



**HAL**  
open science

# Phénomènes de propagation et de génération des streamers dans les diélectriques liquides en géométrie pointe-plan sous créneau de tension

Abderrahmane Beroual

► **To cite this version:**

Abderrahmane Beroual. Phénomènes de propagation et de génération des streamers dans les diélectriques liquides en géométrie pointe-plan sous créneau de tension. Matière Condensée [cond-mat]. Institut National polytechnique de Grenoble (INPG), 1987. Français. NNT: . tel-01929451

**HAL Id: tel-01929451**

**<https://hal.science/tel-01929451>**

Submitted on 21 Nov 2018

**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

L'UNIVERSITE L'INSTITUT  
SCIENTIFIQUE & MEDICALE NATIONAL POLYTECHNIQUE  
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Abderrahmane BEROUAL

SUJET

Phénomènes de propagation  
et de génération des  
streamers dans les diélectriques  
liquides en géométrie  
pointe-plan sous  
créneau de tension

---

Soutenue le 28 Janvier 1987 devant la Commission d'Examen

Monsieur N. FELICI

Président

Messieurs J. CASANOVAS

R. COELHO

J.P. GOSSE

Examineurs

R. PERRET

R. TOBAZEON



INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

Président: Daniel BLOCH

Vice-Présidents: René CARRE  
Hervé CHERADAME  
Jean-Pierre LONGEQUEUE

Année universitaire 1983-1984

Professeur des Universités

ANCEAU	François	E.N.S.I.M.A.G	JOUBERT	Jean-Claude	E.N.S.I.E.G
BARIBAUD	Michel	E.N.S.E.R.G	JOURDAIN	Geneviève	E.N.S.I.E.G
BARRAUD	Alain	E.N.S.I.E.G	LACOUME	Jean-Louis	E.N.S.I.E.G
BAUDELET	Bernard	E.N.S.I.E.G	LATOMBE	Jean-Claude	E.N.S.I.M.A.G
BESSON	Jean	E.N.S.E.E.G	LESIEUR	Marcel	E.N.S.H.G
BLIMAN	Samuel	E.N.S.E.R.G	LESPINARD	Georges	E.N.S.H.G
BLOCH	Daniel	E.N.S.I.E.G	LONGEQUEUE	Jean-Pierre	E.N.S.I.E.G
BOIS	Philippe	E.N.S.H.G	LOUCHET	François	E.N.S.E.E.G
BONNETAIN	Lucien	E.N.S.E.E.G	MASSELOT	Christian	E.N.S.I.E.G
BONNIER	Etienne	E.N.S.E.E.G	MAZARE	Guy	E.N.S.I.M.A.G
BOUVARD	Maurice	E.N.S.H.G	MOREAU	René	E.N.S.H.G
BRISSONNEAU	Pierre	E.N.S.I.E.G	MORET	Roger	E.N.S.I.E.G
BUYLE BODIN	Maurice	E.N.S.E.R.G	MOSSIERE	Jacques	E.N.S.I.M.A.G
CAVAIGNAC	Jean-François	E.N.S.I.E.G	PARIAUD	Jean-Charles	E.N.S.E.E.G
CHARTIER	Germain	E.N.S.I.E.G	PAUTHENET	René	E.N.S.I.E.G
CHENEVIER	Pierre	E.N.S.E.R.G	PERRET	René	E.N.S.I.E.G
CHERADAME	Hervé	U.E.R.M.C.P.P	PERRET	Robert	E.N.S.I.E.G
CHERUY	Arlette	E.N.S.I.E.G	PIAU	Jean-Michel	E.N.S.H.G
CHIAVERINA	Jean	U.E.R.M.C.P.P	POLOUJADOFF	Michel	E.N.S.I.E.G
COHEN	Joseph	E.N.S.E.R.G	POUPOT	Christian	E.N.S.E.R.G
COUNES	André	E.N.S.E.R.G	RAMEAU	Jean-Jacques	E.N.S.E.E.G
DURAND	Francis	E.N.S.E.E.G	RENAUD	Maurice	U.E.R.M.C.P.P
DURAND	Jean-Iouis	E.N.S.I.E.G	ROBERT	André	U.E.R.M.C.P.P
FELICI	Noël	E.N.S.I.E.G	ROBERT	François	E.N.S.I.M.A.G
FONLUPT	Jean	E.N.S.I.M.A.G	SABONNADIERE	Jean-Claude	E.N.S.I.E.G
FOULARD	Claude	E.N.S.I.E.G	SAUCIER	Gabrielle	E.N.S.I.M.A.G
GANDINI	Alessandro	U.E.R.M.C.P.P	SCHLENKER	Claire	E.N.S.I.E.G
GAUBERT	Claude	E.N.S.I.E.G	SCHLENKER	Michel	E.N.S.I.E.G
GENTIL	Pierre	E.N.S.E.R.G	SERMET	Pierre	E.N.S.E.R.G
GUERIN	Bernard	E.N.S.E.R.G	SILVY	Jacques	U.E.R.M.C.P.P
GUYOT	Pierre	E.N.S.E.E.G	SOHM	Jean-Claude	E.N.S.E.E.G
IVANES	Marcel	E.N.S.I.E.G	SOUQUET	Jean-Louis	E.N.S.E.E.G
JALINIER	Jean-Michel	E.N.S.I.E.G	VEILLON	Gérard	E.N.S.I.M.A.G
JAUSSAUD	Pierre	E.N.S.I.E.G	ZADWORN	François	E.N.S.E.R.G

Professeurs Associés

BLACKWELDER	Ronald	E.N.S.H.G	PURDY	Gary	E.N.S.E.E.G
HAYASHI	Hirashi	E.N.S.I.E.G			

Professeurs Université des Sciences Sociales (Grenoble II)

BOLLIET	Louis		CHATELIN	Françoise	
---------	-------	--	----------	-----------	--

Chercheurs du C.N.R.S

FRUCHART	Robert	Directeur de recherche	GUELIN	Pierre	Maître de recherche
JORRAND	Philippe	Directeur de recherche	HOPFINGER	Emil	Maître de recherche
VACHAUD	Georges	Directeur de recherche	JOUD	Jean-Charles	Maître de recherche
ALLIBERT	Michel	Maître de recherche	KAMARINOS	Georges	Maître de recherche
ANSARA	Ibrahim	Maître de recherche	KLEITZ	Michel	Maître de recherche
ARMAND	Michel	Maître de recherche	LANDAU	Ioan-Dore	Maître de recherche
BINDER	Gilbert	Maître de recherche	LASJAUNIAS	Jean-Claude	Maître de recherche
BORNARD	Guy	Maître de recherche	MERMET	Jean	Maître de recherche
CARRE	René	Maître de recherche	MUNIER	Jacques	Maître de recherche
DAVID	René	Maître de recherche	PIAU	Monique	Maître de recherche
DEPORTES	Jacques	Maître de recherche	PORTESEIL	Jean-Louis	Maître de recherche
DRIOLE	Jean	Maître de recherche	THOLENCE	Jean-Louis	Maître de recherche
GIGNOUX	Damien	Maître de recherche	VERDILLON	André	Maître de recherche
GIVORD	Dominique	Maître de recherche	SUERY	Michel	Maître de recherche

Personnalités habilitées à diriger des travaux de recherche  
(Decision du Conseil Scientifique)

E.N.S.E.E.G.

ALLIBERT	Colette	DIARD	Jean Paul	NGUYEN TRUONG	Bernadette
BERNARD	Claude	EUSTATHOPOULOS	Nicolas	RAVAINE	Denis
BONNET	Roland	FOSTER	Panayotis	SAINFORT	(CENG)
CAILLET	Marcel	GALERIE	Alain	SARRAZIN	Pierre
CHATILLON	Catherine	HAMMOU	Abdelkader	SIMON	Jean Paul
CHATILLON	Christian	MALMEJAC	Yves (CENG)	TOUZAIN	Philippe
COULON	Michel	MARTIN GARIN	Régina	URBAIN	Georges (Laboratoire des ultra-réfractaires ODEILLO).

E.N.S.E.R.G.

BARIBAUD	Michel	CHEHIKIAN	Alain	HERAULT	Jeanny
BOREL	Joseph	DOLMAZON	Jean Marc	MONLLOR	Christian
CHOVET	Alain				

E.N.S.I.E.G.

BORNARD	Guy	KOFMAN	Walter	MAZUER	Jean
DESCHIZEAUX	Pierre	LEJEUNE	Gérard	PERARD	Jacques
GLANGEAUD	François			REINISCH	Raymond

E.N.S.H.G.

ALEMANY	Antoine	MICHEL	Jean Marie	ROWE	Alain
BOIS	Daniel	OBLÉD	Charles	VAUCLIN	Michel
DARVE	Félix			WACK	Bernard

E.N.S.I.M.A.G.

BERT	Didier	COURTOIS	Bernard	FONLUPT	Jean
CALMET	Jacques	DELLA DORA	Jean	SIFAKIS	Joseph
COURTIN	Jacques				

U.E.R.M.C.P.P.

CHARUEL Robert

C.E.N.G.

CADET	Jean	JOUVE	Hubert (LETI)	PERROUD	Paul
COEURE	Philippe (LETI)	NICOLAU	Yvan (LETI)	PEUZIN	Jean Claude (LETI)
DELHAYE	Jean Marc (STT)	NIFENECKER	Hervé	TAIEB	Maurice
DUPUY	Michel (LETI)			VINCENDON	Marc

Laboratoires extérieurs :

C.N.E.T.

DEMOULIN	Eric	GERBER	Roland	MERCKEL	Gérard
DEVINE	R.A.B.			PAULEAU	Yves

I.N.S.A. Lyon

GAUBERT C.

\*\*\*\*\*

# ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE SAINT-ETIENNE

Directeur : Monsieur M. MERMET  
Directeur des Etudes et de la formation : Monsieur J. LEVASSEUR  
Directeur des recherches : Monsieur J. LEVY  
Secrétaire Général : Mademoiselle M. CLERGUE

## Professeurs de 1ère Catégorie

COINDE	Alexandre	Gestion
GOUX	Claude	Métallurgie
LEVY	Jacques	Métallurgie
LOWYS	Jean-Pierre	Physique
MATHON	Albert	Gestion
RIEU	Jean	Mécanique - Résistance des matériaux
SOUSTELLE	Michel	Chimie
FORMERY	Philippe	Mathématiques Appliquées

## Professeurs de 2ème catégorie

HABIB	Michel	Informatique
PERRIN	Michel	Géologie
VERCHERY	Georges	Matériaux
TOUCHARD	Bernard	Physique Industrielle

## Directeur de recherche

LESBATS	Pierre	Métallurgie
---------	--------	-------------

## Maîtres de recherche

BISCONDI	Michel	Métallurgie
DAVOINE	Philippe	Géologie
FOURDEUX	Angeline	Métallurgie
KOBYLANSKI	André	Métallurgie
LALAUZE	René	Chimie
LANCELOT	Francis	Chimie
LE COZE	Jean	Métallurgie
THEVENOT	François	Chimie
TRAN MINH	Canh	Chimie

## Personnalités habilitées à diriger des travaux de recherche

DRIVER	Julian	Métallurgie
GUILHOT	Bernard	Chimie
THOMAS	Gérard	Chimie

## Professeur à l'UER de Sciences de Saint-Etienne

VERGNAUD	Jean-Maurice	Chimie des Matériaux & chimie industrielle
----------	--------------	--

\*\*\*\*\*



Président de l'Université : M. TANCHE

MEMBRES DU CORPS ENSEIGNANT DE L'U.S.M.G.

---

(RANG A)

SAUF ENSEIGNANTS EN MEDECINE ET PHARMACIE

PROFESSEURS DE 1ère CLASSE :

---

ARNAUD Paul	Chimie organique
ARVIEU Robert	Physique nucléaire I.S.N.
AUBERT Guy	Physique C.N.R.S.
AYANT Yves	Physique approfondie
BARBIER Marie-Jeanne	Electrochimie
BARBIER Jean-Claude	Physique expérimentale C.N.R.S. (labo. de magnétisme)
BARJON Robert	Physique nucléaire I.S.N.
BARNOLD Fernand	Biosynthèse de la cellulose-Biologie
BARRA Jean-René	Statistiques - Maths appliquées
BELORISKY Elie	Physique
BENZAKEN Claude (Mr)	Mathématiques pures
BERNARD Alain	Mathématiques pures
BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques pures
BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques pures
BILLET Jean	Géographie
BONNIER Jean-Marie	Chimie générale
BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire I.S.N.
BRAVARD Yves	Géographie
CARLIER Georges	Biologie végétale
CAUQUIS Georges	Chimie organique
CHIBON Pierre	Biologie animale
COLIN DE VERDIERE Yves	Mathématiques pures
CRABBE Pierre (détaché)	C.E.R.M.O.
CYROT Michel	Physique du solide
DAUMAS Max	Géographie
DEBELMAS Jacques	Géologie générale
DEGRANGE Charles	Zoologie
DELOBEL Claude (Mr)	M.I.A.G. Mathématiques appliquées
DEPORTES Charles	Chimie minérale
DESRE Pierre	Electrochimie
DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
DUCRÔS Pierre	Cristallographie
FONTAINE Jean-Marc	Mathématiques pures
GAGNAIRE Didier	Chimie physique
GASTINEL Noël	Analyse numérique Mathématiques appliquées



GERBER Robert  
 GERMAIN Jean-Pierre  
 GRAUD Pierre  
 IDELMAN Simon  
 JANIN Bernard  
 JOLY Jean-René  
 JULLIEN Pierre  
 KAHANE André (détaché DAFCO)  
 KAHANE Josette  
 KOSZUL Jean-Louis  
 KRAKOWIAK Sacha  
 KUPTA Yvon  
 LACAZE Albert  
 LAJZEROWICZ Jeannine  
 LAJZEROWICZ Joseph  
 LAURENT Pierre  
 DE LEIRIS Joël  
 LLIBOUTRY Louis  
 LOITSEAUX Jean-Marie  
 LOUP Jean  
 MACHE Régis  
 MAYNARD Roger  
 MICHEL Robert  
 NOZIERES Philippe  
 OMONT Alain  
 OZENDA Paul  
 PAYAN Jean-Jacques (détaché)  
 PEBAY PEYROULA Jean-Claude  
 PERRIAUX Jacques  
 PERRIER Guy  
 PIERRARD Jean-Marie  
 RASSAT André  
 RENARD Michel  
 RICHARD Lucien  
 RINAUDO Marguerite  
 SENDEL Philippe  
 SERGERAERT Francis  
 SOUTIF Michel  
 VAILLANT François  
 VALENTIN Jacques  
 VAN CUTSEN Bernard  
 VAUQUOIS Bernard  
 VIALON Pierre

Mathématiques pures  
 Mécanique  
 Géologie  
 Physiologie animale  
 Géographie  
 Mathématiques pures  
 Mathématiques appliquées  
 Physique  
 Physique  
 Mathématiques pures  
 Mathématiques appliquées  
 Mathématiques pures  
 Thermodynamique  
 Physique  
 Physique  
 Mathématiques appliquées  
 Biologie  
 Géophysique  
 Sciences nucléaires I.S.N.  
 Géographie  
 Physiologie végétale  
 Physique du solide  
 Minéralogie et pétrographie (géologie)  
 Spectrométrie - Physique  
 Astrophysique  
 Botanique (biologie végétale)  
 Mathématiques pures  
 Physique  
 Géologie  
 Géophysique  
 Mécanique  
 Chimie systématique  
 Thermodynamique  
 Biologie végétale  
 Chimie CERMAV  
 Biologie animale  
 Mathématiques pures  
 Physique  
 Zoologie  
 Physique nucléaire I.S.N.  
 Mathématiques appliquées  
 Mathématiques appliquées  
 Géologie

PROFESSEURS DE 2<sup>ème</sup> CLASSE :

---

ADIBA Michel  
 ARMAND Gilbert  
 AURIAULT Jean-Louis  
 BEGUIN Claude (Mr)  
 BOEHLER Jean-Paul  
 BOITET Christian  
 BORNAREL Jean  
 BRUN Gilbert  
 CASTAING Bernard  
 CHARDON Michel  
 COHENADDAD Jean-Pierre  
 DENEUVILLE Alain

Mathématiques pures  
 Géographie  
 Mécanique  
 Chimie organique  
 Mécanique  
 Mathématiques appliquées  
 Physique  
 Biologie  
 Physique  
 Géographie  
 Physique  
 Physique

DEPASSEL Roger  
DOUCE Roland  
DUFRESNOY Alain  
GASPARD François  
GAUTRON René  
GIDON Maurice  
GIGNOUX Claude (Mr)  
GUITTON Jacques  
HACQUES Gérard  
HERBIN Jacky  
HICTER Pierre  
JOSELEAU Jean-Paul  
KERCKOVE Claude (Mr)  
LE BRETON Alain  
LONGEQUEUE Nicole  
LUCAS Robert  
LUNA Domingo  
MASCLE Georges  
NEMOZ Alain  
OUDET Bruno  
PELMONT Jean  
PERRIN Claude (mr)  
PFISTER Jean-Claude (détaché)  
PIBOULE Michel  
PIERRE Jean-Louis  
RAYNAUD Hervé  
ROBERT Gilles  
ROBERT Jean-Bernard  
ROSSI André  
SAKAROVITCH Michel  
SARROT REYNAUD Jean  
SAXOD Raymond  
SOUTIF Jeanne  
SCHOOL Pierre-Claude  
STUTZ Pierre  
SUBRA Robert  
VIDAL Michel  
VIVIAN Robert

Mécanique des fluides  
Physiologie végétale  
Mathématiques pures  
Physique  
Chimie  
Géologie  
Sciences nucléaires I.S.N.  
Chimie  
Mathématiques appliquées  
Géographie  
Chimie  
Biochimie  
Géologie  
Mathématiques appliquées  
sciences nucléaires I.S.N.  
Physiques  
Mathématiques pures  
Géologie  
Thermodynamique (CNRS - CRTBT)  
Mathématiques appliquées  
Biochimie  
Sciences nucléaires I.S.N.  
Physique du solide  
Géologie  
Chimie organique  
Mathématiques appliquées  
Mathématiques pures  
Chimie physique  
Physiologie végétale  
Mathématiques appliquées  
Géologie  
Biologie animale  
Physique  
Mathématiques appliquées  
Mécanique  
Chimie  
Chimie organique  
Géographie



A la mémoire de ma Mère

A mon Père

A tous les miens



## TABLE DES MATIERES

	Page
<b>INTRODUCTION GENERALE</b>	1
<b>CHAPITRE I - ANALYSE CRITIQUE DES RESULTATS CONNUS SUR LES MECANISMES DE STREAMERS EN GEOMETRIE POINTE-PLAN SOUS TENSIONS IMPULSIONNELLES</b>	6
Introduction	7
1. PROPAGATION	8
1.1 Action des additifs	8
1.1.1 Additifs capteurs d'électrons	8
1.1.2 Additifs à bas potentiel d'ionisation	11
1.2 Influence de la structure du liquide	12
1.3 Distribution des vitesses	12
1.4 Courants et lumière émise par le streamer	13
1.5 Examen des différents modèles permettant une évaluation de la vitesse du streamer	15
1.5.1 Modèles de WATSON	15
1.5.2 Modèle de DEVINS, RZAD et SCHWABE	17
1.5.3 Modèle de FELICI	23
2. GENERATION	26
2.1 Génération d'une cavité gazeuse	27
2.1.1 Mécanismes thermiques	
2.1.2 Mécanisme de cavitation	
2.2 Mécanismes électroniques	29
2.3 Détermination du temps de génération	30
2.3.1 Méthode de VON LAUE	
2.3.2 Méthode de variation du rayon de courbure de la pointe	

3. INFLUENCE DES VARIABLES D'ETAT	32
3.1 Influence de la pression	
3.2 Influence de la température	
Conclusion	35
CHAPITRE II - TECHNIQUES EXPERIMENTALES	37
1. Appareillage	39
1.2 Cellule de mesure	
1.3 Générateur de tension	
1.4 Visualisation des streamers	
1.5 Détection de la lumière émise par le streamer	
1.6 Enregistrement des différents signaux	
1.7 Dispositif de mesure de la charge des streamers	
2. Méthode de mesure de la vitesse du streamer	44
3. Liquides étudiés	44

