = 0 \quad \Rightarrow \quad u(r) = U \frac{R^2}{r^2}$$

L'énergie cinétique du liquide vaut lorsque la bulle à un rayon R :

$$\int_R^\infty \frac{\rho}{2} \cdot u^2(r) \cdot 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot dr = 2 \cdot \pi \cdot \rho \cdot R^3 \cdot U^2 \quad \text{où } \rho \text{ est la masse volumique du liquide.}$$

Cette énergie est égale au travail des forces de pression nécessaire pour réduire le rayon de la cavité de R_0 à R (la pression dans la cavité étant supposée nulle):

$$\frac{4}{3} \cdot \pi \cdot P_\infty \cdot (R_0^3 - R^3)$$

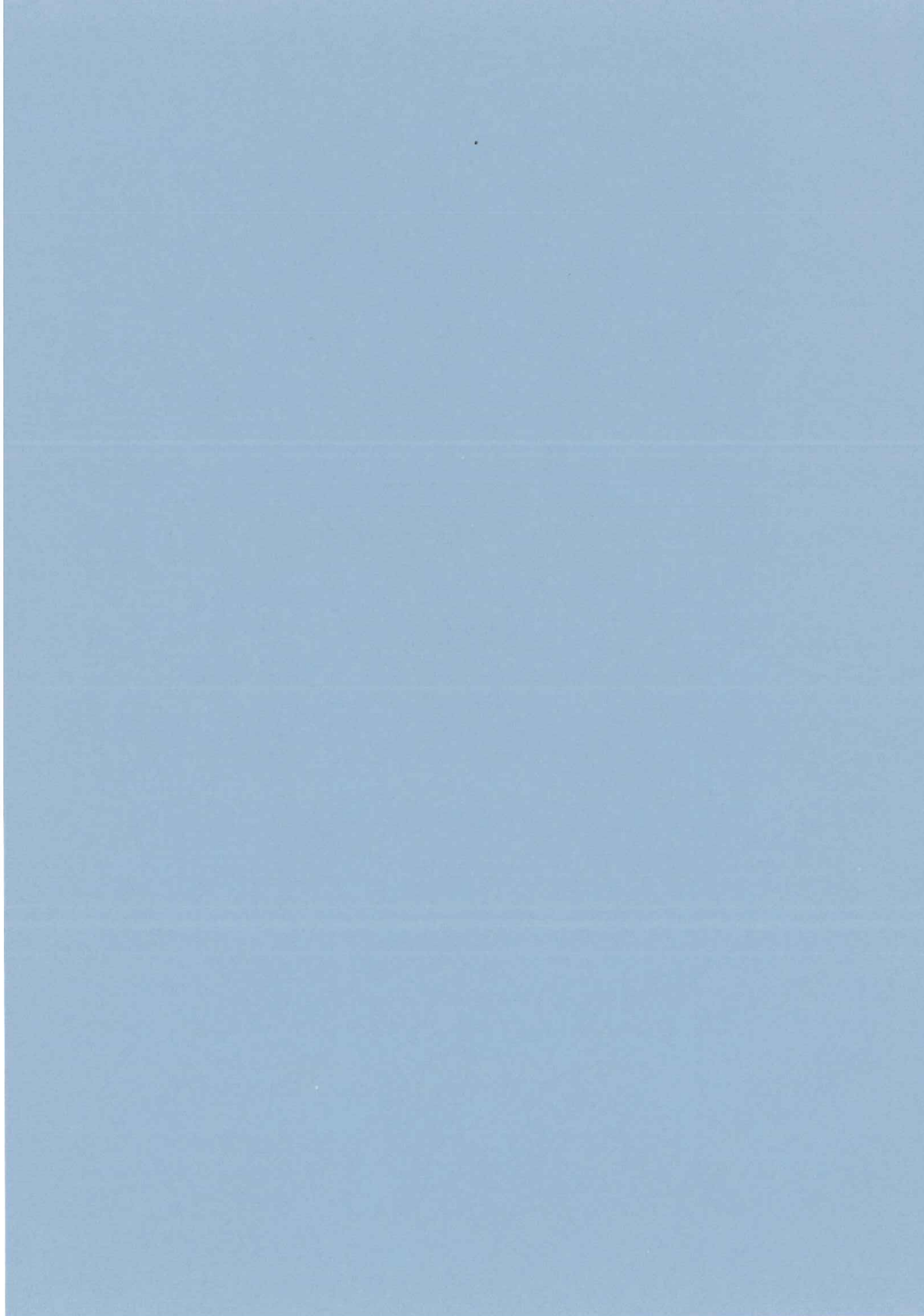
En égalant les deux énergies précédentes, Rayleigh obtient une expression qui relie le temps et le rayon de la bulle:

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

Cette équation admet une solution analytique et permet d'obtenir une relation liant la durée d'implosion de la bulle à son rayon initial:

$$\tau_R = 0,915 \cdot R_0 \cdot \sqrt{\frac{\rho}{P_\infty}}$$

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES



- [1] R. Coelho and J. Debeau, "Properties of the tip-plane configuration", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol.4, pp.1266-1280, (1971).
- [2] Sibillot P., Coelho R., "Prebreakdown events in liquid nitrogen", *Le J. de Phys.*, vol. 35, p. 141-148, (1974).
- [3] Huynh F., "Etude de la formation et de la dynamique des bulles dans l'argon liquide générées par les impulsions de courant en champ électrique très intense", Rapport de stage DEA réalisé au Lab. d'Electrostatique et de Matériaux Diélectriques, CNRS, Grenoble, (1993).
- [4] Denat A., Gosse J.P. and Gosse B., "Electrical conduction of purified cyclohexane in a divergent electric field", *IEEE Trans. on Elec. Insul.*, EI 23, n°4, pp. 545-553, (1988).
- [5] Denat A., Gosse J.P. and Gosse B., "Conduction du cyclohexane très pur en géométrie pointe-plan", *Revue Phys. Appl.*, Vol. 22, pp. 1103-1111, (1987).
- [6] Kattan R., Denat A. and Lesaint O., "Generation, growth and collapse of vapor bubbles in hydrocarbons liquids under high divergent field", *J. Appl. Phys.*, Vol. 66, pp. 4062-4066, (1989).
- [7] Kattan R., "Etude de la formation et de la dynamique de bulles dans les hydrocarbures liquides générées par les impulsions de courant en champ électrique intense", Thèse, Grenoble, (1990).
- [8] Kattan R., Denat A. and Bonifaci N., "Formation of vapor bubbles in non-polar liquids initiated by current pulses", *IEEE Trans. on Elec. Insul.*, EI 26, n° 4, pp. 656-662, (1991).
- [9] Stricklett K.L., Kelley E.F., Yamashita H., Fenimore C., Pace M.O., Blalock T.V., Wintenberg A.L., Alexeff I., "Observation of partial discharges in hexane under high magnification", *Conf. Rec. of the Tenth Int. Conf. on Cond. and Break. in Diel. Liq.*, pp. 381-386, Grenoble, 10-14 Sept., (1990).
- [10] Yamazawa K., Uemura M., Yamashita H., Forster E.O., "Current pulse measurement system using led in dielectric liquids under impulse voltage conditions", *Proc. of 11th Int. Conf. on Cond. and Break. in Diel. Liq.*, Baden-Dättwil, p.352-356, (1993).
- [11] Bérroual A., "Phénomènes de propagation et de génération des streamers dans les diélectriques liquides en géométrie pointe-plan sous créneau de tension", Thèse, Grenoble, (1987).
- [12] McCluskey F.M.J., Denat A., "Bubble formation due to current pulses in a synthetic insulating liquid in a divergent electric field", *Proc. of 11th Int. Conf. on Cond. and Break. in Diel. Liq.*, Baden-Dättwil, p.239-243, (1993).
- [13] Sadeghzadeh-Araghi M., Qureshi M.I., Chadband W.G., Watson P.K., "Measurement of the growth of cavities and of EHD instabilities during the negative point breakdown of silicone fluids", *IEEE Trans. on Elec. Insul.*, EI 26, n° 4, pp. 663-672, (1991).
- [14] Lesaint O., Tobazéon R., "Streamer generation and propagation in transformer oil under ac divergent field conditions", *Trans. on Elec. Insul.*, EI 23, n°6, pp. 941-954, (1988).
- [15] Lesaint O., "Claquage et preclaquage dans l'huile minérale sous tension alternative", Thèse, Grenoble, (1987).
- [16] Haidara M., Denat A., "Electron multiplication in liquid cyclohexane and propane", *IEEE Trans. on Elec. Insul.*, EI 26, n° 4, pp. 592-597, (1991).
- [17] Tobazéon R., Préclaquage et claquage, *Techniques de l'ingénieur*, D 226, (1986).
- [18] Hebner R.E., "The liquid state and its electrical properties", Plenum Press, p. 519, (1988).