CHAPITRE III - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA PROPAGATION DES STREAMERS	45
Introduction	46
1. Relation forme-vitesse	47
1.1 Forme et vitesse des streamers	47
1.2 Action des additifs	51
1.2.1 Additifs non ioniques	51
1.2.2 Additifs ioniques	56
1.3 Influence de la structure du liquide	60
1.4 Influence de la viscosité	60
1.5 Influence des gaz dissous	62
1.6 Influence de la tension	62
1.7 Influence de la distance interélectrodes	68
1.8 Influence du rayon de courbure de la pointe	68
2. Courant, charge et émission lumineuse	72
2.1 Forme des courants et émission lumineuse	72
2.2 Action des additifs	74
2.3 Charge du streamer	74
3. Influence de la pression	80
4. Influence de la température	86
Conclusion	90



CHAPITRE IV - ETUDE EXPERIMENTALE DE LA GENERATION DES STREAMERS	91
Introduction	92
1. Remarques préliminaires	93
2. Etude sous créneau de tension	93
2.1 Définition de la tension de génération	93
2.2 Etude du temps de génération en fonction de la tension	94
2.2.1 Cyclohexane	
a. Influence de la polarité	
b. Influence de la géométrie de la cellule	
2.2.2 Autres liquides	
2.2.3 Conclusion	
2.3 Influence de la viscosité	99
2.4 Influence des variables d'état	100
2.4.1 Influence de la pression	
2.4.2 Influence de la température	
3. Etude sous rampe de tension	105
3.1 Cyclohexane pur	105
3.2 Influence du rayon de courbure de la pointe	105
3.3 Action des additifs	107
3.3.1 Additifs ioniques	
3.3.2 Additifs non ioniques	
3.4 Influence de la pression	109
Conclusion	111

CHAPITRE V - DISCUSSION ET INTERPRETATION DES RESULTATS	112
1. Distribution des vitesses	113
2. Relation entre le courant transitoire et la vitesse du streamer	118
3. Charge des streamers	120
4. Nature physique du streamer - Mécanismes	122
4.1 Analyse des gaz dissous	124
4.2 Nature des gaz	127
4.3 Bilan énergétique	129
5. Evaluation de la vitesse des streamers	132
6. Spectroscopie d'émission lumineuse	136
7. Mécanismes de génération	142
7.1 En créneau de tension	145
7.2 En rampe de tension	146
7.3 Influence de la température	147
7.4 Influence de la pression	147
7.5 Conclusion	148
CONCLUSION GENERALE	149
BIBLIOGRAPHIE	152
ANNEXE	163



*Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au Laboratoire d'Electrostatique et de Matériaux Diélectriques du C.N.R.S. de Grenoble.*

*Ce travail a été effectué sous la direction de Monsieur R. TOBAZEON, Directeur de Recherche au Laboratoire. Qu'il me soit permis de lui exprimer mes sentiments de gratitude pour le soutien qu'il m'a apporté dans ce travail et la bienveillance qu'il n'a cessé de manifester à mon égard.*

*Je remercie très vivement Monsieur le Professeur N. FELICI pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de juger ce travail et de présider le jury d'examen.*

*Que Monsieur R. COELHO, Directeur de Recherche C.N.R.S. au Laboratoire de Physique des Décharges de l'Ecole Supérieure d'Electricité de Paris qui a aimablement accepté de juger ce travail, soit assuré de mes vifs remerciements.*

*Je tiens à remercier Monsieur R. PERRET, Professeur à l'Institut National Polytechnique de Grenoble et Directeur du Laboratoire d'Electrotechnique qui a bien voulu me faire l'honneur de participer à ce jury d'examen.*

*J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur J.P. GOSSE, Professeur à l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble et Monsieur J. CASANOVAS, Maître de Conférence à l'Université Paul SABATIER de Toulouse , pour l'honneur qu'il me font en acceptant de participer au Jury.*

*J'exprime ma reconnaissance à Monsieur P. ATTEN, Directeur de Recherche et Directeur du Laboratoire, avec qui j'ai eu tant de discussions enrichissantes et qui ont contribué à l'aboutissement de cette étude.*

*Que Monsieur A. DENAT, Chargé de Recherche au Laboratoire avec qui j'ai eu de nombreuses et fructueuses discussions, trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.*

Je n'aurais garde d'oublier Messieurs J. DELAYE, P. VUARCHEX et J. PLAISANCE de la société Jeumont-Schneider de LYON où ont été effectuées les analyses chromatographiques, qu'ils trouvent ici l'expression de ma reconnaissance.

Je remercie vivement tous les membres du laboratoire pour l'accueil qu'ils m'ont réservé et les multiples services qu'ils m'ont rendus. Je remercie tout particulièrement Monsieur R. RIVA pour l'aide constante qu'il m'a apportée avec beaucoup d'obligeance, Monsieur C. MARTEAU, J.L. BELY et G. LAULIER pour leurs services.

## RESUME

Un nouveau dispositif expérimental permet de visualiser aisément, en géométrie pointe-plan sous créneau de tension, les "streamers" qui précèdent généralement le claquage. Pour de très nombreux liquides, il existe une relation étroite entre la forme du streamer, sa vitesse de propagation, les courants et la lumière émise quelle que soit la polarité. Les vitesses augmentent par addition de composés capteurs d'électrons ou à bas potentiel d'ionisation.

Pour des pressions et des pentes de rampe de tension élevées, les champs harmoniques de génération des streamers sont suffisants pour produire une émission ou ionisation de champ.

On montre que les processus gazeux interviennent dans les deux polarités. L'analyse du bilan énergétique indique que les mécanismes dominants sont la vaporisation pour les streamers lents et la dissociation et l'ionisation pour les streamers rapides, ce qui est confirmé par chromatographie et spectroscopie d'émission.

## MOTS - CLES

Electrotechnique

Liquides isolants

Préclaquage et claquage sous impulsion de tension

Streamers

Action des additifs

Mesure des courants prédisruptifs et des émissions lumineuses

Chromatographie et spectroscopie d'émission



**INTRODUCTION**





## INTRODUCTION

Une quantité très importante d'informations sur le claquage des liquides a été accumulée depuis le début du siècle, mais les processus fondamentaux conduisant au claquage sont encore mal connus. Ceci est lié en grande partie au fait que la connaissance des propriétés physiques de l'état liquide est encore moins bien développée que dans les gaz et les solides. Aussi de nombreux chercheurs ont tenté d'appliquer aux liquides les théories proposées pour les solides et les gaz, d'autant plus que nombreux étaient ceux qui avaient auparavant étudié le claquage dans les gaz. Déjà, en 1937, Von HIPPEL [1] proposait d'adopter les résultats acquis dans le domaine du claquage des gaz pour la compréhension du claquage électrique dans la phase condensée. C'est ainsi qu'une vingtaine d'années plus tard, LEWIS [2] et ADAMCZEWSKI [3], partant du critère de claquage de Von HIPPEL [1] dans les cristaux, proposaient l'existence d'un processus d'ionisation du type  $\alpha$  (dans les hydrocarbures liquides) semblable à celui des gaz - théorie de claquage électronique basée sur les vibrations moléculaires et les électrons libres. SWAN [4] suivra cette idée en postulant qu'une émission électronique et une multiplication de charges jouaient un rôle essentiel dans le processus de claquage des liquides. Cependant, ce modèle présentait un certain nombre d'insuffisances, en particulier son incapacité à expliquer le fait que la tension de claquage dépend de la pression comme cela a été rapporté par KOCK [5] et KAO et HIGHAM [6]. Cette dépendance de la pression, suggère l'existence d'un changement de phase durant le claquage.

Pour WATSON et SHARBAUGH [7], le processus de claquage est dû à la formation d'une cavité (ou bulle) gazeuse par ébullition locale du liquide au niveau d'aspérités sur la surface de la cathode. Des mécanismes de bulles similaires ont été également proposés par KAO [8], KRASUCKI [9], THOMAS [10] et KOROBEJNIKOV et al [11]. Les observations expérimentales effectuées durant la phase précédant le claquage proprement dit, semblent en faveur de cette hypothèse [12,13,14,15]. En effet, grâce à l'utilisation de nouvelles tech-

niques optiques, il a été mis en évidence l'existence de perturbations dénommées "streamers" durant la phase de préclaquage.

Depuis une vingtaine d'années, l'étude du mécanisme de streamers n'a cessé de se développer. De nombreux travaux ont porté sur la nature, la forme et la vitesse de propagation de ces streamers dans des systèmes d'électrodes pointe-plan. Ces études, dont la plupart concernent la propagation des streamers positifs (obtenus avec la pointe anode) ont permis d'observer l'influence remarquable de la polarité de la tension, la nature des liquides et la présence de faibles concentrations d'additifs spécifiques sur la vitesse de propagation. Cependant, plusieurs points n'ont pas encore été clarifiés et les mécanismes par lesquels ces streamers sont générés et propagés sont encore sujets à des controverses.

L'objet de ce travail est d'essayer de dégager, à partir d'une étude systématique sous créneau de tension (durée  $\leq 55 \mu\text{s}$ ) en géométrie pointe-plan dans les deux polarités effectuées, grâce à un nouveau dispositif expérimental, les résultats les plus marquants relatifs à la génération et à la propagation des streamers dans différents liquides (purs ou contenant des additifs) et de discuter les mécanismes qui en sont responsables.

Dans un premier chapitre, nous rappelons les différents résultats importants rencontrés dans la littérature, concernant les phénomènes de streamers sous créneau de tension ou onde de foudre (1-50  $\mu\text{s}$ ), dans un système d'électrodes fortement divergent. Nous présentons également, les quelques modèles qui ont été proposés pour interpréter l'une ou/et l'autre des deux phases (propagation et génération). Enfin, nous ferons le point sur certains de ces résultats pour situer notre étude expérimentale.

Nous exposerons dans le second chapitre, les différentes techniques expérimentales que nous avons utilisées. Nous présenterons en particulier une nouvelle méthode de visualisation des streamers.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude expérimentale de la propagation des streamers. Il sera relatif en particulier à la forme et à la vitesse des streamers, dans les liquides purs ou contenant certains additifs spécifiques dans les deux polarités en fonction de la nature et de la concentration de ces additifs, de la structure du liquide et de sa viscosité, de la tension appliquée aux électrodes et de la géométrie de la cellule.

L'étude du courant transitoire, de la lumière émise ainsi que de la charge des streamers fera également l'objet de ce chapitre. Les résultats concernant l'influence des paramètres d'état (pression et température) seront présentés.

L'étude de la génération des streamers sera abordée dans le chapitre IV. Nous examinerons en particulier la relation entre le temps et la tension d'apparition des streamers en fonction de l'amplitude du créneau et de la pente de la rampe de tension. Les effets de certains additifs, de la viscosité ainsi que de la pression et de la température seront étudiés.

Dans le chapitre V, nous discuterons et essaierons d'interpréter nos résultats expérimentaux, en particulier ceux relatifs à la distribution de la vitesse, la forme et l'amplitude des courants, la charge des streamers ainsi que le champ et la tension de génération dans différentes conditions de pression et de température.

La nature physique du streamer sera discutée en même temps que nous exposerons les résultats d'une étude concernant l'analyse des gaz dissous dans un liquide donné où un certain nombre de streamers a été généré.

Sur la base d'un bilan énergétique, nous discuterons des mécanismes responsables de la génération et de la propagation. Nous proposerons un modèle permettant d'évaluer la vitesse de propagation en considérant les caractéristiques du streamer (courant, charge, champ électrique à la tête vive, nombre et rayon des branches).

Enfin, nous présentons les résultats d'une étude spectroscopique de la lumière émise par les streamers dans quelques liquides et tenterons de les comparer à ceux concernant l'analyse chromatographique des gaz dissous générés par les streamers et d'en tirer des conclusions sur les mécanismes physico-chimiques pouvant intervenir dans les phénomènes de streamers.

CHAPITRE I

ANALYSE CRITIQUE DES RESULTATS CONNUS SUR LES  
MECANISMES DE STREAMER EN GEOMETRIE POINTE-PLAN  
SOUS TENSIONS IMPULSIONNELLES



## INTRODUCTION

Nous allons dans ce qui va suivre, exposer en les résumant les différents résultats rencontrés dans la littérature sur les phénomènes de propagation et de génération des streamers sous créneau de tension ou onde de foudre (1-50  $\mu$ s) dans un système d'électrodes pointe-plan ou rod-plan. Nous examinerons également les différents modèles qui ont été proposés pour interpréter l'une ou/et l'autre des deux phases.

Il est généralement admis que quelles que soient la géométrie et la polarité des électrodes, le claquage est précédé d'une phase de préclaquage durant laquelle un streamer prend naissance sur une électrode, en général sur des sites où le champ est renforcé (phase de génération) puis se propage vers l'électrode opposée (phase de propagation). Les streamers sont caractérisés par leur indice de réfraction qui est différent de celui du liquide. Ils produisent des courants et émettent de la lumière. Leur propagation s'accompagne d'ondes de chocs quelle que soit leur vitesse (subsonique ou supersonique).

La phase de propagation a été de loin la plus étudiée et la plupart des travaux concernent les streamers positifs en champ divergent. Cependant, plusieurs expériences n'ont pas encore été expliquées et certains résultats sont contradictoires. Les mécanismes physico-chimiques qui sont à l'origine de ces phénomènes sont encore mal connus.



## I - PROPAGATION

En règle générale, dans les liquides purs et pour un système d'électrodes pointe-plan, les streamers positifs (produits lorsque la pointe est anode) sont filamenteux (fig. 1.a) et leur vitesse moyenne est supérieure ou très supérieure (2 à 50 fois) à celle des streamers négatifs ; elle excède la vitesse du son (environ 1 km/s) dans la plupart des liquides (Tableau 1[16]). Les streamers négatifs sont plutôt lents et leur allure rappelle celle de "buissons" (fig. 1.b).

Mc KENNY et Mc GRATH [17] ont observé en pointe positive dans le n-hexane, deux modes de propagation des streamers : subsonique et supersonique ; la probabilité d'apparition des streamers supersoniques augmente avec la tension appliquée aux électrodes. Le même phénomène a été remarqué par YAMASHITA et al [18] dans l'huile de transformateur en pointe négative.

Plusieurs tentatives ont été faites pour corréler la vitesse des streamers aux propriétés du liquide et au champ électrique en assimilant le streamer à une sphère conductrice ou à un filament conducteur qui se propagent de la pointe vers le plan [14,19].

### 1.1 ACTION DES ADDITIFS

#### 1.1.1 Additifs capteurs d'électrons

La présence de faibles concentrations de composés polyaromatiques réduit d'une manière importante, la rigidité d'une huile naphténique entre pointe et sphère sous tension impulsionnelle [20]. Cette réduction de la tension de claquage est due soit à l'augmentation de la vitesse des streamers, soit à la diminution de leur tension de génération. Comme ces composés ont à la fois un bas potentiel d'ionisation  $V_i$  [21] et une grande affinité électronique

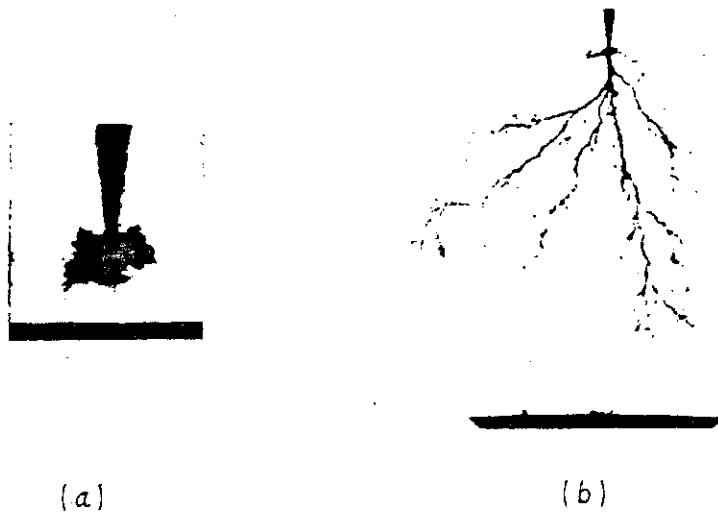


Figure 1 : Forme des streamers:

( a ) dans le n-hexane en pointe négative [13]

( b ) dans l'huile silicone en pointe positive [19]

Liquides	Vitesses des streamers		Vitesse de l'onde de choc (km/s)	Masse volumique $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> ) (20 à 25°C)
	V <sub>+</sub> (km/s)	V <sub>-</sub> (km/s)		
n-Pentane	3,6	0,11	0,78	626
n-Hexane	3,2	0,19	1,1	660
n-Heptane	3,4	0,22	0,99	684
n-Octane	3,3	0,13	0,94	703
Cyclohexane	2,8	0,056	1	779
Benzène	1,2	0,12	1,2	879
Toluène	1,2	0,60	1,2	867
Dodecylbenzène	2,3	0,081	1,5	856
Huile de transformateur	2,2	1,1	1,4	~ 900
Tétrachlorure de Carbone	30	8,4	0,9	1595
Monochlorobenzène	76	0,45	1,2	1107
Trichlorobenzène	62	25	1,2	1460
Iodobenzène	15	9,1	-	1832

Tableau 1 : Vitesse moyenne des streamers entre point et plan d'après [16]

$U = 42,8 \text{ kV}$  -  $L = 4 \text{ mm}$  -  $r_p = 10 \text{ }\mu\text{m}$

$E_e$  [22], il est difficile de savoir laquelle des deux phases (génération ou propagation) est affectée par leur présence. C'est à DEVINS et al [23] que revient le mérite d'avoir étudié séparément l'influence de chacune de ces propriétés.

Ils ont observé que l'addition, à une huile naphténique ou au 2,2,4-triméthylpentane, de composés capteurs d'électrons tels que l'hexafluorure de soufre ( $SF_6$  :  $V_i = 15,9$  eV ;  $E_e \approx + 1,5$  eV) où le chlorure d'éthylène ( $C_2 H_5 Cl$  :  $V_i = 10,97$  eV ;  $E_e \approx 1,4$  eV) rend les streamers négatifs plus filamenteux et accroît leur vitesse : pour une concentration de 0,05 mol/l de  $SF_6$  ou de  $C_2 H_5 Cl$ , la vitesse peut atteindre une valeur 5 fois supérieure à sa valeur initiale ; aucun effet n'est décelable sur les streamers positifs dans ces liquides.

### 1.1.2 Additifs à bas potentiel d'ionisation

L'addition de composés à bas potentiel d'ionisation telle la N,N' diméthylaniline (DMA :  $V_i = 7,14$  eV et  $E_e = - 2,1$  eV) n'altère pas la vitesse des streamers négatifs mais accroît (d'un facteur 2 à 3) celle des streamers positifs dans une huile naphténique (Marcol 70) et dans le 2,2,4-triméthylpentane. Dans les deux cas, il existe une concentration (0,05 mol/l environ) au-delà de laquelle on observe une saturation [16,23]. CHADBAND et al [24] ont confirmé ce résultat dans le n-hexane. HEBNER et al [25] ont rapporté au contraire, qu'en présence de 0,1 mol/l de DMA, le streamer positif dans le n-hexane passe d'une structure filamenteuse à une forme plus ou moins hémisphérique et la vitesse de  $3,4 \pm 0,2$  km/s (pour  $U = 120$  kV) à  $2,5 \pm 0,1$  km/s (pour  $U = 122$  kV).

En conclusion, l'effet de ces additifs (capteurs d'électrons et à bas potentiel d'ionisation) est fortement en faveur de l'intervention de processus électroniques.

## 1.2 INFLUENCE DE LA STRUCTURE DU LIQUIDE

SAKAMOTO et YAMADA [16] ont tenté de classer les diélectriques liquides en 5 groupes, selon la vitesse de streamers positifs et leur structure moléculaire (voir Tableau 1). Il ressort de ce classement que dans les liquides renfermant des halogènes, les streamers positif et négatif (excepté peut-être le monochlorobenzène en pointe négative) se propagent rapidement.

Ceci est attribué aux facilités d'attachement et de détachement d'électrons [23].

## 1.3 DISTRIBUTION DES VITESSES

CHADBAND et WRIGHT [14], ont les premiers, observé qu'entre pointe négative et plan dans l'hexane, la distribution de vitesse admettait un minimum (environ à mi-distance entre électrodes). Dans les huiles silicones, en polarité positive, ce minimum est d'autant plus marqué que la tension est élevée [24]. Mc GRATH et NELSON [26], ont confirmé ces observations dans l'hexane pour les deux polarités. DEVINS et al [23] ont observé que, dans le Marcol 70, le n-heptane, le 2,2,4-triméthylpentane et le n-hexadécane, seule la vitesse des streamers négatifs admet un minimum situé approximativement au milieu de l'intervalle alors qu'en pointe positive, la vitesse est constante ; cependant les distances interélectrodes utilisées ( $0,64 \leq L(\text{cm}^{-1}) \leq 2,5$ ) sont beaucoup plus grandes que dans [24,26].

Une analyse minutieuse des courbes expérimentales données par ces auteurs [23] permet de constater l'existence d'un point d'inflexion sur les caractéristiques  $l_s = f(t)$  ( $l_s$  - longueur du streamer) et donc un minimum dans la vitesse. De plus, si dans certains cas, ce minimum n'apparaît pas de façon très nette, cela pourrait être dû à la forme de l'onde de tension qui n'est pas un créneau [17,23,27,28].

Pour interpréter cette distribution de vitesses, deux modèles purement électrostatiques ont été proposés. Le premier, proposé par CHADBAND et WRIGHT [14], consiste à supposer que le streamer, en forme de buisson, est assimilable à une sphère conductrice (dont le rayon croît au cours du temps) qui reste tangente à la pointe, la vitesse du streamer étant proportionnelle au champ sur le pôle faisant face au plan. Ceci conduit effectivement à une distribution de champ admettant un minimum situé aux  $2/3$  de la distance interélectrode. L'assimilation de ce type de streamer à une sphère conductrice a reçu une certaine confirmation par des mesures d'effet KERR [29].

L'autre hypothèse extrême et qui a été également émise par CHADBAND [19], puis reprise par DEVINS et al [23], est de considérer le streamer comme une extension de la pointe. Dans ces conditions, la vitesse de la pointe devrait croître avec l'avancement du streamer, ce qui n'est pas le cas général expérimentalement.

Si le modèle de la sphère conductrice donne une idée sur le profil des vitesses, il ne permet ni d'évaluer l'amplitude des vitesses, ni d'interpréter les mécanismes physiques qui interviennent.

#### 1.4 COURANTS ET LUMIERE EMISE PAR LE STREAMER

D'après les résultats publiés dans la littérature, l'amplitude et la forme des courants de streamers dépendent de l'intervalle interélectrodes et de la polarité de la pointe :

- Aux grandes distances ( $5 \text{ cm} < L < 1 \text{ m}$ ) et dans les deux polarités, les courants sont constitués de pics discrets [30,31,32, 33] ; en rod-plan, ces pics peuvent atteindre quelques A à des distances de 1 m [34].

- Aux faibles intervalles, ces courants sont beaucoup plus faibles et leur forme a toujours été liée à la polarité de la pointe [16,35 à 42] ; les courants positifs augmentent d'une manière continue jusqu'à un maximum attribué à leur arrivée sur le plan bloquant [43]. A ce courant correspond une émission lumineuse de même forme.

Les streamers négatifs sont caractérisés par des impulsions de courant très brèves, d'amplitudes croissantes et qui sont également similaires à celles de la lumière émise [16,18,36 à 42].

L'amplitude de ces courants augmente avec la tension appliquée aux électrodes [34] et avec la vitesse de propagation [16].

## 1.5 EXAMEN DES DIFFERENTS MODELES PERMETTANT UNE EVALUATION DE LA VITESSE DU STREAMER

Pour obtenir une expression de la vitesse de propagation des streamers, deux méthodes ont été proposées : la première utilise un critère d'énergie [44,45], la seconde considère les processus microscopiques [23].

### 1.5.1 Modèles de WATSON

1er modèle [44] : le streamer qui apparaît sur une pointe négative est considéré comme une cavité de faible densité, sensiblement sphérique et au même potentiel que la cathode. En égalant le travail de la pression électrostatique à l'énergie cinétique du liquide, il obtient pour vitesse :

$$v = \sqrt{\epsilon / 3\rho} \cdot E(R)$$

( $\epsilon$ ,  $\rho$  - permittivité diélectrique et masse volumique du liquide respectivement)

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

Cependant, au lieu d'utiliser le champ pour le modèle sphérique, WATSON [44] utilise une valeur approchée du champ relatif à des hyperboloïdes, donné par  $(U/R\sqrt{2})$  ce qui conduit à :

$$v = (U/R) (\epsilon/6\rho)^{1/2}$$

et un rayon de la cavité qui grossit, approximativement :

$$R \approx [U \cdot t \cdot (2\epsilon / 3\rho)^{1/2}]^{1/2} \quad (1)$$



Dans [45], il prend la valeur approchée du champ calculé pour des hyperboloïdes comme :

$$[(U/R) (R/a)^{1/2}]$$

qui donne :

$$R = \left( \frac{7}{4} \cdot U \cdot t \cdot (2 \epsilon / 3 \rho a^{1/2}) \right)^{4/7} \quad (2)$$

En comparant les valeurs numériques obtenues à partir de (1) et (2) respectivement aux résultats expérimentaux de FARAZMAND [13] et CHADBAND et WRIGHT [14], il trouve un bon accord avec ce premier modèle. Il conclut que le champ électrostatique est la principale force développant la cavité. Les seules propriétés du liquide qui interviennent sont  $\epsilon$  et  $\rho$ , qui pour les liquides non polaires sont très proches d'un corps et à un autre ; les vitesses calculées ne dépassent pas quelques dizaines de m/s alors que les valeurs expérimentales peuvent être plus élevées de deux ordres de grandeurs [cf. Tableau 1]. De plus, le modèle ne prévoit pas de minimum dans la distribution de vitesse.

#### 2ème modèle [31]

Il considère un point source hypothétique émettant un volume de fluide (gaz ionisé ou plasma)  $Q_f$  par unité de temps générant une surface de séparation similaire à un streamer. Cette région exerce une force  $F = (2/3) \rho \cdot Q_f \cdot v$  due à la vitesse du streamer où  $Q_f = \pi \cdot R_s^2 \cdot v$ . Pour obtenir la vitesse, il identifie cette force à la force électrostatique  $F_e$  sur une demi-sphère. Cette force  $F_e$  est calculée en considérant une sphère se déplaçant en laissant derrière elle un canal de rayon  $R_s$ . Cette force électrique résulte d'un champ  $E_s \approx U/2 R_s$ . Il obtient :

$$v \approx (U/R_s) \cdot (3 \epsilon / 8 \rho)^{1/2} \quad (3)$$

En prenant  $R_s = 25 \mu\text{m}$  et  $U = 33 \text{ kV}$ , il trouve  $v = 110 \text{ m/s}$ , ce qui est en bon accord avec certains résultats expérimentaux [14] ; si cet accord est convenable, il paraît également fortuit en raison des mêmes remarques faites à propos du premier modèle.

Soulignons qu'il ne paraît pas réaliste de modéliser un streamer de faible vitesse (buisson) par un filament avec un rayon constant (les streamers filamenteux sont toujours rapides). De plus, même pour les faibles rayons  $R_s$  ( $5 \mu\text{m}$  semble être le rayon le plus fin observé expérimentalement), ceci donnerait  $v < 1 \text{ km/s}$ , alors que les valeurs expérimentales peuvent dépasser  $50 \text{ km/s}$ .

### 1.5.2 Modèle de DEVINS, RZAD et SCHWABE [23]

#### Streamers positifs

Pour interpréter le mécanisme responsable de la propagation du streamer positif, DEVINS et al [23] supposent que les porteurs de charges sont produits par effet ZENER, comme dans les solides (les électrons passent par effet tunnel de la bande de valence dans la bande de conduction sous l'action du champ) ; le coefficient d'ionisation donné par ZENER est :

$$Y = \frac{e \cdot E \cdot a}{h} \cdot \exp \left[ - \frac{\pi^2 \cdot m \cdot a \cdot V_i^2}{h^2 \cdot e \cdot E} \right] \quad (4)$$

d'où

$$v = \left( \frac{a \cdot e^3 \cdot E^3}{\pi \cdot m \cdot V_i^2} \right)^{1/2} \cdot \frac{n}{c} \cdot r_s \cdot \operatorname{erfc} \left( \frac{\pi^2 \cdot m \cdot a \cdot V_i^2}{h^2 \cdot e \cdot E} \right)^{1/2} \quad (5)$$

$e, m$  : charge et masse de l'électron

$h$  : constante de Planck

$V_i$  : potentiel d'ionisation de la phase liquide

$a$  : distance intermoléculaire

$n$  : nombre de molécules par  $\text{cm}^3$

$c$  : la concentration de porteurs de charges positifs et négatifs

contenus dans un canal cylindrique de rayon  $r_s$

$$E_0 = U/r_0$$

Remarquons que  $v$  croît quand  $E_0$  augmente et quand  $V_i$  diminue.

Pour calculer le nombre de porteurs produits selon le modèle de ZENER, ils considèrent une distribution du champ sphérique. L'expression (5) permet de relier la vitesse aux paramètres physico-chimiques. Nous avons représenté sur la figure 2, la variation de la vitesse en fonction de  $E_0$  (eq. 5) pour deux valeurs de  $V_i$  (7 eV et 15 eV) avec  $r_s = 5 \mu\text{m}$ ,  $a = 5 \text{ \AA}$  et  $\alpha = c/n = 1 ; 10^{-2} ; 10^{-4} ; 10^{-6}$ . Si nous nous limitons à des valeurs de champs plausibles  $2 \cdot 10^6 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} < E_0 < 2 \cdot 10^8 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$  et à l'intervalle  $10^2 \text{ m/s} \leq v \leq 10^5 \text{ m/s}$  (valeurs expérimentales) nous voyons que pour  $10^{-6} \leq \alpha \leq 1$ , cette équation donne des ordres de grandeurs corrects pour  $v$ .

Pour justifier le fait que la vitesse du streamer positif est constante, il est proposé [23] que  $E_0$  reste constant, ce qui peut être obtenu en faisant varier uniquement  $r_s$  ou/et  $c$ . Comme les paramètres ci-dessus sont vraisemblablement liés, il semble douteux que la variation de vitesse puisse être justifiée à l'aide de l'expression (5).

Pour évaluer  $c$ , DEVINS et al [35] utilisent la relation suivante entre  $c$  et le courant transitoire  $I$  :

$$c = (I/\pi \cdot r_0^2 \cdot N \cdot \mu \cdot e) \cdot (l_s/\Delta V)^2 \quad (6)$$

Ils trouvent que le courant croît presque linéairement avec le temps atteignant environ  $10^{-2}$  A pour un streamer de 1 cm de longueur. En considérant que le streamer comporte  $N$  branches parallèles contenant des ions (de mobilité  $\mu$ ), à travers lequel la chute de tension est  $\Delta V$ , ils obtiennent :

$$4 \cdot 10^{15} \leq c \text{ (cm}^3\text{)} \leq 4,5 \cdot 10^{19}$$

pour  $0,5 \text{ kV} \leq \Delta V \leq 32,5 \text{ kV}$

La valeur maximum de  $c$  correspond à un taux d'ionisation du liquide de 2 %. Cependant, ils prennent pour valeur de la mobilité des porteurs dans le plasma  $\mu = 4.10^{-5} \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  ; cette valeur correspond plutôt à la mobilité des ions dans les liquides. De plus la relation (6) n'est pas correcte. En effet, si  $R_s$  est la résistance d'un streamer constitué de  $N$  branches parallèles assimilée chacune à un canal cylindrique de rayon  $r_0$ , de longueur  $l_s$ , de résistance  $R$  et de conductivité  $\sigma$ , on aura :

$$\Delta V = R_s \cdot I = R (I/N) = \left( \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{l_s}{\pi \cdot r_0^2} \right) \cdot \left( \frac{I}{N} \right)$$

comme  $\sigma = \mu \cdot (c \cdot e)$

on aura :

$$\Delta V = \frac{1}{\mu \cdot c \cdot e} \cdot \frac{l_s}{\pi r_0^2} \cdot \frac{I}{N}$$

d'où :

$$c = (I/\pi \cdot r_0^2 \cdot N \cdot \mu \cdot e) \cdot (l_s/\Delta V) \quad (7)$$

Par conséquent :  $c \propto (l_s/\Delta V)$  et non  $c \propto (l_s/\Delta V)^2$

Notons que si l'on utilise l'expression (7), la valeur maximum de  $c$  obtenue pour la mobilité ionique dans les liquides ( $4.10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ) serait égale à  $3,12 \cdot 10^{21} \cdot \text{cm}^{-3}$ , ce qui donnerait un taux d'ionisation dans le liquide supérieur à 1 ( $\alpha = c/n = 5,18$ ), ce qui est impossible.

En revanche, si l'on prend pour mobilité celle des porteurs dans un gaz (soit  $1 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ), on trouve :  $1,92 \cdot 10^{15} \leq c$  ( $\text{cm}^3$ )  $\leq 1,23 \cdot 10^{17}$ , ce qui donnerait, en tenant compte de la correction, un taux d'ionisation tout à fait plausible :  $3,2 \cdot 10^{-6} < \alpha < 2 \cdot 10^{-4}$ .

L'influence de  $\rho$  intervient dans l'expression (5) par l'intermédiaire de  $a$  et  $n$  :  $v$  décroît quand  $\rho$  augmente (en diminuant  $a$ ) selon ces auteurs [23] ; ceci est en contradiction avec leur affirmation puisque si le terme  $\operatorname{erfc}$  prédomine, on aurait plutôt l'inverse.

D'ailleurs, d'autres résultats expérimentaux contredisent également leur remarque : pour deux liquides ayant sensiblement la même masse volumique [benzène ( $\rho = 0,879 \text{ g/cm}^3$ ) et chlorobenzène ( $\rho = 1,107 \text{ g/cm}^3$ )], les vitesses des streamers positifs sont considérablement différentes (1,2 et 76 km/s respectivement) (fig. 3).

Il semble difficile de trouver une relation simple entre  $\rho$  et  $v$ .

### Streamers négatifs

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

En faveur de ce modèle, nous pouvons relever les faits suivants :

1. L'addition de capteurs d'électrons réduit la distance de capture (et le temps  $t_1$  passé dans la première étape) et donc accroît la vitesse négative.

2. La présence d'additifs à bas potentiel d'ionisation accroît le taux d'ionisation (réduisant ainsi le temps  $t_2$  passé dans la deuxième étape) et donc accroît encore la vitesse.

Le modèle de DEVINS et al ne prévoit pas le temps passé dans chaque mode ; il ne permet pas d'expliquer le minimum de vitesse observé expérimentalement.

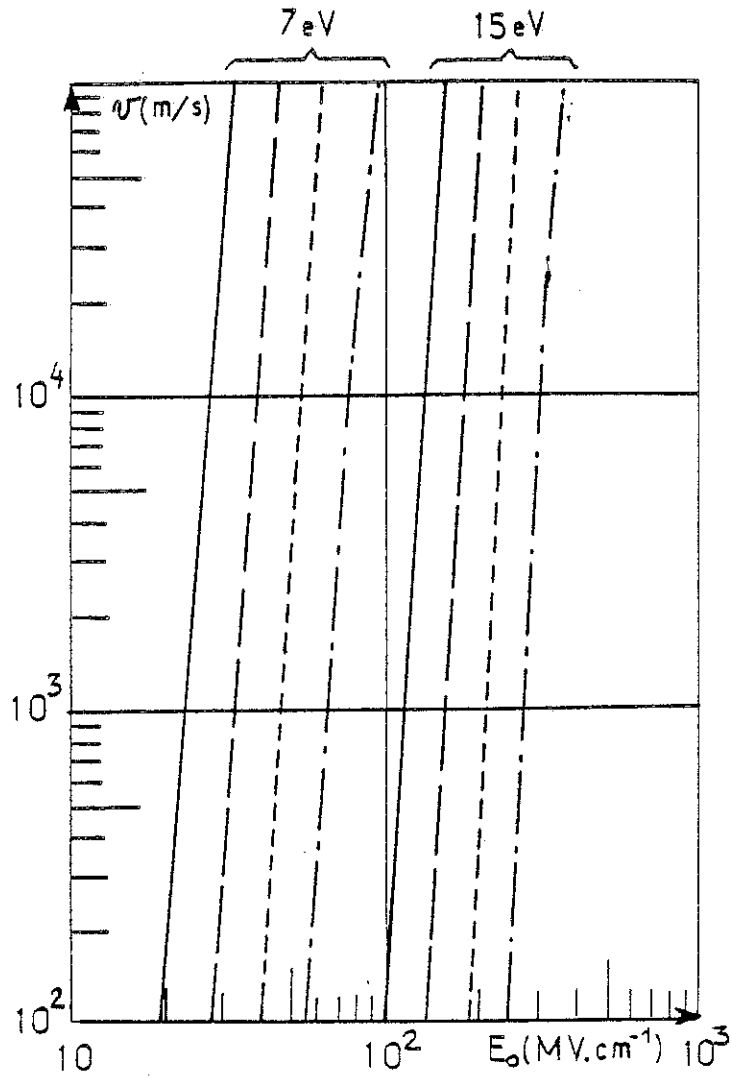


Figure 2 : Variation de la vitesse de propagation des streamers en fonction du champ  $E_0$  d'après l'expression (5) donnée par DEVINS et al [23] pour  $V_i = 7$  et  $15$  eV ;  $a = 0,5 \mu\text{m}$  ;  $r_s = 5 \mu\text{m}$  ; (-)  $\alpha = 10^{-6}$  ; (-·-)  $\alpha = 10^{-4}$  ; (---)  $\alpha = 10^{-2}$  ; (·-·-)  $\alpha = 1$ .

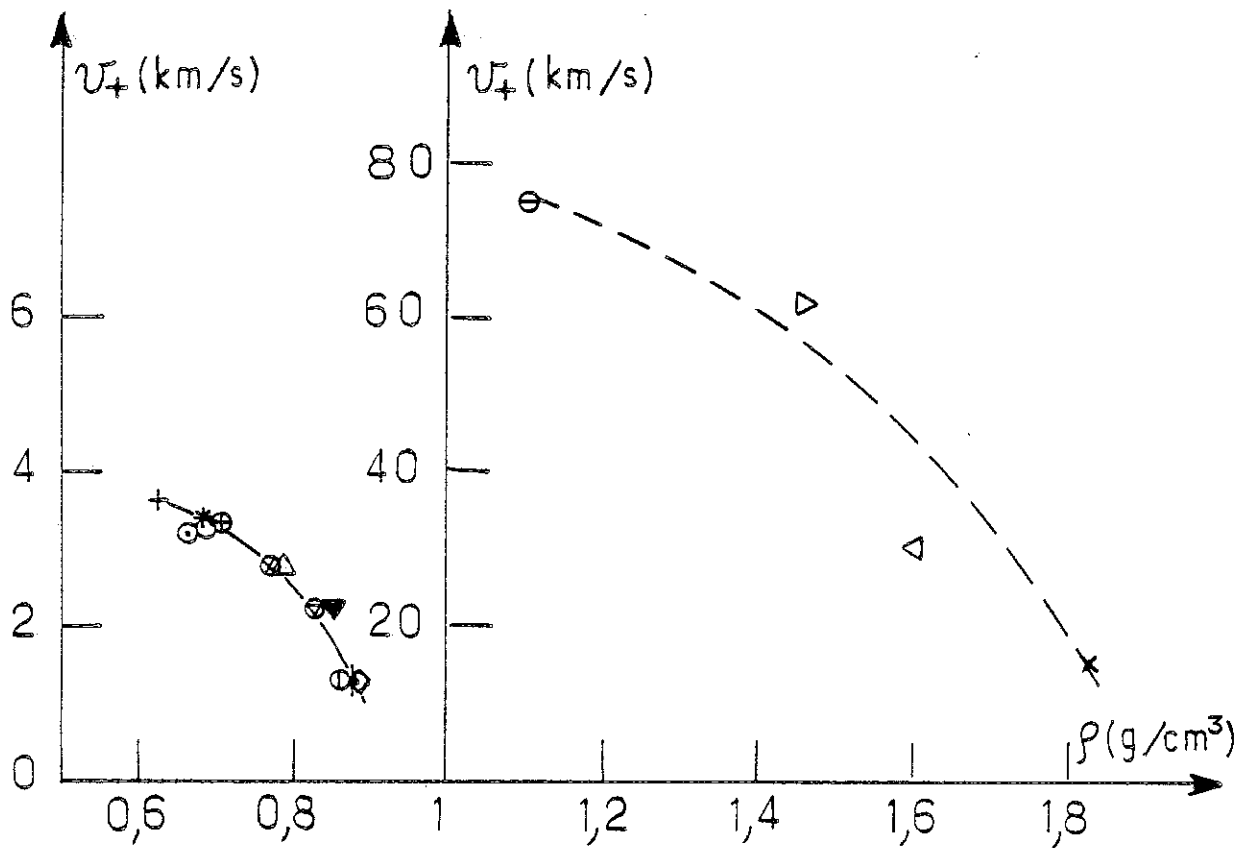


Figure 3 : DEVINS et al [23] : valeurs normalisées (en multipliant par 1,5 leur valeur)

(o) 2,2,4 triméthylpentane ; (o) n-hexadécane, (◊) Primol 355,  
(⊕) Marol 70 à 22°C

SAKAMOTO et YAMADA [16]

(+) n-Pentane, (⊖) n-hexane, (\*) n-heptane, (⊖) n-octane, (Δ) cyclohexane,  
(⊖) benzène, (+) toluène, (◄) tétrachlorure de carbone, (⊖) monochloro-  
benzène, (▷) trichlorobenzène, (x) iodobenzène, (▼) huile de transforma-  
teur

YAMADA et SATO [38] : (.) huile silicone

Remarquons qu'il n'existe à présent aucune indication sur les temps  $t_1$  et  $t_2$ . Si  $t_1$  est très différent de  $t_2$  et/ou s'ils sont relativement longs (de l'ordre de la  $\mu\text{s}$ ) on devrait s'attendre à des impulsions très brèves de courants. D'après ce modèle, la propagation du streamer devrait donc se faire par sauts.