- [19] Sakamoto S., Yamada H., "Optical study of conduction and breakdown in dielectric liquids", IEEE Trans. on Elec. Insul., EI 15, n° 3, pp. 171-181, (1980).
- [20] Bérroual A., Tobazéon R., "Prebreakdown phenomena in dielectric liquids", IEEE Trans. on Elec. Insul., EI 21, n°4, pp. 613-627, (1986).
- [21] Devins J.C., Rząd S.J. and Schwabe R.J., "Breakdown and prebreakdown phenomena in liquids", J. Appl. Phys. 52, n°7, pp.4531-4545, (1981).
- [22] Hanna M., Thompson J., Śudarshan T., "Simultaneous measurement of light and current pulses in liquid dielectrics", Annual Report Conf. on Electr. Insul. Diel. Phen., p.245-250, (1983).
- [23] B. Halpern and R. Gomer, "Field ionization in liquids", J. Chem. Phys., Vol 51, n°3, pp. 1048-1056, (1969).
- [24] Arii K., Kitani I., "Bubble generation in liquid hydrocarbon in divergent fields", Jap. J. Appl. Phys., Vol.23, n°1, pp.49-54, (1984).
- [25] Singh B., Chadband W.G., Smith C.W., Calderwood J.H., "Prebreakdown processes in electrically stressed insulating liquids", J. of Phys. D: Appl. Phys., Vol.5, p.1457-1464, (1972).
- [26] Marsden H.I. and McGrath P.B., "The influence of polarity on dc-induced streamers in n-hexane", IEEE Trans. on Elec. Insul., EI 26, n°6, pp. 1189-1194, (1991).
- [27] Mc Kenny P.J., McGrath P.B., "Anomalous positive point prebreakdown behavior in dielectric liquids", IEEE Trans. on Elec. Insul., EI 19, n°2, pp. 93-100, (1984).
- [28] Kelley E.F., Nehmadi M., Hebner R.E., Pace M.O., Wintenberg A.L., Blalock T.V., Foust J.V., "Measurement of partial discharges in hexane under dc voltage", IEEE Trans. on Elec. Insul., EI 24, n°6, pp. 1109-1119, (1989).
- [29] McKenny P.J., McGrath P.B., "Variation in the nature of prebreakdown streamers in liquid dielectrics", Annual Report Conf. on Electr. Insul. Diel. Phen., pp.504-509, (1982).
- [30] Yamashita H., Amano H., "Prebreakdown phenomena in hydrocarbon liquids", IEEE Trans. on Elec. Insul., EI 23, n°4, pp. 739-750, (1988).
- [31] Yamada H., Murakami T., Kusano K., Fujiwara T., Sato T., "Positive streamer in cyclohexane under microsecond pulse voltage", IEEE Trans. on Elec. Insul., EI 26, n°4, pp. 708-714, (1991).
- [32] Chadband W.G., "On the variation in the propagation of positive discharges between transformer oil and silicone fluids", J. of Phys. D: Appl. Phys., vol.13, pp.1299-1307, (1980).
- [33] Chadband W.G., "The ubiquitous positive streamer", IEEE Trans. on Elect. Insul., vol. 23, n°4, pp.697-706, (1988).
- [34] Devins J.C., Rząd S.J. and Schwabe R.J., "Positive streamer velocities in dielectric fluids", Proc. of 6th. Int. Conf. on Cond. and Break. in Diel. Liq., Mont-St-Aignan, pp.275-280, (1978).
- [35] McGrath P.B., Nelson J.K., "Prebreakdown propagation in dielectric liquids", Proc. of 6th. Int. Conf. on Cond. and Break. in Diel. Liq., Mont-St -Aignan, pp. 281-286, (1978).
- [36] Yamashita H., Forster E.O., Pompili M., "Streamer formation in perfluoropolyether under impulse conditions", IEEE Trans. on Elec. Insul., EI 28, n°3, pp. 324-329, (1993).