### 1.5.3 Modèle de FELICI [46]

Le streamer est assimilé à un canal conducteur ionisé, schématisé par un cylindre très allongé, conducteur, de section  $S$ , de longueur  $l$ , dont l'extrémité vive avance avec une vitesse  $u$ . Par l'autre extrémité, il est en relation avec une source de tension constante  $V$ . Cette source fournit un courant  $I$  pendant la progression du canal, qui présente une certaine résistance électrique  $R$ . Autour de l'extrémité vive, règne un champ électrique d'intensité moyenne quadratique  $E$ .

Le travail des forces appliquées à l'extrémité vive est, dans l'unité de temps,  $(\epsilon E^2/2) \cdot S \cdot u$ .

Ce travail est dépensé à ioniser le milieu (liquide) et aussi à l'échauffer, le vaporiser et le déplacer. Il est égal à l'accroissement de l'énergie du système à potentiels constants :

$$V \cdot I = (\epsilon \cdot E^2/2) \cdot S \cdot u$$

d'où :

$$I = (\epsilon E^2/2) \cdot S \cdot u / V$$

La condition nécessaire de propagation  $R \cdot I \ll V$ , s'écrit alors :

$$\frac{\epsilon \cdot E^2 \cdot l \cdot u}{K \cdot q \cdot V^2} \ll 1$$

où  $K$  est la mobilité des électrons et  $q$ , leur densité de charge.



De plus, si le canal contient une phase gazeuse ionisée, le travail des forces électriques serait alors dépensé à créer cette phase aux dépens du liquide, à l'ioniser, puis à repousser le liquide au fur et à mesure que le canal avance. Dans le cas où la phase gazeuse est la vapeur du liquide, la condition  $R.I \ll V$ , s'écrira :

$$\left( \frac{\epsilon \cdot E^2 \cdot l \cdot u}{K \cdot q \cdot V^2} \right) \frac{(q \cdot V_i)}{\left[ \frac{\epsilon E^2}{2} - \frac{\rho u^2}{2} - L' \right]} \ll 1$$

avec :

$\frac{\rho E^2}{2}$ , travail de déplacement par unité de temps ;

$L'$ , énergie totale de vaporisation et de décomposition ;

$qV_i$ , énergie d'ionisation par unité de temps.

ou encore :

$$\left[ \frac{2 \cdot V_i \cdot l \cdot \sqrt{\epsilon / \rho} \cdot E}{K \cdot V^2} \right] \frac{y}{\left[ 1 - y^2 - \frac{2L'}{\epsilon E^2} \right]} \ll 1$$

avec :

$$y = \sqrt{\frac{\rho}{\epsilon}} \cdot \frac{u}{E}$$

En considérant que si  $E$  est tout au plus 100 à 200 MV/cm, cette condition est toujours satisfaite pourvu que  $y < 1$ .

Ainsi, la vitesse d'un canal contenant une phase gazeuse est limitée (elle ne saurait dépasser beaucoup le km/s).

La vitesse de propagation du canal dépend de la manière dont l'énergie électrique est dépensée dans le milieu. Si elle ne sert qu'à ioniser, l'échauffement, la vaporisation, le déplacement étant négligeables, la vitesse sera grande. Dans le cas opposé, elle est plus petite de deux ou trois ordres de grandeur.

D'après ce qui précède, il paraît vraisemblable que les canaux lents contiennent de la vapeur ou du gaz de décomposition, l'ionisation étant surtout active dans cette phase gazeuse elle-même. Le champ E est relativement faible, quelques MV/cm.

Les canaux les plus rapides, au contraire, sont probablement dus à une ionisation directe du liquide, par un champ beaucoup plus fort, de l'ordre de dizaines de MV/cm. Les plus grandes vitesses observées correspondraient à un champ E supérieur à la valeur nécessaire pour propager le canal par ionisation pure. Il paraît donc vraisemblable que les grandes vitesses résultent de ce type de propagation.

## 2 - GENERATION

La phase de préclaquage durant laquelle des phénomènes de diverses natures (électrique, optique, hydrodynamique, ...) peuvent se manifester simultanément ou successivement, avant que n'apparaisse le streamer, est appelée généralement "phase de génération" et le temps qu'elle dure "temps de génération" ( $t_g$ ).

C'est l'étude de la phase de génération, qui permettrait de progresser dans la compréhension des processus fondamentaux conduisant au claquage, puisque c'est d'elle dont va dépendre le déroulement des événements ultérieurs. Contrairement à la phase de propagation, il n'existe sur le plan expérimental, que très peu d'informations concernant la phase de génération. La plupart des études ont porté sur la mesure du temps de retard au claquage et sur celle des tensions disruptives ; les résultats ainsi obtenus ont essentiellement un caractère industriel.

Diverses hypothèses ont été émises concernant  $t_g$  :

- Le temps de génération est de nature statistique [47-58]. Il est défini comme étant le temps qu'il faut attendre pour que des électrons soient injectés par la cathode ou qu'ils soient créés par irradiation naturelle ou artificielle comme dans les gaz [59].

- Le temps de génération est lié à des mécanismes physiques pouvant se manifester une fois que la tension appliquée aux électrodes dépasse une certaine valeur dite tension de génération. Ainsi,  $t_g$  pourrait être attribué au temps de retard à la mise en mouvement du liquide ou à la détection optique d'une perturbation au voisinage de la pointe ou encore à la détection d'une émission lumineuse (ou d'un courant prédisruptif).

Plusieurs théories ont été proposées pour expliquer cette phase de génération. On peut les classer en deux groupes : ceux liés à la génération d'une phase gazeuse et ceux purement électro-niques.

## 2.1 GENERATION D'UNE CAVITE GAZEUSE

Dans les liquides ultra-purs et en géométrie pointe-plan sous tension continue, il a été observé [47, 60-65], qu'à partir d'un certain seuil de tension, des bulles gazeuses se forment au voisinage de la pointe puis sont violemment chassées vers le plan. Cette phase gazeuse résulterait soit de la vaporisation et de la nucléation de bulles [47,60], soit de la cavitation [9,61,62,66, 67].

### 2.1.1 Mécanismes thermiques

WATSON et SHARBAUGH [7] considèrent qu'une bulle de vapeur est générée dans le liquide par une injection de courant, à partir d'aspérités sur la cathode. Le courant émanant d'une aspérité où le champ est renforcé, serait limité par charge d'espace et de la forme :

$$I = A \cdot V^n \text{ avec } 1,5 \leq n \leq 2$$

Ainsi, pour une tension impulsionnelle  $V$ , de durée  $\tau$ , l'énergie locale nécessaire à l'ébullition locale serait :

$$H = A \cdot E^n \cdot \tau ; E \text{ étant supposé proportionnel à } V.$$

Cette vaporisation du liquide pourrait être produite en quelques microsecondes. En identifiant cette énergie à l'énergie nécessaire à l'ébullition d'un volume de liquide donné :  $H = Cp \cdot (T_b - T_a) + L_v$  ( $Cp$  : chaleur spécifique moyenne ;  $T_b$  : température

d'ébullition ;  $T_a$  : température initiale ;  $L_v$  : chaleur latente de vaporisation), WATSON et SHARBAUGH établissent un critère de claquage. Si ce modèle rend compte de l'effet de la température, de la pression (dans une certaine mesure) et des propriétés thermiques du liquide, il n'est suivi que par un nombre limité de liquides (les n-alcanes). De plus, il utilise une équation relative à l'état stationnaire alors qu'il s'agit d'un régime transitoire d'échauffement.

Un modèle un peu plus élaboré que ce dernier, faisant intervenir la structure du liquide et qui considère le régime transitoire, a été proposé par KAO [68]. Ce modèle suppose que la vaporisation du liquide est produite par un courant filamentaire (limité par charge d'espace). Si la densité du courant est suffisante pour amener la température du liquide à son point d'ébullition, il y a claquage.

Dans le cas où le champ est assez élevé, il peut y avoir une dissociation renforcée par le champ, pouvant conduire à une vaporisation locale du liquide [69].

### 2.1.2 Mécanisme de cavitation

Si un liquide est chauffé à pression constante (ébullition) ou s'il est soumis à une dépression à température constante (cavitation), il apparaît des bulles ou cavités de vapeur ou de mélange de vapeur ou de mélange de vapeur et de gaz.

La cavitation désigne toute la séquence de formation, expansion et disparition de la cavité. Elle peut se produire dans le liquide ou sur les parois :

a) D'après KRASUCKI [9], les bulles se forment en des points où on a un renforcement du champ électrique (particules solides de très faibles dimensions en suspension dans le liquide ou attachées aux électrodes), lequel donne naissance à une pression

électromécanique ( $P_{em}$ ) qui tend à faire décoller le liquide de la surface de ces particules en s'opposant à la pression hydrostatique ( $P_h$ ) et aux pressions dues à la tension superficielle ( $P_s$ ). Le critère de pression nulle pour qu'une cavité soit formée, serait :

$$P_{em} = P_h + P_s$$

Un critère analogue a été proposé par THOMAS [10,70] en supposant que la pression d'électrostriction s'oppose au décollement du liquide. En partant de ces hypothèses, KRASUCKI et THOMAS ont établi des critères de claquage qui prévoient l'influence de la pression, de la température et de la tension superficielle sur le champ disruptif  $E_c$ . Cependant, ces deux modèles n'apportent aucun élément décisif concernant les mécanismes de génération des bulles.

b) L'apparition d'une phase gazeuse pourrait résulter d'une cavitation due à des écoulements électrohydrodynamiques (EHD) induits par l'injection unipolaire de charges dans le liquide [61, 69]. Dans ce cas, la variation de la pression serait, en vertu du théorème de BERNOUILLI, proportionnelle au carré de la vitesse EHD du liquide :  $\Delta p = \frac{1}{2} \rho v_{EHD}^2$  ( $\rho$  étant la masse volumique du liquide). Comme  $\epsilon$  et  $\rho$  varient peu d'un liquide à un autre, on obtient le même ordre de grandeur pour tous les liquides, ce qui est tout à fait plausible.

## 2.2 MECANISMES ELECTRONIQUES

La multiplication électronique par avalanches n'a été mise en évidence que dans le xénon et l'argon liquide [65,71 - 74]. Dans l'hexane et entre électrodes planes, ce mécanisme n'a pu être détecté pour des champs allant jusqu'à 1,3 MV/cm [75].

## 2.3 DETERMINATION DU TEMPS DE GENERATION $t_g$

### 2.3.1 Méthode de VON LAUE [76]

La méthode de VON LAUE développée dans les gaz puis appliquée aux liquides [48-58,77] consiste à considérer le nombre d'essais  $n_t$  où aucun claquage ne survient avant le temps  $t$ , sur une série de  $n$  essais dans les mêmes conditions. Si aucun des temps  $t_p$  (de propagation) et  $t_g$  n'est négligeable, on obtient [57] :  $n_t/n = \exp [-(t-t_p) / t_g]$ .

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

Expérimentalement, ARII et al [58] ont obtenu en géométrie pointe-plan, sous tension d'impulsion rectangulaire, des courbes conformes au modèle de VON LAUE. Ils ont trouvé que  $t_g$  est plus faible qu'en champ uniforme pour une même tension et pour le même intervalle entre électrodes ;  $t_g$  est beaucoup plus faible (d'au moins un ordre de grandeur) en polarité positive qu'en polarité négative dans l'huile silicone dans les mêmes conditions.  $t_g$  est sensiblement proportionnel à  $\exp (1/E_a)$ , où  $E_a$  est le champ moyen. Cette variation sensiblement la même que dans les gaz [59] suggère l'intervention de processus électronique dans la phase de génération.

### 2.3.2 Méthode de variation de $r_p$

RZAD et al [78] ont montré que sous tension rectangulaire, il est possible de séparer le phénomène de génération de celui de la propagation en faisant varier le rayon de courbure  $r_p$  de l'électrode acérée (pointe ou rod). Pour un intervalle entre électrodes  $L$  donné, ils distinguent deux régions :

a) La première est celle des tensions élevées et où le temps de retard au claquage  $t_r$  est approximativement égal au temps de propagation ( $t_p$ ) du streamer ; dans ce cas,  $t_p$  est pratiquement indépendant de  $r_p$  et  $t_g$  négligeable.

b) La seconde concerne les tensions faibles ; elle correspond à la génération du streamer dans quel cas,  $U_g$  dépend de la géométrie des électrodes et de la forme de la tension ;  $t_g$  est d'autant plus grand que la tension appliquée  $U$  et le rayon de courbure  $r_p$  sont faibles. Par extrapolation aux temps longs de la courbe correspondant à la seule propagation (à  $t_g = 0$ ), on peut obtenir  $t_p$  donc  $t_g$  ( $t_g = t_r - t_p$ ). Cependant, leurs résultats sont trop peu étendus et très imprécis pour qu'on puisse en déduire une loi de variation expérimentale.



### 3 - INFLUENCE DES VARIABLES D'ETAT

#### 3.1 INFLUENCE DE LA PRESSION P

Il est connu depuis longtemps [5], qu'une augmentation de la pression hydrostatique améliore considérablement la rigidité diélectrique d'un liquide que ce soit sous tension continue ou alternative.

D'après KAO et Mc MATH [79], l'effet de la pression sur la rigidité diélectrique du n-hexane en champ quasi-uniforme diminue graduellement avec l'augmentation de la pente de la rampe de tension jusqu'à disparaître pratiquement au delà de 4 MV/cm.μs. Ce résultat ne peut être généralisé car il n'est basé que sur une seule valeur de champ. YOSHINO [47] a rapporté qu'en pointe négative (dans un système pointe-plan), la tension de claquage de l'azote liquide augmente toujours avec la pression alors qu'en pointe positive, la croissance est bien moins rapide et au delà de 10 atm, elle reste constante ; il conclut que les processus électroniques dominant en polarité positive et les processus gazeux en polarité négative.

Cependant, il est difficile de dire laquelle des deux phases de préclaquage (propagation ou génération) est affectée par la pression.

NELSON et HASHAD [80] ont observé qu'une augmentation de la pression hydrostatique réduisait l'intensité de la lumière émise par le streamer. YASOJIMA et al [81] ont rapporté que dans l'huile de transformateur le temps de montée et la valeur des pics de courants prédisruptifs dans un système d'électrodes planes avec une aspérité sur l'une d'elles, diminuent quand la pression augmente.

En géométrie pointe-plan, HIZAL et DINCER [82] ont constaté que le temps de retard à l'apparition du streamer augmente avec la pression hydrostatique ; cette dépendance diminue aux très hautes tensions.

D'autre part, en polarité négative et dans l'huile de transformateur, la probabilité d'apparition des streamers subsoniques augmente quand on diminue la pression [18] ; ce qui suggérerait que les streamers subsoniques sont liés à l'apparition d'une phase gazeuse.

Cependant, si le streamer est une phase gazeuse, pourquoi la pression hydrostatique n'agirait pas sur le développement du streamer ?

Dans le cas où les processus conduisant au claquage, sont purement électroniques, il est exclu que de telles pressions (quelques bars) puissent modifier la structure du liquide.

### 3.2 INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

L'augmentation de la température ne produit qu'une réduction relativement faible de la rigidité du liquide , excepté à l'approche de la température d'ébullition [83] : elle diminue de 40 % dans le n-hexane. A froid, cette rigidité a tendance à s'améliorer [6] : l'accroissement est tout au plus de 30 % pour le n-hexane entre - 60 et + 60°C. Dans la série des alcanes, le claquage est facilité quand on élève la température, ou empêché quand on accroît la pression (ce qui accroît la température d'ébullition du liquide) [69] ; ces résultats expérimentaux vont dans le sens de la théorie de claquage par ébullition locale du liquide au voisinage d'aspérités sur les électrodes proposée par WATSON et SHARBAUGH. En portant l'hexane jusqu'à une température proche de son point d'ébullition, Mc GRATH et NELSON [84] n'ont observé pratiquement aucun effet sur les phénomènes de préclaquage.

YAMADA et SATO [38] ont rapporté que la vitesse des streamers positifs augmente avec la température : dans le n-hexane, elle passe de 2,3 km/s ( $T = 5^{\circ}\text{C}$ ) à 2,7 km/s ( $42^{\circ}\text{C}$ ) pour une tension de 25 kV et de 1,9 km/s ( $18 \pm 3^{\circ}\text{C}$ ) à 3 km/s ( $76^{\circ}\text{C}$ ) dans le cyclohexane pour 30 kV ; les streamers négatifs dans ces deux liquides, de même que les streamers positifs dans le benzène ne sont pas influencés par la température dans les conditions de cette étude.

En faisant varier la température de 22 à  $94^{\circ}\text{C}$  dans le Marcol 70, DEVINS et al [23] ont remarqué que les streamers positifs deviennent plus rapides ; aucun effet remarquable n'a été observé sur la propagation des streamers négatifs.

En polarité positive, la probabilité d'apparition des streamers subsoniques dans l'hexane, augmente avec l'accroissement de la température ; ceci indiquerait que les streamers subsoniques dépendent de la génération d'une phase gazeuse.

### CONCLUSION

Des résultats publiés, on pourrait conclure que seuls les streamers positifs ont une forme filamentaire (associée à une vitesse élevée) ; les streamers négatifs étant plutôt lents et en forme de buissons. En fait, et comme nous le verrons dans le chapitre III, les streamers négatifs peuvent être eux aussi filamenteux. Nous montrerons en particulier que l'existence des deux modes de propagation est un résultat tout à fait général quelle que soit la polarité de la pointe et quel que soit le liquide.

D'autre part, les résultats obtenus par DEVINS et al [23] montrent que les propriétés électroniques de certains additifs jouent un rôle déterminant sur la vitesse des streamers dans le Marcol 70 et le 2,2,4-triméthylpentane. Nous étendrons cette étude à d'autres liquides en considérant des additifs de grande affinité électronique ou de très bas potentiel d'ionisation ; nous examinerons également le cas de la DMA afin d'apporter une réponse aux contradictions rencontrées dans la littérature. Des additifs ioniques seront étudiés dans le but de voir si des mécanismes thermiques ou électrohydrodynamiques peuvent éventuellement intervenir dans l'une ou/et l'autre des deux phases (propagation et génération).

Pour confirmer les résultats de notre analyse bibliographique concernant les liquides renfermant des halogènes, nous étudierons d'autres liquides.

D'autre part, comme l'existence du minimum dans la distribution de vitesse semble ne pas être un résultat général, nous l'étudierons dans différents liquides (purs ou contenant des additifs) et ce en fonction de divers paramètres tels l'amplitude et le temps de montée de la tension, la distance interélectrodes et le rayon de courbure de la pointe.

Pour expliquer les quelques contradictions concernant la forme des courants, nous effectuerons une étude détaillée des courants, de la lumière émise et de la charge des streamers dans les liquides purs et contenant des additifs.

Nous décrivons dans le chapitre IV les résultats relatifs à l'influence du temps de montée de la tension, des additifs, de la viscosité, de la pression et de la température sur la génération des streamers. Nous discuterons, à la lumière de nos résultats expérimentaux, des mécanismes pouvant intervenir dans les phénomènes de propagation et de génération des streamers.

CHAPITRE II

TECHNIQUES EXPERIMENTALES



Pour visualiser les streamers et mesurer leur vitesse de propagation, on illumine l'espace interélectrodes par un éclair de durée très brève et on photographie les évènements qui s'y produisent. Comme nous ne disposons pas de caméra ultra rapide, nous avons développé une méthode utilisant une caméra vidéo (Philips type LDH.0400/01) dont le tube a une rémanence suffisante pour permettre l'enregistrement sur un magnétoscope de l'allure du streamer à l'instant choisi. Nous présentons dans ce chapitre le principe de cette méthode ainsi que le dispositif expérimental.





## 1 - APPAREILLAGE

Le circuit d'essai est constitué d'un générateur d'échelon de tension, d'une cellule de mesure et d'un dispositif de visualisation (fig. 4).

### 1.2 CELLULE DE MESURE

Elle est constituée d'un corps en téflon et comporte deux hublots en pyrex de 10 mm de diamètre et un système d'électrodes pointe-plan (fig. 5). L'électrode plane en laiton de 10 mm de diamètre peut être couverte ou non d'une feuille d'isolant solide (polypropylène) de 100  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. L'intérêt d'employer cet isolant (dans la mesure où il ne claque pas) est qu'il empêche l'apparition d'un arc entre les électrodes. La plupart des résultats rapportés dans ce travail ont été obtenus avec l'électrode plane bloquée. Nous avons vérifié que ni la vitesse, ni les courants ne sont modifiés par la présence de cette feuille d'isolant.

L'électrode pointe est une aiguille en acier dur (OGURA JEWEL INDUSTRY Company Limited), de rayon de courbure variable (3 à 100  $\mu\text{m}$ ) et de conicité 30°.

Les distances interélectrodes (L) étudiées peuvent aller de 0,5 à 6 mm.

Un piston (en contact avec la surface du liquide) actionné par de l'azote comprimé, permet d'obtenir des surpressions variables de 0 à 40 bars. Une pompe à vide et un système de valves sont utilisés pour travailler en pressions subatmosphériques ; le minimum possible est  $5.10^{-2}$  bars.

L'échauffement et le refroidissement du liquide sont obtenus grâce à la circulation de glycol dans un serpentin entourant la cellule. La gamme de température est de - 30 à + 70°C.

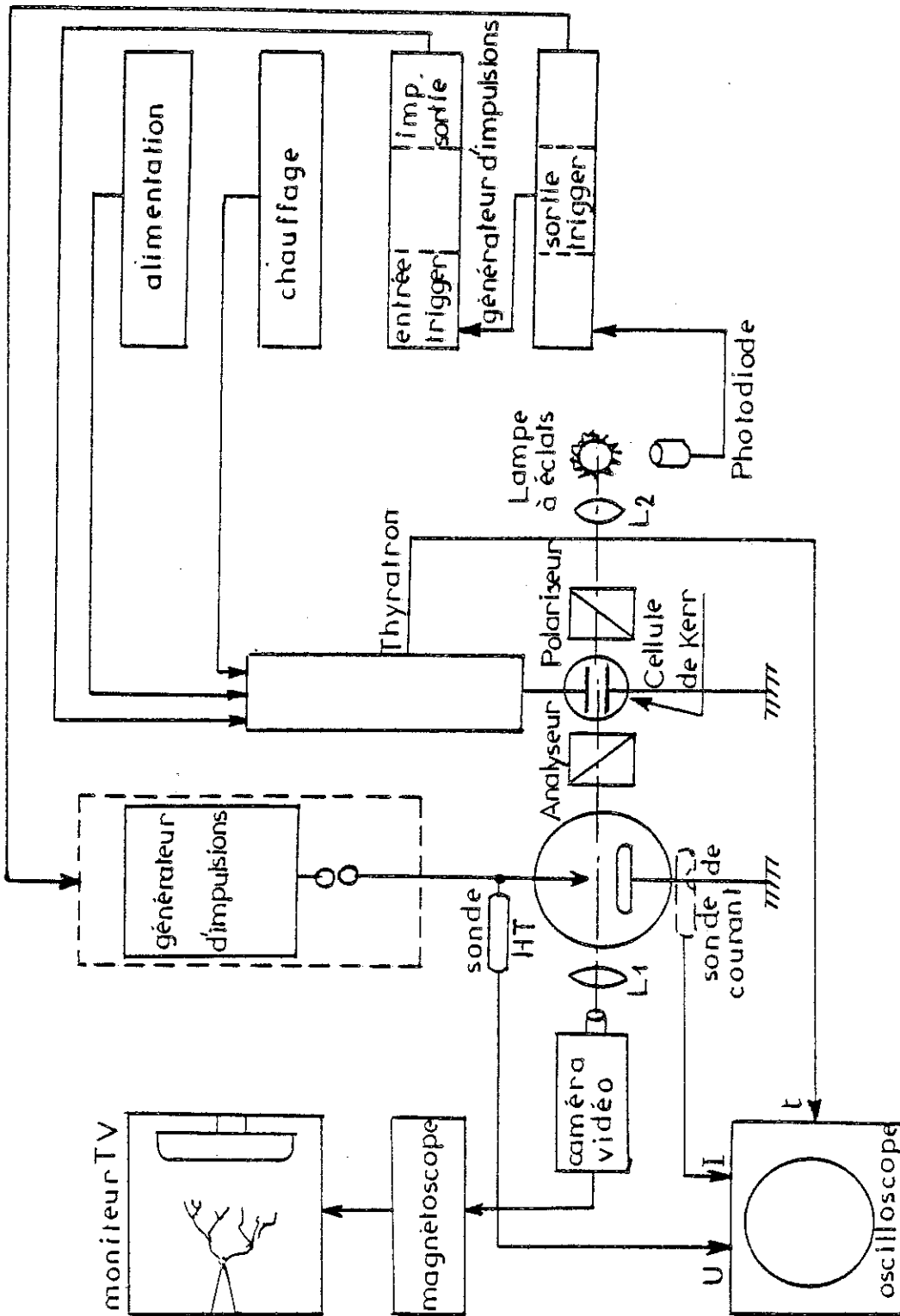


Figure 4 : Schéma du dispositif expérimental

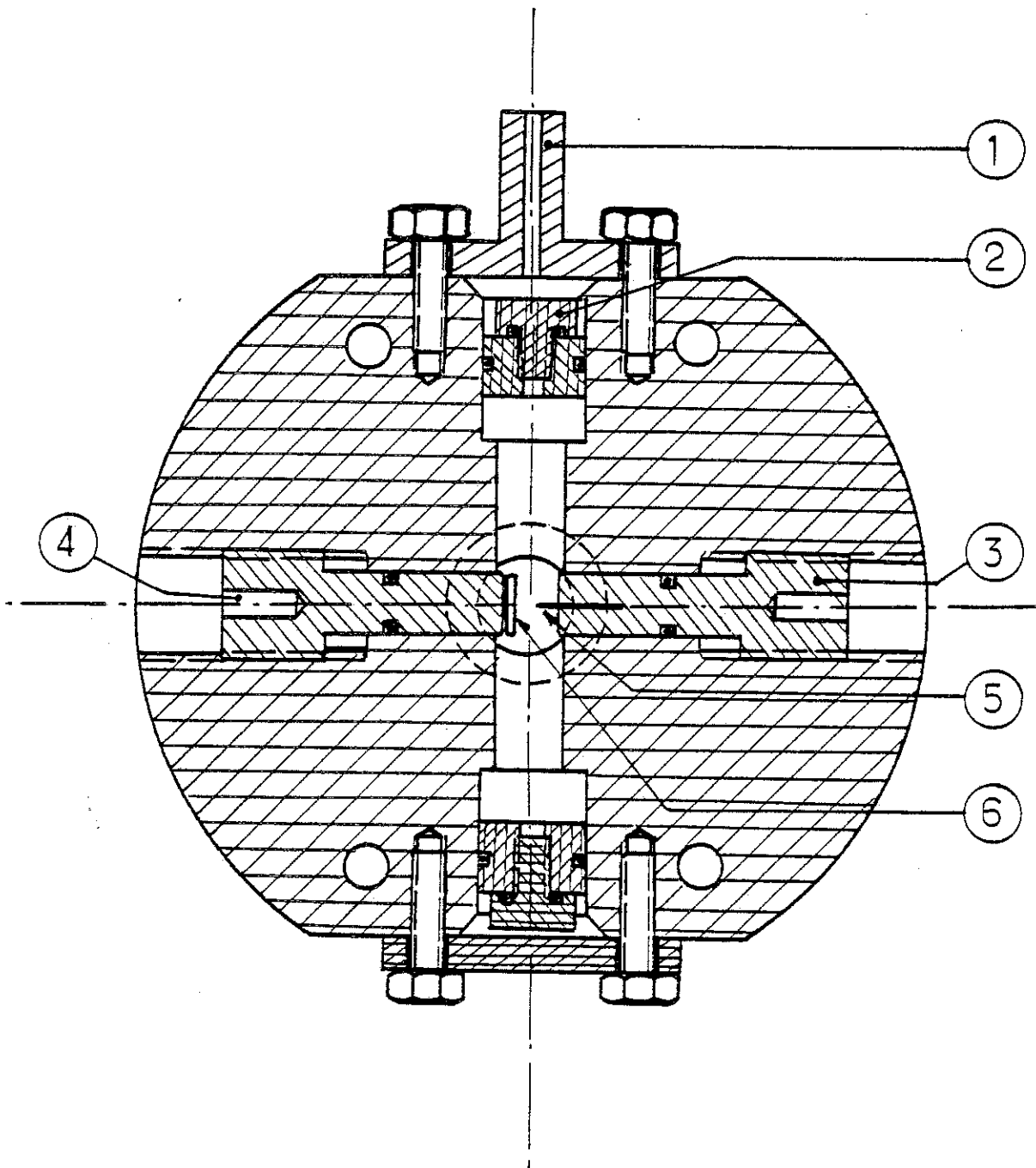


Figure 5 : Schéma de la cellule de mesure

- (1) : amenée de l'azote comprimé
- (2) : piston servant à appliquer une pression hydrostatique au liquide sous l'action de l'azote comprimé
- (3) et (4) : supports des électrodes
- (5) : électrode pointe en acier dur
- (6) : électrode plane en laiton

### 1.3 GENERATEUR DE TENSION

Le générateur d'échelon de tension à tube de 50 kV (Eimax 4 PR 250 C) maximum, construit au laboratoire, produit une onde qui croît linéairement de 0 à la valeur choisie. Le temps de montée de la tension  $t_m$  peut être ajusté de 0,4 à 25  $\mu$ s. Pour obtenir des temps de montée plus longs, différentes résistances sont placées en série avec le générateur.

### 1.4 VISUALISATION DES STREAMERS

La visualisation est réalisée par la méthode d'ombroscopie.

L'image de l'intervalle entre électrodes est produite sur le tube de la caméra vidéo par deux lentilles  $L_1$  et  $L_2$ . Une source de lumière à xénon produit un éclair dont la durée dépend des lampes (de fabrication soviétique : ISCh-100-2) utilisées (30 à 80  $\mu$ s). Une cellule de KERR alimentée par un thyatron et jouant le rôle d'obturateur de lumière, permet d'obtenir un temps d'exposition de 100 ns. Deux générateurs d'impulsions (Hewlett-Packard, model 214 A) permettent la synchronisation de l'échelon de tension avec cette impulsion de tension, grâce à une photodiode placée près de la lampe à éclat, et d'ajuster le temps de retard à l'exposition.

### 1.5 DETECTION DE LA LUMIERE EMISE PAR LE STREAMER

Elle est détectée par un photomultiplicateur (RCA type 7265) placé devant l'une des fenêtres de la cellule d'essai et dont la sortie est connectée à l'oscilloscope à travers une résistance de 50  $\Omega$ .

## 1.6 ENREGISTREMENT DES DIFFERENTS SIGNAUX

La forme de la tension appliquée, le temps de retard  $\tau$ , le courant transitoire et la lumière émise par le streamer, sont enregistrés sur des oscilloscopes à mémoire (Tektronix 7623). La tension est mesurée par l'intermédiaire d'une sonde Tektronix PC015.

Les courants transitoires sont déduits de la tension aux bornes d'une résistance de  $50 \Omega$ . Deux diodes rapides montées en tête-bêche, protègent les tiroirs de l'oscilloscope contre d'éventuelles surtensions.

## 1.7 DISPOSITIF DE MESURE DE LA CHARGE DES STREAMERS

Comme il est souvent difficile ou impossible d'apprécier la charge du streamer à partir des oscillogrammes de courants, nous avons utilisé un système intégrateur qui consiste à mesurer la tension  $U_c$  aux bornes d'une capacité  $C$  connectée en série avec la cellule d'essai et d'en déduire la charge  $Q$  ( $Q = C.U_c$ ). La capacité  $C$  est sélectionnée sur une batterie de condensateurs de mesure commutables, dont les valeurs s'échelonnent entre  $100 \text{ pF}$  et  $100 \mu\text{F}$ , en fonction de la tension  $U$  de manière à avoir la meilleure sensibilité possible. L'enclenchement et le déclenchement de l'intégrateur sont tels que les courants capacitifs (charge et décharge de la cellule) ne soient pas pris en considération dans la mesure de la charge du streamer. Une description détaillée du fonctionnement de ce système intégrateur est donnée en annexe.

## 2 - METHODE DE MESURE DE LA VITESSE DU STREAMER

Pour un intervalle entre électrodes et une tension donnés, on mesure la longueur du streamer  $l_s$  (longueur de la branche la plus proche de l'électrode opposée) pour différentes valeurs de  $\tau$  fixées au préalable. Chaque valeur est une moyenne sur vingt essais. La vitesse moyenne est déduite de la différence dans les longueurs de streamers [ $v = (l_{s2} - l_{s1}) / (\tau_2 - \tau_1)$ , où  $l_s = l_{s1}$  à  $\tau = \tau_1$ ]. L'intérêt de cette méthode est qu'elle ne dépend pas du temps de retard à l'apparition du streamer.

Les vitesses mesurées par notre système sont au plus égales à 10 km/s.

## 3 - LIQUIDES ETUDIES

Les tests sont réalisés sur des liquides de formules chimiques simples tels que les alcanes, cycloalcanes, hydrocarbures aromatiques (pureté minimum 98 %) ou des imprégnants liquides utilisés dans la pratique industrielle (phénylxylyléthane fourni par Nippon Petrochemicals Company Limited, mélange de mono - et dibenzyltoluène produit par Prodelec, huile de transformateur) renfermant ou non un capteur d'électrons (tétrachlorure de carbone :  $CCl_4$ ) ou un composé à bas potentiel d'ionisation (tétraméthylène paradiphénylamine - TMPD - ou DMA).

CHAPITRE III

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA

PROPAGATION DES STREAMERS





## INTRODUCTION

La plupart des travaux antérieurs concernent les streamers positifs ; les streamers négatifs ont été très peu étudiés. Aussi avons-nous entrepris une étude systématique dans les deux polarités afin de dégager les traits les plus significatifs concernant les phénomènes de propagation.

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats expérimentaux relatifs à l'influence de la polarité, de la nature du liquide (pur ou renfermant des additifs ioniques et non ioniques), de la viscosité, de la tension et de la géométrie de la cellule sur la forme, la vitesse, le courant et la charge électrique du streamer ainsi que sur la lumière qu'il émet. Nous décrirons par la suite, l'action de la pression hydrostatique et de la température sur ces caractéristiques de streamer.

Nous montrerons en particulier que la polarité de la pointe n'est pas le seul paramètre déterminant de la forme et de la vitesse des streamers : les streamers négatifs peuvent eux aussi être filamenteux et rapides.

Initialement, nous utilisons un liquide "modèle" dans notre étude - le cyclohexane pur - pour les raisons suivantes :

- les streamers positifs et négatifs sont les plus lents [16], donc les plus aisés à mesurer avec notre système ;

- les phénomènes de conduction et d'injection ionique ont été étudiés en détail dans notre laboratoire jusqu'à des champs forts (0,7 MV/cm) en géométrie plan-plan [85] ;

- les mobilités des électrons et des trous sont connues dans ce liquide [22,86,87].

Les tests réalisés dans le cyclohexane sont effectués systématiquement par la suite dans les autres liquides.



## 1 - RELATION FORME-VITESSE

### 1.1 FORME ET VITESSE DES STREAMERS

La figure 6 montre des séquences typiques de développement de streamers positifs (produit lorsque la pointe est anode) et négatif (pointe cathode) dans le cyclohexane. Chaque photographie représente une expérience différente et le temps correspondant à chacune y est indiqué. Nous remarquons que les streamers positifs sont plus filamenteux que les négatifs. Nous avons observé les mêmes caractéristiques de streamers dans d'autres liquides.

Des courbes d'expansion des streamers en fonction du temps ( $l_s = f(t)$ ) pour différentes tensions, on peut en déduire la vitesse de propagation correspondante, à travers l'espace interélectrodes (fig. 7). Nous remarquons que ces courbes ont des formes similaires à celles obtenues par CHADBAND et al dans les huiles silicones et l'hexane [14,19,24,88], seule change l'amplitude des vitesses.

La figure 8 montre que dans différents liquides (PXE, MDBT, huile silicone, cyclohexane) pour lesquels les vitesses de propagation en pointe négative sont comparables, les formes de streamers sont similaires. Il en est de même des streamers positifs.

D'autre part, pour deux liquides différents, si la vitesse des streamers en négatif dans l'un est comparable à celle de l'autre en positif, les formes de streamers dans les deux cas seront aussi analogues.

Cette corrélation forme-vitesse de streamers semble être suivie si nous analysons les résultats rapportés dans la littérature [13,17,19,23,35,89], sauf peut-être pour l'huile de transformateur [90] en alternatif.



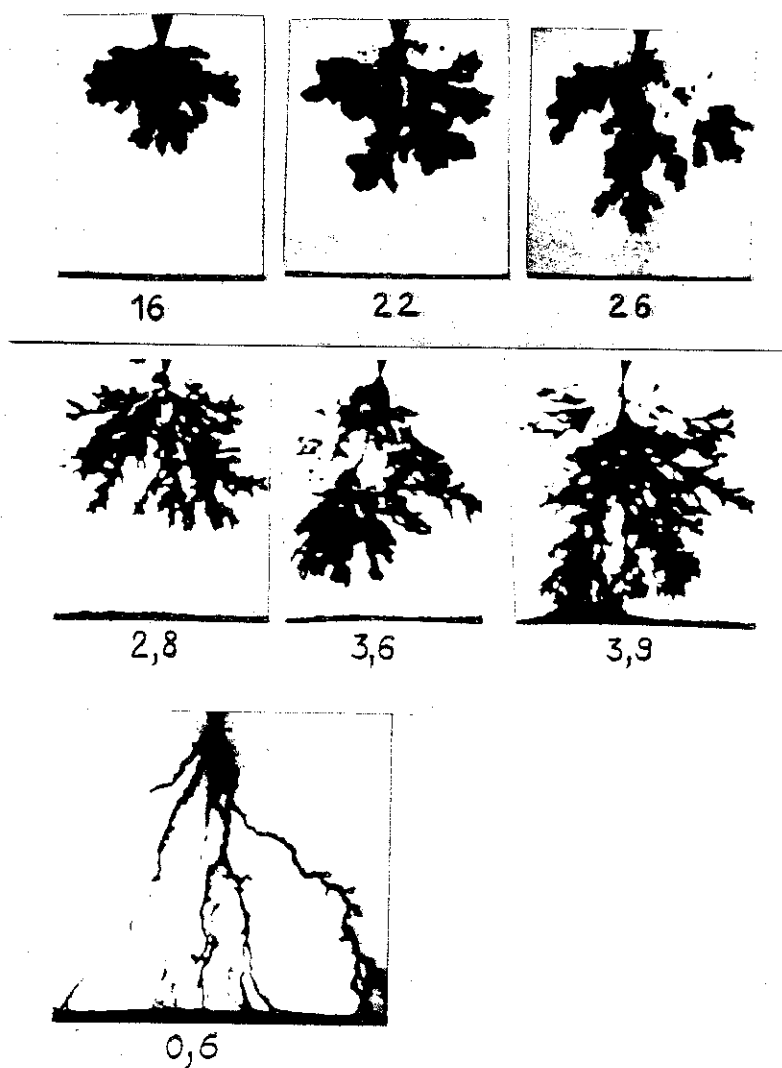
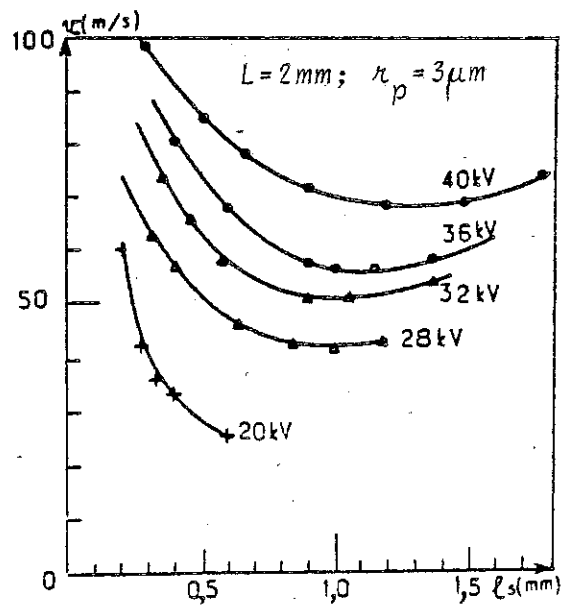


Figure 6 : Développement du streamer dans le cyclohexane

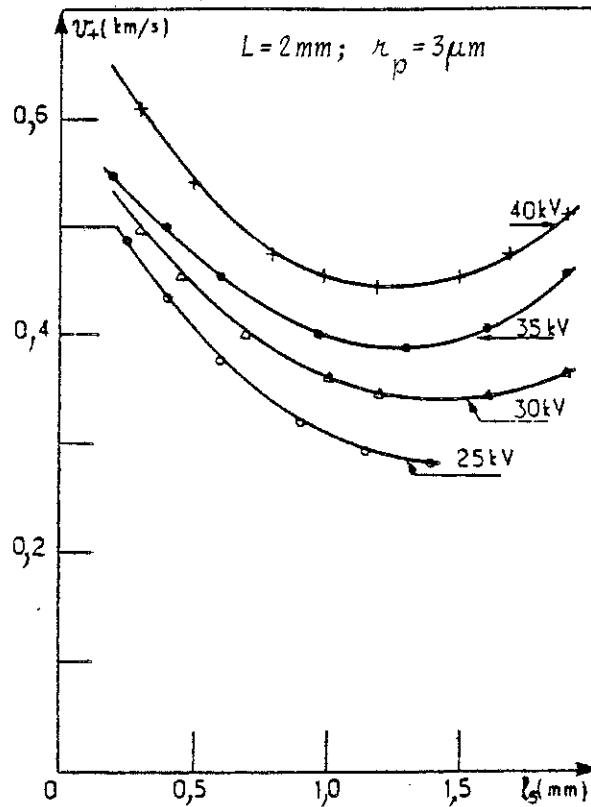
$L = 2 \text{ mm}$  ;  $r_p = 3 \mu\text{m}$  ;  $U = 40 \text{ kV}$  ; le temps correspondant à chaque photo est exprimé en  $\mu\text{s}$ .