- [37] Hebner R.E., Kelley E.F., Forster E.O., FitzPatrick G.J., "Observation of prebreakdown and breakdown phenomena in liquid hydrocarbons II. Non-uniform field conditions", IEEE Trans. on Elec. Insul., EI 20, n°2, pp. 281-292, (1985).
- [38] Chadband W.G. and Sufian T.M., "Experimental support for a model of positive streamer propagation in liquid insulation", IEEE Trans. on Elect. Insul., vol. 20, n°2, pp.239-246, (1985).
- [39] Kelley E.F, Nehmadi M., Hebner R.E., McKenny P.J., Forster E.O., "Simultaneous measurement of light emission, current pulses and growth of prebreakdown streamers in hexane", Annual Report of the Conf. on Elec. Insul. and Diel. Phen., IEEE Pub. 87CH2462-0, pp. 132-137, (1987).
- [40] H. Yamashita, H. Amano, "Pre-breakdown current and light emission in transformer oil", IEEE Trans. on Elec. Insul., EI 20, n° 2, pp. 247-255, (1985).
- [41] Yamada H., Sato T., "High-speed electro-optical measurement of prebreakdown current in dielectric liquids", IEEE Trans. on Elec. Insul., EI 20, n° 2, pp. 261-267, (1985).
- [42] Hizal E.M., Dincer S., "Breakdown time lags and prebreakdown phenomena in transformer oil, effects of hydrostatic pressure", J. of Electrostatics, vol.12, pp. 333-343, (1982).
- [43] Hizal E.M., "Prebreakdown discharges in insulating oil under sub-atmospheric pressures", Proc. of 7th Int. Conf. on Cond. and Break. in Diel. Liq., Berlin, p.187, (1981).
- [44] Béroual A., Tobazéon R., "Effects of hydrostatic pressure on the prebreakdown phenomena in dielectric liquids", Annual Report Conf. on Electr. Insul. Diel. Phen., pp.44-49, (1985).
- [45] FitzPatrick G.J., McKenny P.J., Forster E.O., "The effect of pressure on streamer inception and propagation in liquid hydrocarbons", IEEE Trans. on Elec. Insul., EI 25, n° 4, pp. 672-682, (1990).
- [46] Yamashita H., Amano H, Mori T., "Optical observation of prebreakdown and breakdown phenomena in transformer oil", J. of Phys. D: Appl. Phys., Vol.10, p.1753-1760, (1977).
- [47] Kelley E.F., Hebner R.E., "The electric field distribution associated with prebreakdown phenomena in nitrobenzene", J. Appl. Phys., vol.52, n°1, pp.191-195, (1981).
- [48] Rain P., Boisdon C., Lesaint O., Tobazéon R., "Behavior of streamers under divergent AC fields in transformer oils at large gaps", IEEE Trans. on Elec. Insul., EI 26, n° 4, pp. 715-725, (1991).
- [49] Rzad S.J., Devins J.C., Schwabe R.J., "The influence of a DC bias on streamers produced by step voltages in transformer oil and over solid-liquid interface", IEEE Trans. on Elec. Insul., EI 18, n° 1, pp. 1-10, (1983).
- [50] Sharbaugh A.H., Devins J.C, Rzad S.J., "Progress in the field of electric breakdown in dielectric liquids", IEEE Trans. on Elec. Insul., EI 13, n°4, pp. 249-276, (1978).
- [51] Meek J.M., Craggs J.D., "Electrical breakdown of gases", J. Wiley & sons, (1978).
- [52] Devins J.C., Rzad S.J. and Schwabe R.J, "The role of electronic processes in the electrical breakdown of liquids", Annual Report Conf. on Electr. Insul. Diel. Phen., pp. 182-192, (1976).
- [53] Watson P.K., "The role of electrostatic and hydrodynamic forces in the electrical breakdown of liquid dielectrics", Proc. of 10th Int. Conf. on Cond. and Break. in Diel. Liq., Grenoble, pp.22-27, (1990).
- [54] McGrath P.B., Nelson J.K., "Optical studies of prebreakdown events in liquid dielectrics",