( a ) pointe négative; ( b ) et ( c ) pointe positive: streamers subsonique et supersonique respectivement.

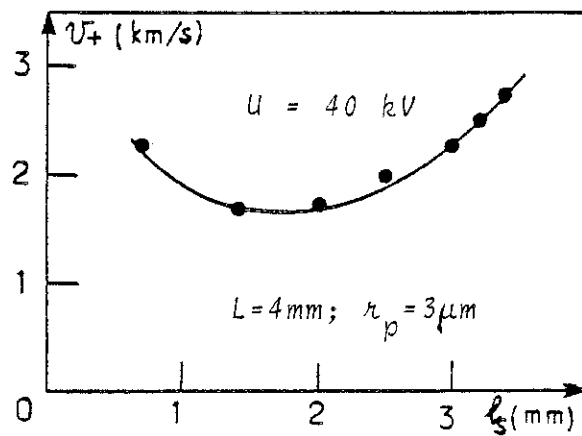




( a )



( b )



( c )

Figure 7 : Vitesse du streamer dans le cyclohexane en fonction de la longueur du streamer pour différents crêneaux de tensions: ( a ) pointe négative; ( b ) et ( c ) pointe positive, streamers subsonique et supersonique respectivement.





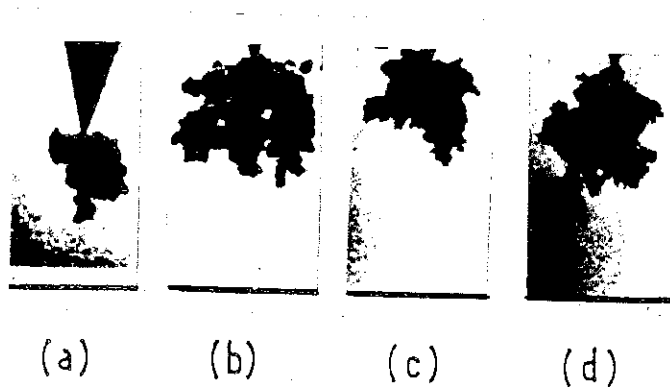


Figure 8 : Formes des streamers en pointe négative avec  $r_p = 3 \text{ } \mu\text{m}$   
 ( a ) PXE ;  $L = 0,6 \text{ mm}$  ;  $U = 40 \text{ kV}$   
 ( b ) Cyclohexane ;  $L = 2 \text{ mm}$  ;  $U = 35 \text{ kV}$   
 ( c ) Huile silicone 710 à 2 % dans 604V50 ;  $L=2\text{mm}$  ;  $U=40\text{kV}$   
 ( d ) MDBT ;  $L = 2 \text{ mm}$  ;  $U = 50 \text{ kV}$ .



Il ressort de ces observations que la vitesse du streamer est parfaitement corrélée à sa forme indépendamment de la polarité de la pointe et à la nature du liquide : plus le streamer est filamenteux, plus il est rapide et réciproquement.

## 1.2 ACTION DES ADDITIFS

### 1.2.1 Additifs non ioniques

Dans le but de confirmer et d'étendre les résultats de DEVINS et al [23], nous avons choisi des composés ayant soit une grande affinité électronique, soit un très bas potentiel d'ionisation. Les faits généraux suivants ont été mis en lumière :

La présence d'une faible concentration de composés capteurs d'électrons entraîne une augmentation de la vitesse des streamers négatifs (fig. 9) (qui deviennent filamenteux (fig. 10)) : 0,04 mol/l de  $\text{CCl}_4$  ( $V_i = 11,47$  eV et  $E_e \approx + 2,1$  eV en phase gazeuse [22] dans le cyclohexane accroît la vitesse d'un facteur 10. Au-delà de 0,04 mol/l, l'accroissement de la vitesse devient peu important (fig. 11).

L'addition d'un composé à bas potentiel d'ionisation (0,05 mol/l) tel le tétraméthylène paradiphénylamine (TMPD :  $V_i = 6,7$  eV [91]) au cyclohexane provoque une augmentation modérée de la vitesse des streamers négatifs (moins d'un facteur 2) dont l'allure est peu modifiée ; celle des streamers positifs est dans les mêmes conditions multipliée par un facteur de l'ordre de 3 et ils deviennent plus filamenteux encore.

Nous avons obtenu le même effet avec la DMA, confirmant ainsi les résultats de DEVINS et al [23]. Il existe également une concentration (0,06 mol/l environ) pour laquelle on atteint la saturation (fig. 12).



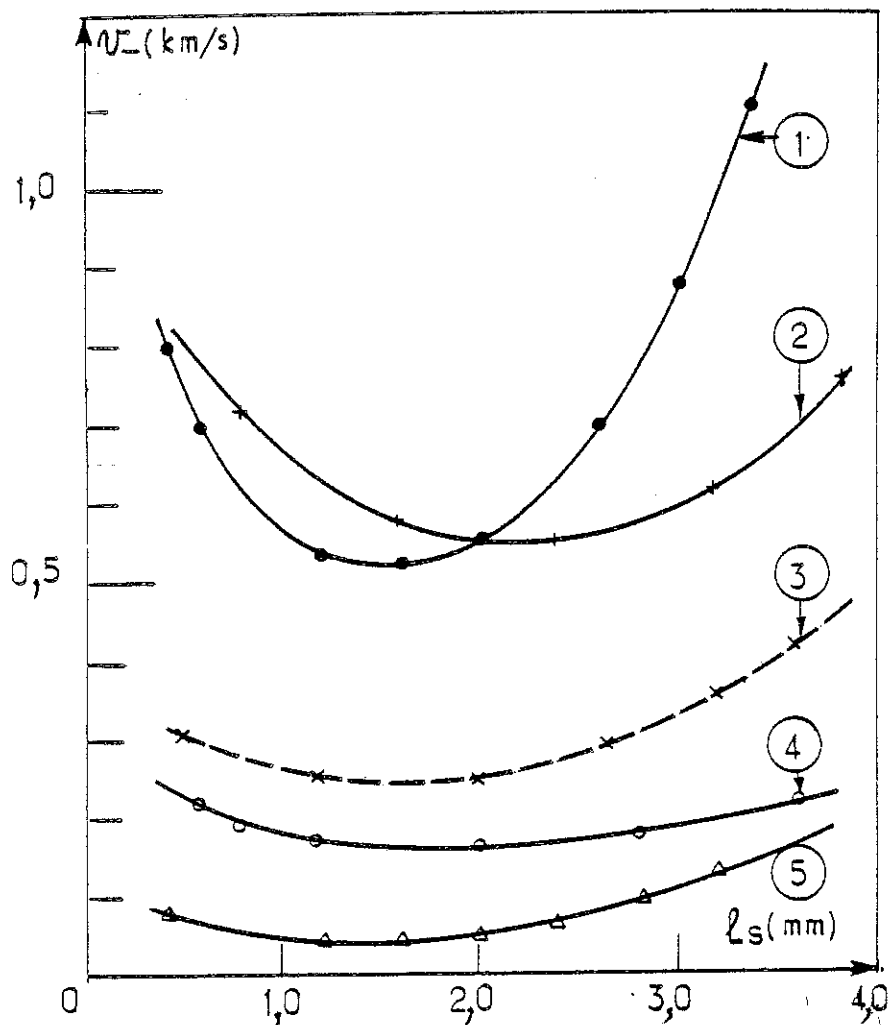


Figure 9 : Influence des additifs sur la vitesse des streamers négatifs dans le cyclohexane.  $L = 4$  mm -  $r_p = 3$   $\mu$ m -  $U = 50$  kV

(1) 1 %  $\text{CCl}_4$  ; (2) 0,3 %  $\text{CCl}_4$  ; (3) cyclohexane pur en pointe positive - streamer subsonique ; (4) 0,2 % anthracène ; (5) cyclohexane pur.



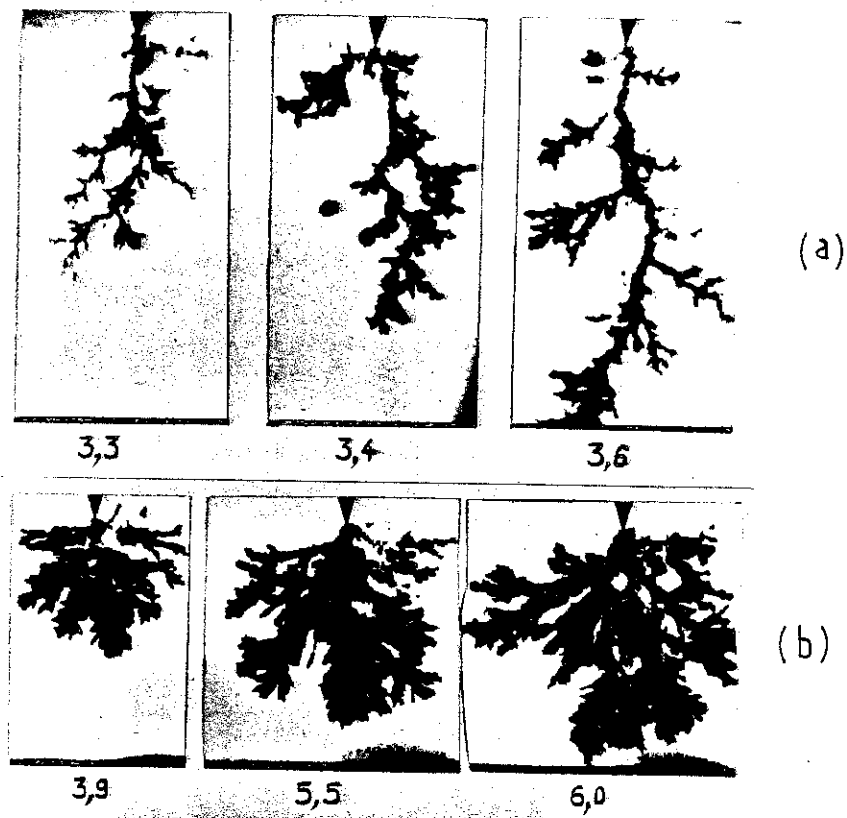


Figure 10 : Action des additifs sur le développement des streamers négatifs dans le cyclohexane;  $L = 2 \text{ mm}$ ;  $r_p = 3 \text{ }\mu\text{m}$ ;  $U = 50 \text{ kV}$ ; le temps en  $\mu\text{s}$  : ( a )  $0,04 \text{ mol/l}$  de  $\text{CCl}_4$ ; ( b )  $0,008 \text{ mol/l}$  d' anthracène .





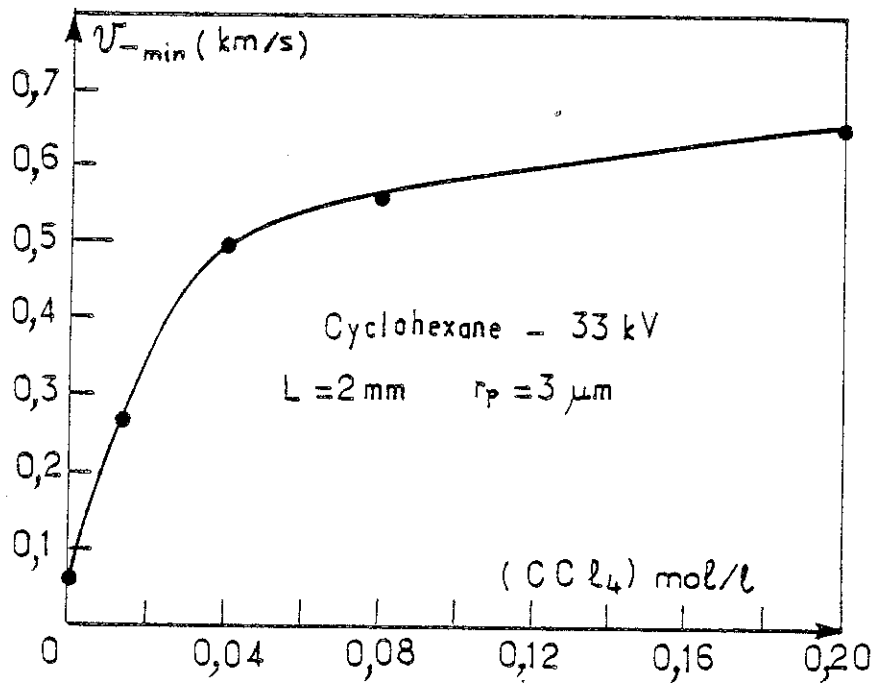


Figure 11 : Influence de la concentration de  $CCl_4$  sur la vitesse minimum des streamers négatifs dans le cyclohexane.



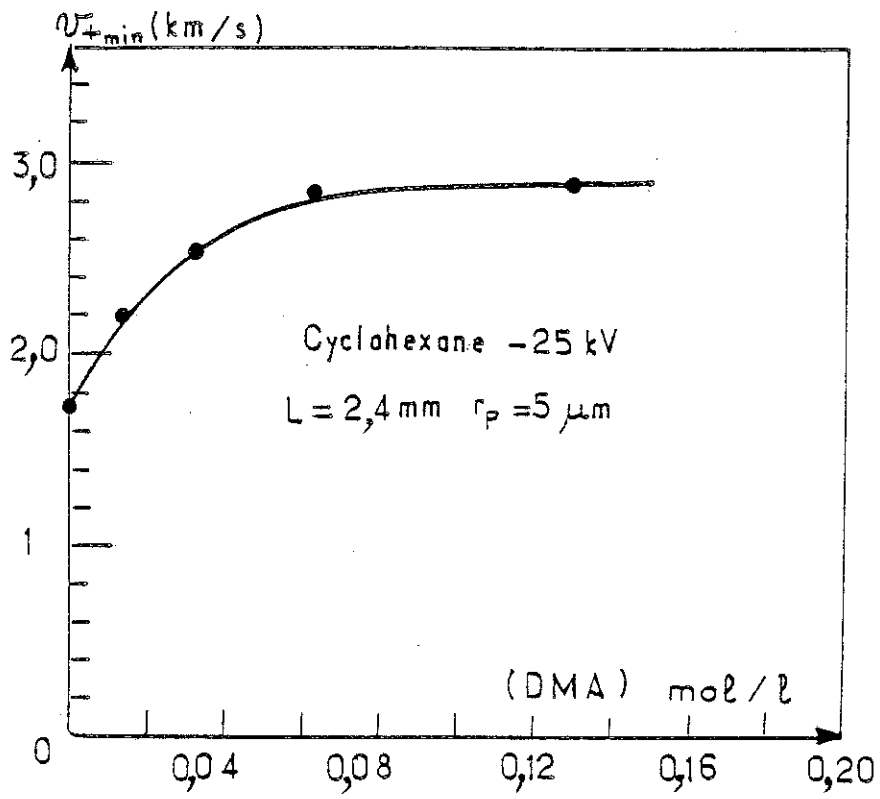


Figure 12 : Influence de la concentration de DMA sur la vitesse minimum des streamers positifs dans le cyclohexane.



L'effet des composés capteurs d'électrons et à bas potentiel d'ionisation est, dans le PXE et le MDBT [Tableau 2], comparable au cyclohexane.

Remarquons que l'action des composés capteurs d'électrons sur les streamers négatifs rapides est sensiblement la même qu'en polarité positive ; celle des composés à bas potentiel d'ionisation l'est également.

### 1.2.2 Additifs ioniques

Dans le but d'évaluer l'importance des mécanismes thermiques et électrohydrodynamiques sur les phénomènes de propagation dans le cyclohexane, nous avons utilisé des solutions d'électrolytes de deux types [92] : le picrate de triisoamylamonium (TIAP) qui confère au cyclohexane une conduction dans laquelle prédomine très largement le phénomène d'injection de porteurs par l'électrode et l'aérosol OT où au contraire la conduction est assurée principalement par une création d'ions en volume.

Pour des concentrations comparables ( $10^{-3}$  mol/l), la conductivité de la solution avec l'AOT ( $\sigma = 10^{-10} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ ) est 2000 fois plus grande que celle avec le TIAP ( $\sigma = 5 \cdot 10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ ) ; cependant, la vitesse en pointe négative est inchangée avec l'AOT (fig. 13) alors qu'elle double avec le TIAP (fig. 14), ce qui signifie que la conductivité ne joue aucun rôle mais c'est plutôt par ses propriétés électroniques que le TIAP agit sur la vitesse.

Avec une concentration d'AOT comparable à celle du  $\text{CCl}_4$  dans le cyclohexane (soit  $10^{-1}$  mol/l), la vitesse en pointe négative est multipliée comme dans le cas du  $\text{CCl}_4$ , par un facteur 10 (fig. 13) ; ceci est probablement lié aux propriétés électroniques de l'AOT.



	Vitesse moyenne (km/s)	
	(-)	(+)
PXE	0,06	2,0
PXE + 0,04 mol/l de $\text{CCl}_4$	0,58	2,1
PXE + 0,06 mol/l de DMA	0,11	3,8
MDBT	0,05	1,9
MDBT + 0,04 mol/l de $\text{CCl}_4$	0,45	2,0
MDBT + 0,06 mol/l de DMA	0,08	3,6

Tableau 2 : Influence des additifs sur les vitesses moyennes des streamers dans le PXE et le MDBT pour les deux polarités

$U = 35 \text{ kV}$  ;  $L = 2,2 \text{ mm}$  ;  $r_p = 3 \text{ }\mu\text{m}$





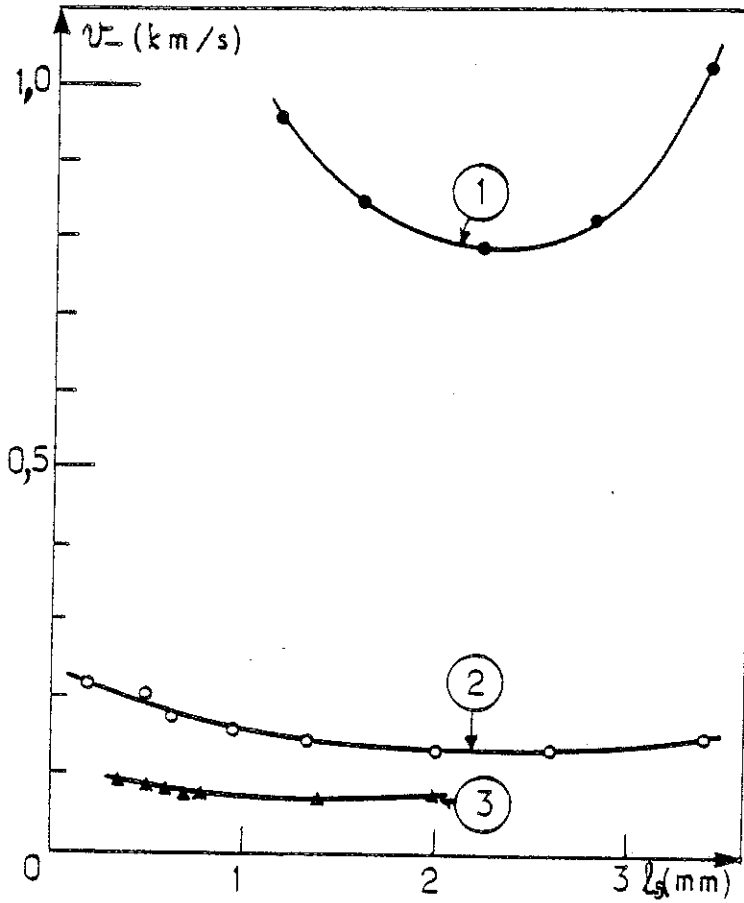


Figure 13 : Influence de l'AOT sur la vitesse des streamers dans le cyclohexane en pointe négative pour différentes concentrations.

$L = 3,4 \text{ mm} - r_p = 3 \mu\text{m} - U = 30 \text{ kV}$

(1)  $10^{-1} \text{ mol/l}$  ; (2)  $10^{-2} \text{ mol/l}$  ; (3)  $10^{-3} \text{ mol/l}$ .



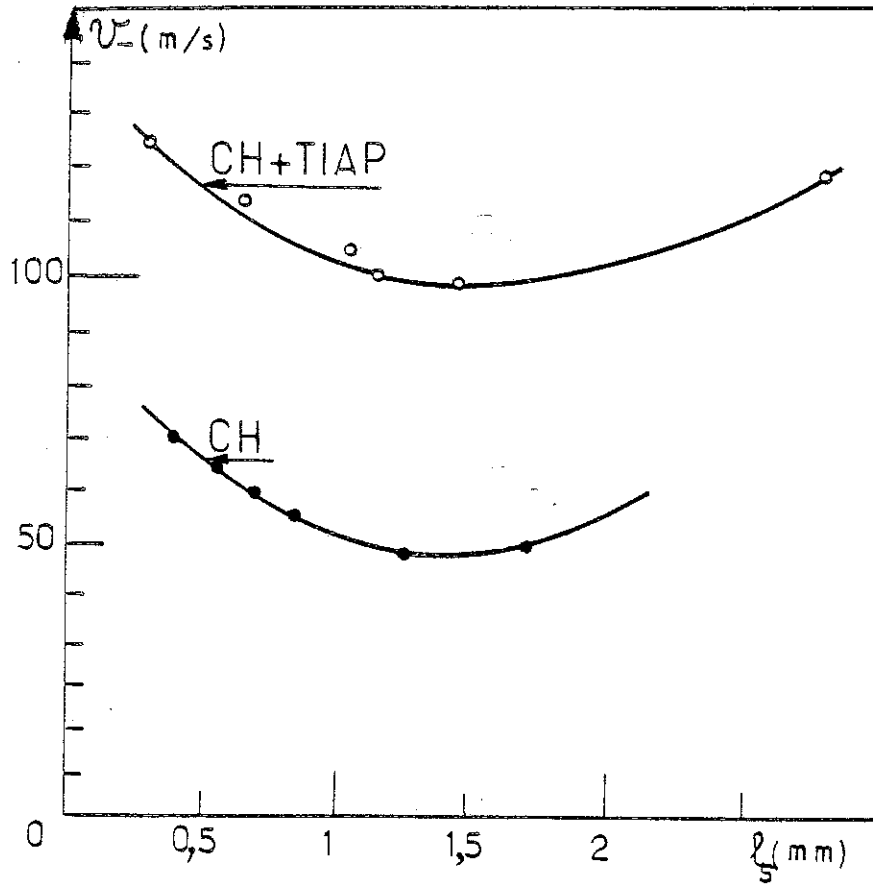


Figure 14 : Vitesse du streamer dans le cyclohexane en présence d'une concentration de  $6,6 \cdot 10^{-4}$  mol/l de TIAP.

$L = 3$  mm -  $r_p = 3$   $\mu$ m -  $U = 45$  kV.



### 1.3 INFLUENCE DE LA STRUCTURE DU LIQUIDE

Nous avons confirmé le fait que dans les liquides renfermant des halogènes, la vitesse des streamers (positifs et négatifs) est très grande par rapport aux liquides ne comportant pas d'halogènes. La structure géométrique de la molécule n'a pas d'influence significative. En effet, sur une série de molécules cycliques - cyclooctane, chlorocyclohexane, transdécahydronaphtalène et cisdécahydronaphtalène - seul le chlorocyclohexane a une vitesse négative plus élevée d'un ordre de grandeur que dans les autres où elle est sensiblement la même que dans le cyclohexane (fig. 15) ;

en polarité positive, le streamer est beaucoup plus filamentaire dans le chlorocyclohexane que dans les autres liquides mais nous n'avons pas pu mesurer sa vitesse pour les raisons indiquées au chapitre II.

Par conséquent, l'affinité électronique de la molécule agit de façon importante sur la progression du streamer dans les deux polarités.

### 1.4 INFLUENCE DE LA VISCOSITE

Si les phénomènes EHD interviennent dans les mécanismes de propagation, la vitesse du streamer devrait décroître quand on augmente la viscosité. Pour cela, nous avons étudié quatre polybutènes fluides -Napvis 04, 10, 30 et 200 de viscosités respectives 90,  $2 \cdot 10^4$ ,  $10^5$  et  $4 \cdot 10^5$  cSt à 20°C - : nous n'avons observé qu'une très légère tendance à la décroissance de la vitesse des streamers lents (pointe négative) lorsque la viscosité augmente :  $v_{\min(-)} = 80$  m/s pour  $\eta = 90$  cSt et 60 m/s pour  $4 \cdot 10^5$  cSt avec  $U = 30$  kV,  $L = 1$  mm et  $r_p = 3$   $\mu$ m. En polarité positive, les vitesses semblent comparables (quoique nous n'ayons pu les mesurer avec précision).



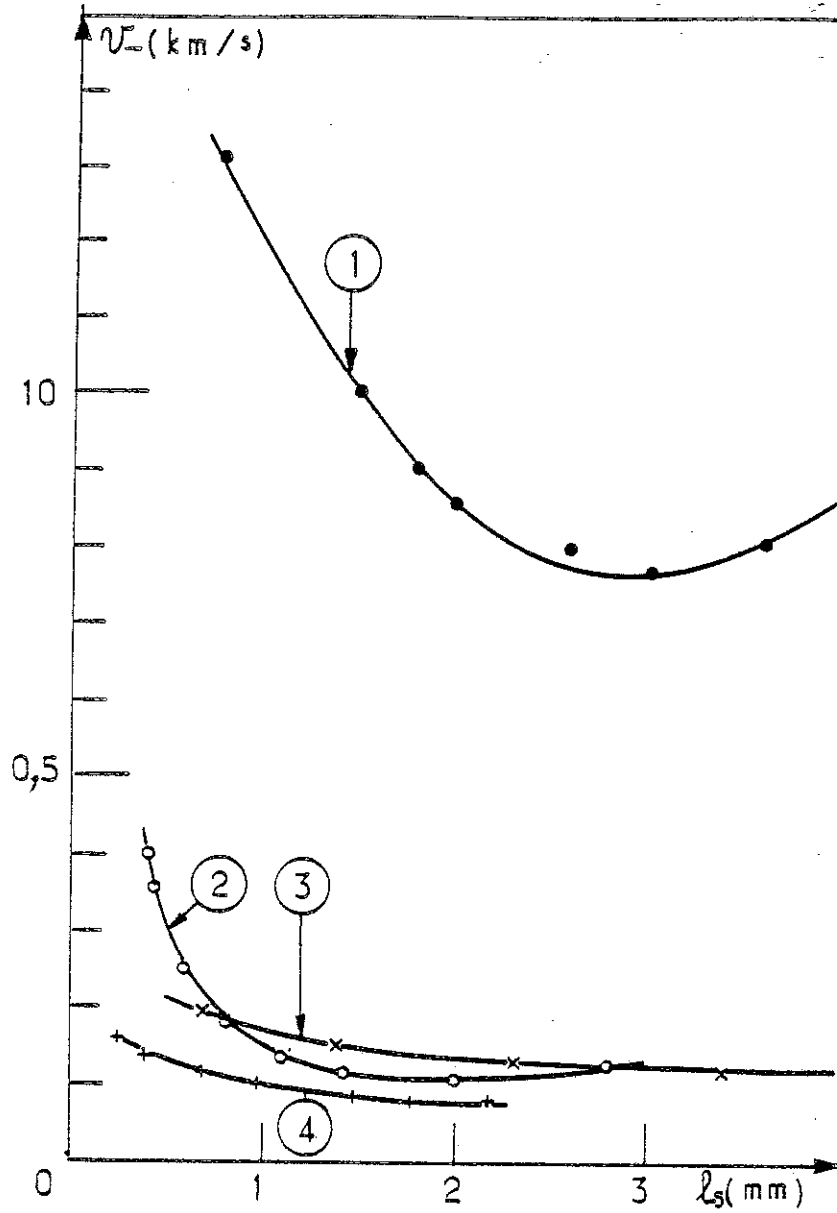


Figure 15 : Influence de la structure du liquide sur la vitesse des streamers négatifs -  $L = 4 \text{ mm}$  -  $r_p = 3 \mu\text{m}$  -  $U = 40 \text{ kV}$ .

- (1) chlorocyclohexane ; (2) Cis-décahydronaphtalène  
 (3) cyclooctane ; (4) transdécahydronaphtalène.





Des résultats analogues ont été obtenus par d'autres auteurs dans les huiles silicone (dont la viscosité variait de 10 à  $10^4$  cSt) en polarité positive [19,38,93,94] et en polarité négative [93,94].

### 1.5 ACTION DES GAZ DISSOUS

En saturant d'azote le cyclohexane, le PXE et le MDBT, nous n'avons pas observé de changement significatif dans la vitesse pour les deux polarités.

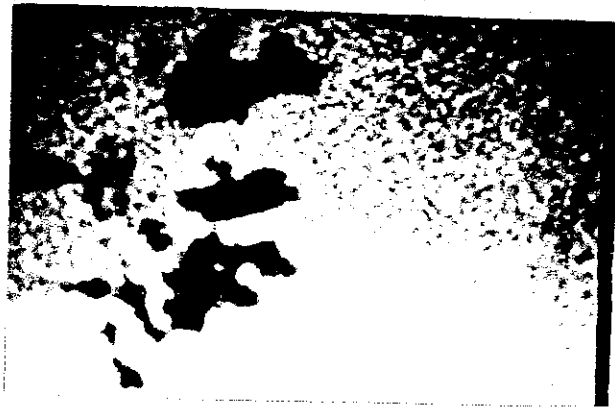
### 1.6 INFLUENCE DE LA TENSION

La vitesse de propagation du streamer est très affectée par l'amplitude de la tension appliquée aux électrodes, sa durée et son temps de montée ( $t_m$ ).

- La vitesse croît fortement avec l'amplitude de la tension ; le streamer devient plus filamentaire. Pour de basses tensions (légèrement  $> U_{\text{seuil}}$ ), le streamer cesse de se développer après avoir parcouru partiellement l'intervalle (fig. 16.a). Si la tension est légèrement supérieure à celle correspondant au seuil d'apparition du streamer, il apparaît une bulle à la pointe qui se déplace vers le plan tout en diminuant de volume. Ceci a été également observé par d'autres chercheurs avec des pointes très fines sous tension continue [64] ou alternative [90]. En élevant la tension, non seulement la longueur du streamer augmente, mais aussi le nombre de branches quelle que soit la polarité.

- La propagation du streamer dépend également de la durée d'application de la tension. Si l'on coupe la tension avant que le streamer n'atteigne l'électrode opposée, il s'arrête de se propager et se pulvérise (fig. 16.b). Ceci montre que le fait de créer du gaz (vraisemblablement) ne conduit pas toujours au claquage.





(a)



(b)

Figure 16 : Comportement du streamer en pointe négative:  
( a ) quand on coupe la tension;  
( b ) quand  $U$  est insuffisant.



- La pente de la rampe de tension ( $U/tm$ ) joue un rôle important sur la vitesse de propagation. La figure 17 montre l'effet de ( $U/tm$ ) sur la vitesse des streamers négatifs dans le cyclohexane. Quand la pente de la rampe de tension est faible, le streamer est généré durant la montée de la tension (si  $U_g < U$ ) ; sa vitesse de propagation est plus faible que celle du streamer qui se déplace à tension constante quand la pente de la rampe de tension est grande.

- La figure 18 montre les courbes  $v = f(U)$  pour différentes longueurs du streamer dans divers liquides (purs ou avec des additifs). Nous remarquons que la vitesse est proportionnelle à  $U^n$  (avec  $\frac{1}{2} \leq n \leq 3$ ). DEVINS et al [23] ont rapporté que  $v \propto U$ , résultat en accord avec le modèle de la sphère conductrice [14].

- D'autre part, les deux modes de propagation sont observés quelle que soit la polarité (dans les liquides étudiés), le mode supersonique apparaissant d'autant plus fréquemment que l'on accroît la tension.

#### Remarque

Nous avons observé dans le cyclohexane en pointe négative, qu'à partir d'un streamer subsonique (en forme de buissons) qui n'a traversé que partiellement l'intervalle interélectrodes (soit environ le quart à  $v \approx 100$  m/s), il peut se développer un second streamer très fin de vitesse beaucoup plus élevée ( $v \gtrsim 10$  km/s) (fig. 19.a).

Nous avons vu aussi un phénomène similaire en polarité positive (fig. 19.b). Cette transition a été observée par DEVINS et RZAD [95] dans le Marcol 70 en pointe positive ; alors que le premier streamer continue de se propager à sa vitesse normale (3,6 km/s), un second streamer plus rapide (de vitesse 17 km/s) apparaît. Des observations analogues ont été faites également par FORSTER et al [96] dans le toluène avec une pointe positive en géométrie pointe-plan et par KELLEY et HEBNER [97] dans l'huile de transformateur en géométrie sphère-sphère.

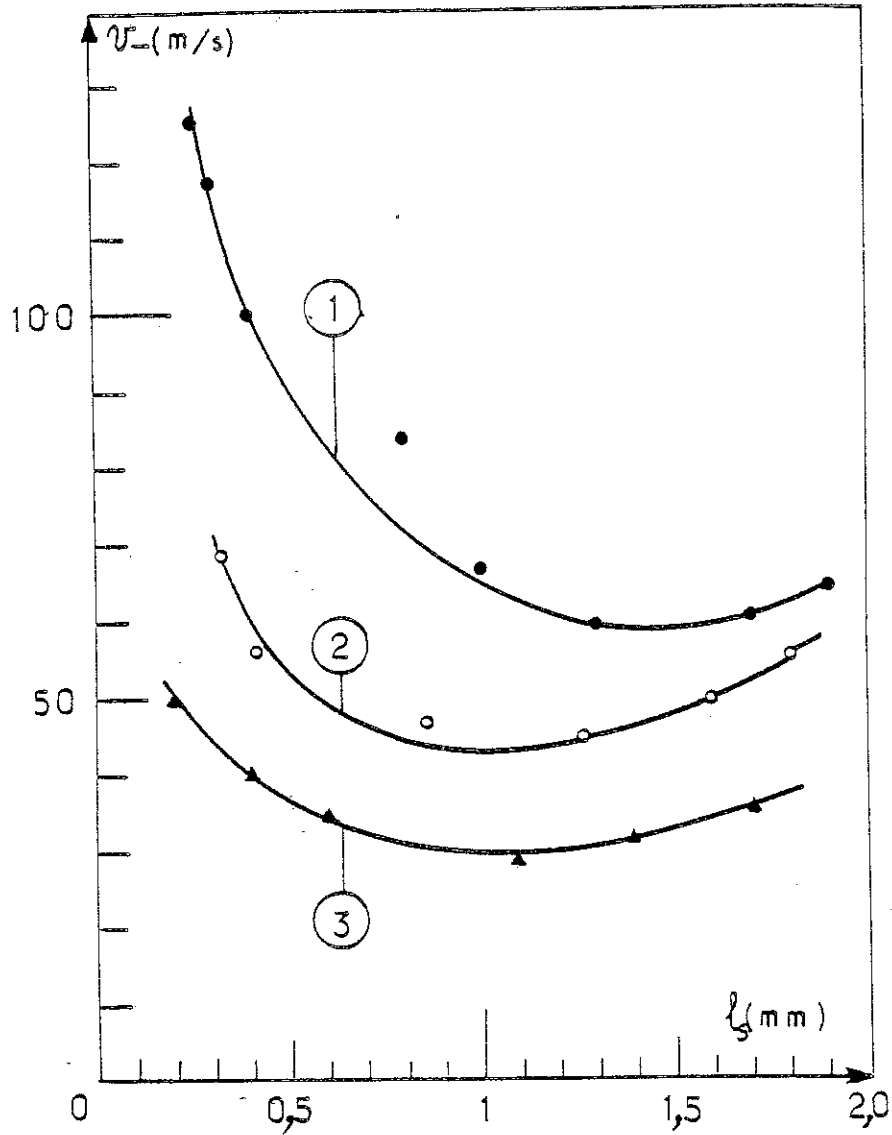


Figure 17 : Influence de la pente de la rampe de tension ( $U/tm$ ) sur la vitesse de propagation des streamers dans le cyclohexane.

$L = 2 \text{ mm} - r_p = 3 \mu\text{m}$

(1)  $4,3 \cdot 10^{10} \text{ V/s}$

(2)  $5,8 \cdot 10^9 \text{ V/s}$

(3)  $2,4 \cdot 10^9 \text{ V/s}$ .

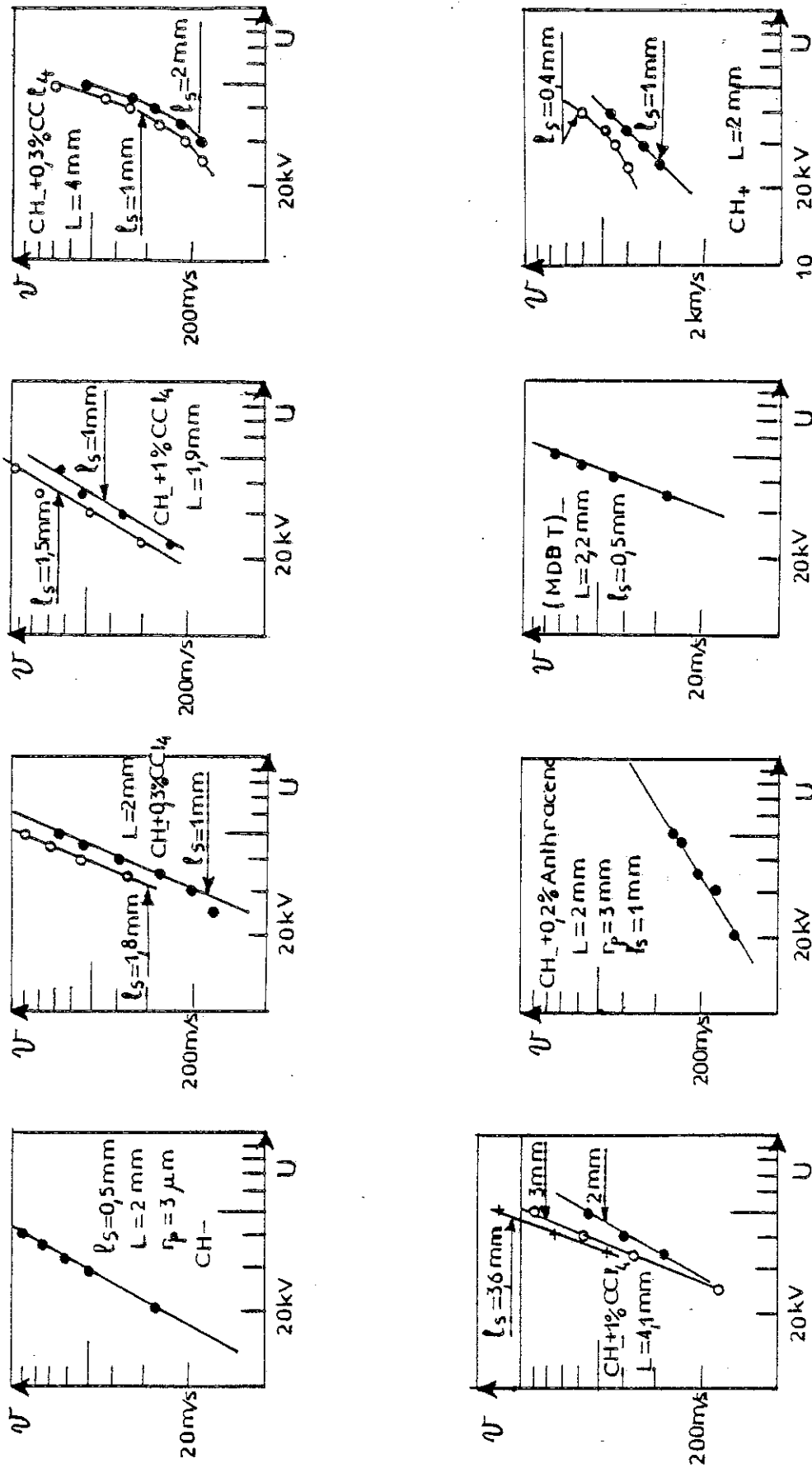


Figure 18 : Variation de la vitesse en fonction de la tension pour différentes longueurs de streamers dans différents liquides.  $CH^+$  et  $CH^-$  : cyclohexane en pointe positive et en pointe négative respectivement.