Proc. IEE, vol. 124, n°2, pp.183-187, (1977).

[55] Bonifaci N., Denat A., "Spectral analysis of light emitted by prebreakdown phenomena in non-polar liquids and gases", IEEE Trans. on Elec. Insul., EI 26, n°4, pp. 610-614 (1991).

[56] Adamczewski I., "Ionization, conductivity and breakdown in dielectric liquids", Taylor and Francis, London, (1969).

[57] Félici N., "Liquides et gaz: les mécanismes de claquage sont-ils comparables?", Journée d'Etudes de Grenoble, Conduction et claquage dans les liquides isolants, p.88, (1988).

[58] Weissberger A., Proskauer E.S., Riddick J.A., Toops E.E., 'Technique of organic chemistry, Vol.VII - Organic solvents', Intersciences publishers inc., New York, (1955).

[59] Reid R.C., Prausnitz J.M., Sherwood T.K., 'The properties of gases and liquids', 3rd edition, Mc Graw-Hill Book Company.

[60] Mathes K.N., Rouse T.O., 'Influence of aromatic compounds in oil on Pirelli gassing and impulse surge breakdown', Annual Report Conf. on Electr. Insul. Diel. Phen., pp. 129-140, (1975).

[61] Schmidt W.F., 'Electronic conduction processes in dielectric liquids', IEEE Trans. on Elec. Insul., EI 19, n°5, pp. 389-418, (1984).

[62] Schmidt W.F., 'Electronic mobility in non polar liquids: the effect of molecular structure, temperature, and electric field', Can. J. Chem., vol. 55, pp. 2197-2210, (1977).

[63] Crowe R.W., Sharbaugh A.H., Bragg J.K., 'Electric strength and molecular structure of saturated hydrocarbons liquids', J. of Appl. Phys., vol. 25, pp.1480-1484, (1954).

[64] Lord Rayleigh, 'On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity', Phil. Mag., vol. 34, pp.94-98, (1917).

[65] Földiák G., "Radiation chemistry of hydrocarbons", Elsevier scientific publishing company, (1981).

[66] Saker A., "Caractérisation des décharges rampantes à l'interface liquide diélectrique-solide isolant", Thèse, Grenoble, (1993).

[67] McCluskey, Denat A., "The formation of bubbles in a synthetic insulating liquid due to the current pulses in a divergent electric field", présenté à IEEE Trans. Elect. Insul., (novembre 1993), à paraître en 1994.

[68] Saker A., Atten P., "Potential distribution along a single negative creeping streamer in transformer oil", IEE Proceedings-A, vol.140, n°5, pp.375-381, (1993).

[69] Wright J.K., "A contribution to the theory of impulse corona and the long spark", Proc. Roy. Soc., vol. 280, pp.23-36, (1964).

[70] Marode E., "The mechanism of spark breakdown in air at atmospheric pressure between a positive point and a plane", J. Appl. Phys., vol.46, pp.2005-2020, (1975).

[71] Zaengl W., "Kapazität eines zylinders gegen senkrecht aufeinander stehende ebenen", Arch. Tech. Messen (ATM), Blatt Z 130-3, pp.91-92, (1969).

[72] Stekol'nikov I.S., Ushakov V.Ya., "Discharge phenomena in liquids", Sov. Phys. Tech. Phys., vol.10, n°9, pp.1307-1313, (1966).

RESUME:

Le travail présenté concerne la génération et la propagation des phénomènes prédisruptifs ("streamers") dans quelques hydrocarbures, en géométrie d'électrodes pointe anode - plan, sous créneau de tension.

Deux modes de propagation des streamers positifs sont observés: un mode lent (vitesse < 500 m/s) dans lequel ils ont une forme touffue en "buisson", et un mode rapide (vitesse > 1 km/s) pour lequel leur aspect est filamentaire.

Une étude détaillée de la génération des streamers positifs en fonction de divers paramètres expérimentaux permet de mettre en évidence l'existence d'un champ seuil de génération (ne dépendant que du rayon de courbure de l'électrode pointe) et d'une tension seuil de propagation des streamers filamentaires (qui ne dépend que de la distance inter-électrodes). La tension seuil de propagation ne peut être mesurée que dans des conditions expérimentales parfaitement définies (créneau de tension de temps de montée rapide, pointes fines, influence électrostatique parfaite entre les électrodes).

L'étude de la dynamique d'expansion et d'implosion des filaments composant les streamers positifs rapides a permis de mettre en évidence leur nature gazeuse. La dynamique est déterminée par l'inertie du liquide et est indépendante de la tension appliquée. Une estimation de l'énergie nécessaire à leur création indique qu'ils proviennent de la vaporisation du liquide. L'influence de la nature gazeuse des streamers sur la phase de propagation est également étudiée.

La modélisation des courants transitoires détectés durant la propagation de streamers unifiamentaires (à pression atmosphérique) indique que les streamers sont bons conducteurs (faible chute de potentiel le long des filaments).

SUMMARY:

This study deals with the inception and the propagation of prebreakdown phenomena ("streamers") in some hydrocarbon liquids, in point (anode) to plane geometry, under step voltage.

Two propagation modes are observed: the first is a slow one (velocity < 500 m/s) for which streamer shape is "bush-like", and a fast one for which they have a filamentary shape (velocity > 1 km/s).

A detailed study of positive streamers inception versus experimental parameters allow us to evidence the existence of an inception field (which depends only on the point tip radius) and a threshold propagation voltage (depending only on the gap distance). The threshold propagation voltage may be measured only under well defined experimental conditions (short voltage pulse rise time, small tip radius, very good electrode coupling).

The study of the dynamics of expansion and collapse of positive streamer filaments evidences their gaseous nature. The dynamics of the filaments is mainly controlled by the liquid inertia and is independent of the applied voltage. An estimation of the energy required for their creation shows that they result from the vaporization of the liquid. The influence of the gaseous nature of streamers on the propagation phase is also studied.

Modelisation of the transit currents detected during the propagation of a single filament (at atmospheric pressure) indicates that streamers are rather good conductors (small voltage drop on the filaments).

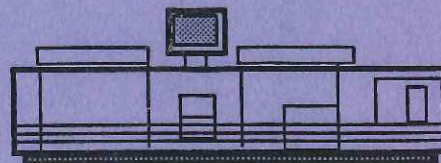
MOTS-CLES

Liquides diélectriques
Hydrocarbures

Préclaquage
Streamers positifs



Grenoble, mars 1994



Impression et finition réalisées sur Rank Xerox 5090,
au Service Reprographie du CNRS.