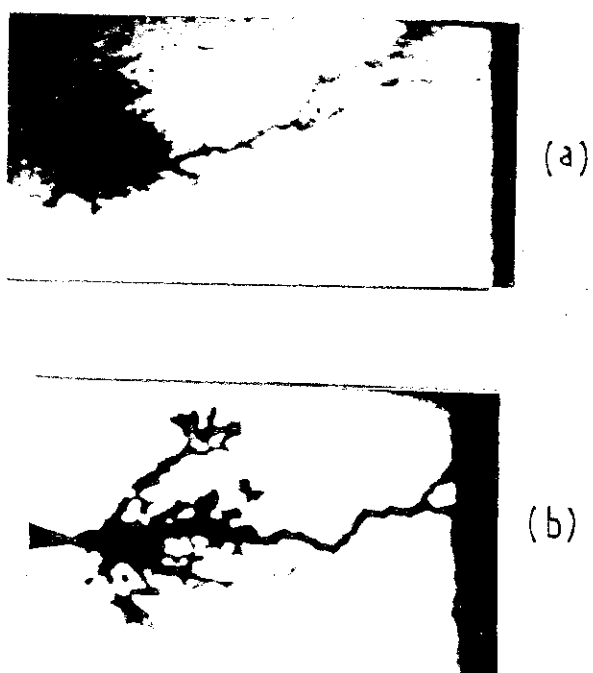


Figure 19 : Transition d'un streamer donné à un streamer plus rapide dans le cyclohexane :

( a ) pointe négative :  $U = 30 \text{ kV}$ ;  $L = 2,4 \text{ mm}$ ;  $r_p = 3 \mu\text{m}$   
 ( b ) pointe positive :  $U = 40 \text{ kV}$ ;  $L = 2 \text{ mm}$ ;  $r_p = 3 \mu\text{m}$ .



### 1.7 INFLUENCE DE LA DISTANCE INTERELECTRODE (L)

Pour une tension et un rayon de courbure de la pointe donnés, la vitesse est d'autant plus élevée que l'intervalle entre électrodes est faible ( $L < 6$  mm) quels que soient la polarité et le liquide (fig. 20).

Dans le cyclohexane, la variation de la vitesse est moins rapide en polarité négative qu'en polarité positive. Dans la gamme des intervalles entre électrodes explorés, la vitesse est sensiblement proportionnelle à  $L^{-1/2}$  en pointe négative, alors qu'en pointe positive  $v_+ \propto L^{-1}$ . Comme nous le verrons plus loin (chap. V) et ce qui est d'ailleurs paradoxal, la variation de  $v_+$  semble suivre le modèle de la sphère conductrice qui se développe de la pointe vers le plan.

Partant des résultats obtenus pour trois distances ( $L = 12,7 - 19,1$  et  $25,4$  mm) et avec des tensions plus élevées que les nôtres, DEVINS et al [23] ont conclu que  $v_+ \propto L^{-1/2}$  et  $v_- \propto L^{-1}$  (excepté dans l'huile de transformateur où  $v$  est indépendant de  $L$ ) contrairement à ce que nous avons trouvé.

### 1.8 INFLUENCE DU RAYON DE COURBURE DE LA POINTE $r_p$

Sur la figure 21, nous avons représenté la variation de la vitesse pour différents rayons de courbure de la pointe (3 à 40  $\mu\text{m}$ ). Quoique la vitesse varie peu pour les  $r_p$  étudiés, elle ne suit pas la même variation que celle du champ  $E_{sp}$  sur une sphère conductrice [98]. Sur la même figure, nous avons représenté la variation de  $E_{sp}$  pour  $r_p = 3 \mu\text{m}$  et  $r_p = 100 \mu\text{m}$ . Nous remarquons que la distribution de la vitesse est beaucoup plus proche de celle de  $E$  quand  $r_p$  est de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$  pour  $L = 2$  mm.

Le fait que  $v$  varie peu avec  $r_p$ , a été également rapporté par RZAD et al [78].



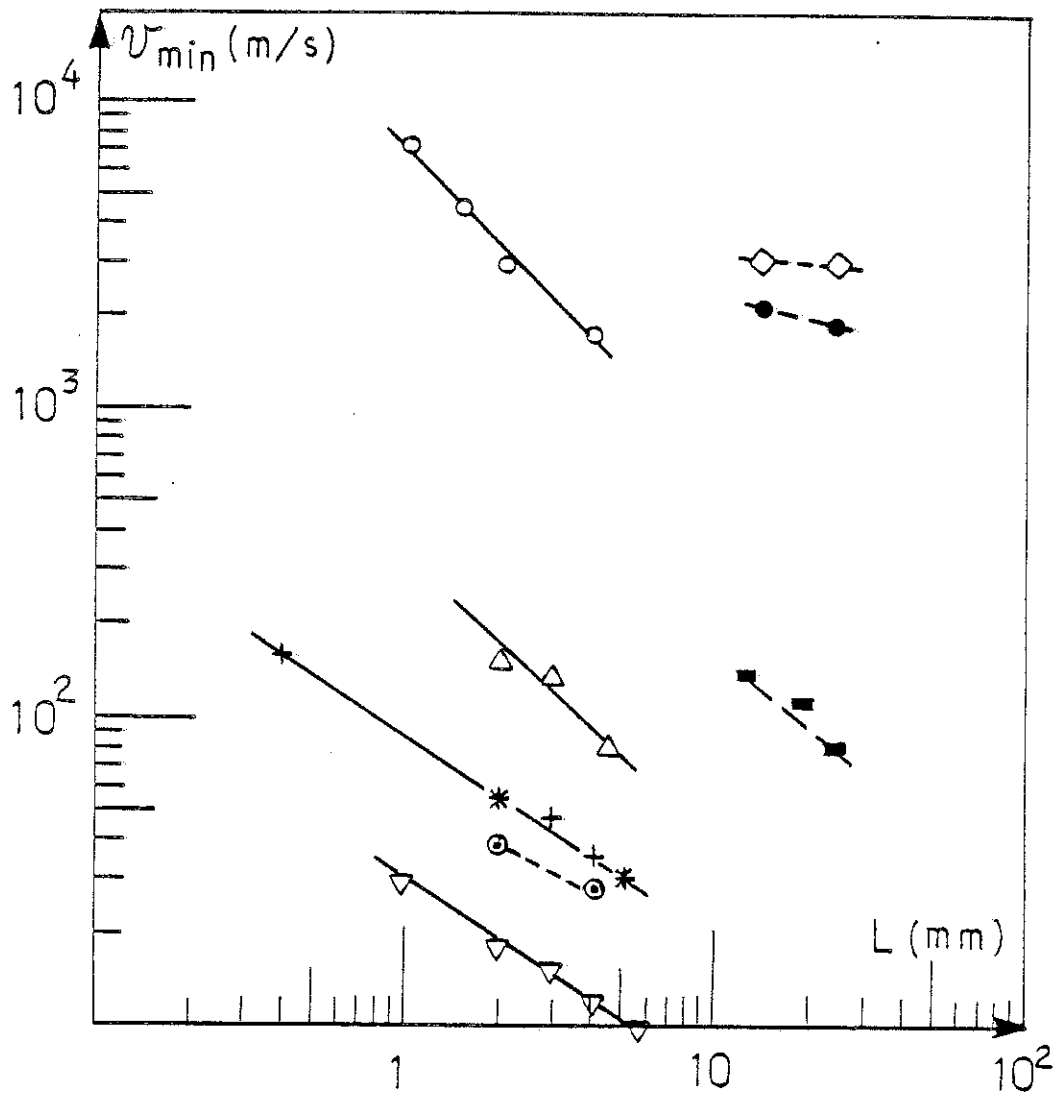


Figure 20 : Influence de la distance interélectrodes sur la vitesse minimum des streamers dans différents liquides.

( $\nabla$ ) Cyclooctane

( $\odot$ ) Cyclohexane + 0,3%  $\text{CCl}_4$

( $\times$ ) Cyclohexane + 1 %  $\text{CCl}_4$

( $\Delta$ ) Transdécahydronaphtalène

} pointe négative -  $U = 40 \text{ kV}$

$r_p = 3 \mu\text{m}$

(o) et (+) cyclohexane en pointe positive et négative respectivement à 35 kV et  $r_p = 3 \mu\text{m}$

( $\diamond$ ) huile silicone en pointe positive

( $\bullet$ ) huile de transformateur en pointe positive

( $\blacksquare$ ) huile de transformateur en pointe négative

} à  $U = 80 \text{ kV}$  et  $r_p = 1 \text{ à } 3 \mu\text{m}$

d'après DEVINS et al [23]



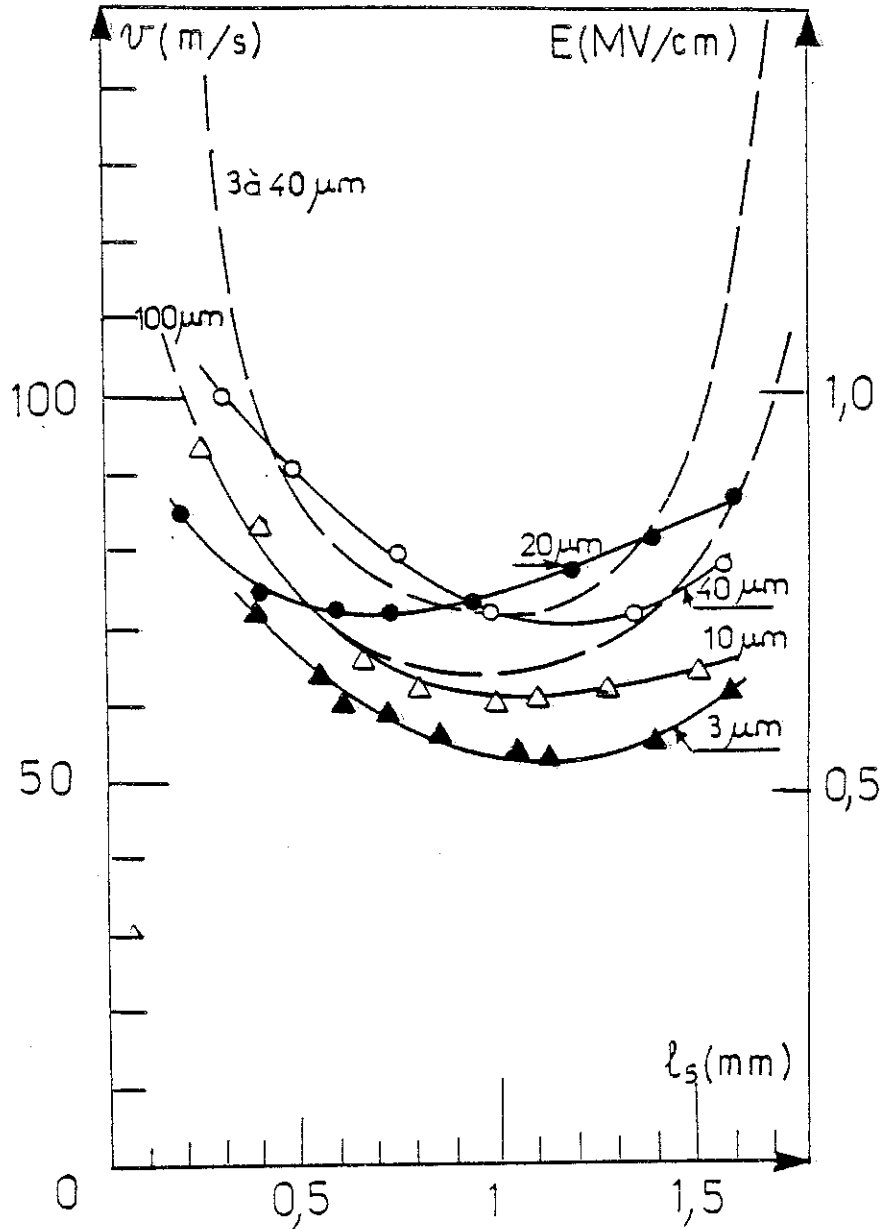


Figure 21 : Influence du rayon de courbure de la pointe sur la vitesse des streamers négatifs dans le cyclohexane.

$L = 2 \text{ mm} - U = 35 \text{ kV}$ .

Les courbes discontinues correspondent à la distribution du champ harmonique sur une sphère conductrice concentrique à la pointe pour différents rayons de courbure de la pointe ( $r_p = 3 \text{ à } 40 \mu\text{m}$  et  $r_p = 100 \mu\text{m}$ ).





Remarque

La plupart des résultats rapportés ici, ont été obtenus pour des échelons de tensions de durée et d'amplitude telles que la pointe ne soit pas endommagée.



## 2 - COURANT, CHARGE ET EMISSION LUMINEUSE

### 2.1 FORME DES COURANTS ET EMISSION LUMINEUSE

Les oscillogrammes donnés dans la figure 22 sont des exemples typiques de courants de streamers et de lumière émise dans le cyclohexane, le PXE et le MDBT. Dans tous les cas, le signal d'émission lumineuse est parfaitement corrélé (en forme et intensité) à celui du courant ; ceci conduit à penser qu'ils proviennent du même évènement, c'est-à-dire du développement du streamer.

La forme des courants est fonction de la polarité de la pointe, de l'amplitude de la tension et de la vitesse des streamers. On peut résumer nos résultats comme suit :

- **Pointe négative** : le courant est constitué d'impulsions très brèves ( $\leq 10$  ns), irrégulièrement espacés, dont l'amplitude croît généralement avec le temps.

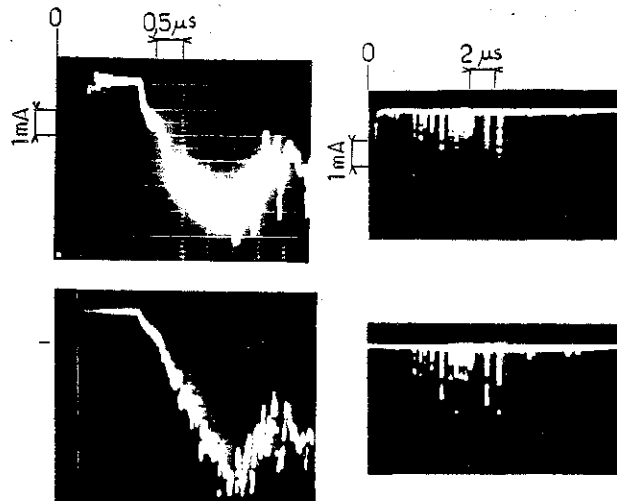
La lumière émise (à travers l'intervalle entre électrodes) a une forme similaire à celle du courant. Le nombre et l'amplitude des impulsions augmentent quand la tension croît.

- **Pointe positive** : la forme du courant comporte une composante continue sur laquelle se superposent d'autres impulsions. Le courant croît jusqu'à une valeur maximum correspondant au moment où le streamer atteint le plan bloquant, pour décroître ensuite. Ce courant est parfaitement corrélé au signal de la lumière émise par le streamer.

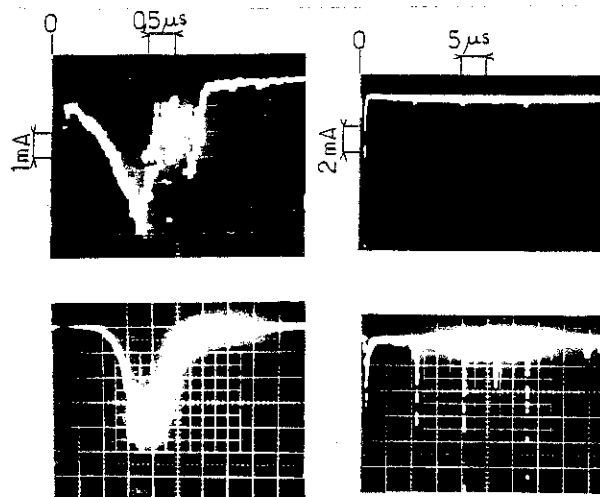
L'amplitude et la forme des courants de streamers et de la lumière qu'ils émettent dépendent de la distance interélectrodes. Les intensités de courant et de la lumière émise augmentent quand on diminue l'intervalle ou/et l'on augmente la tension. Pour les distances et les liquides étudiés ( $0,5 \text{ mm} \leq L \leq 6 \text{ mm}$ ), l'amplitude des courants peut atteindre quelques mA.



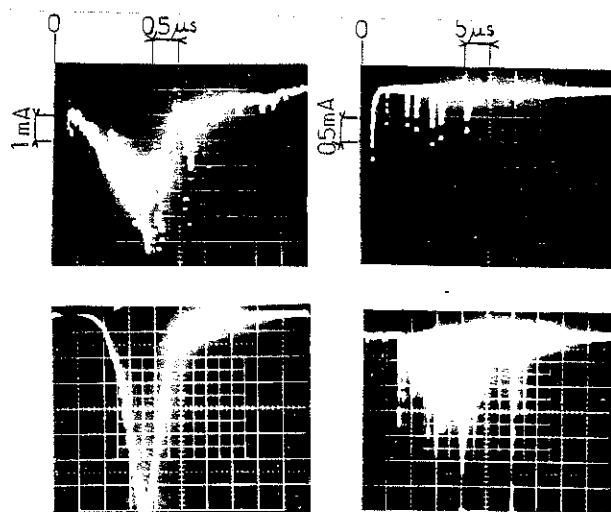
pointe positive      pointe négative



Cyclohexane:  $U_+ = 21 \text{ kV}$ ;  $U_- = 30 \text{ kV}$ ;  $L = 2 \text{ mm}$ ;  $r_p = 3 \mu\text{m}$ .



PXE:  $U = 32 \text{ kV}$ ;  $L = 1,5 \text{ mm}$ ;  $r_p = 3 \mu\text{m}$ .



MDBT:  $U = 32 \text{ kV}$ ;  $L = 1,5 \text{ mm}$ ;  $r_p = 3 \mu\text{m}$

Figure 22 : Courants et lumière émise par les streamers dans différents liquides pour les deux polarités.



Les courants de streamers rapides sont toujours supérieurs à ceux des streamers lents quels que soient les liquides et la polarité.

## 2.2 ACTION DES ADDITIFS

Leur effet est également remarquable sur la forme et l'amplitude des courants.

Nous avons étudié l'influence du  $\text{CCl}_4$  - composé capteur d'électrons - sur le cyclohexane, le PXE et le MDBT : en pointe négative le nombre et l'amplitude des pics de courant et de lumière émise augmentent progressivement quand on augmente la concentration, et ce tant qu'il y a un effet sur la forme et la vitesse du streamer (fig. 23) ; lorsque la vitesse est de l'ordre du km/s, le courant a une forme continue (sur laquelle se superposent des pics) semblable à celle observée dans le cas des streamers positifs dans les liquides purs.

En ce qui concerne la DMA - composé à bas potentiel d'ionisation -, la vitesse en pointe positive ne fait que doubler et l'allure du courant demeure sensiblement similaire.

Par conséquent, la forme et l'amplitude des courants dépendent beaucoup plus de la vitesse que de la polarité de la pointe.

## 2.3 CHARGE DU STREAMER

On observe deux types d'oscillogrammes :

- Pour les streamers négatifs, la charge présente des discontinuités brutales qui correspondent à des impulsions de courant très brèves (fig. 24.a). Comme les impulsions de courant et de lumière émise sont bien corrélées, chaque charge élémentaire dont la valeur est égale à l'amplitude d'un saut, caractériserait une décharge dans une phase de basse densité (streamer).





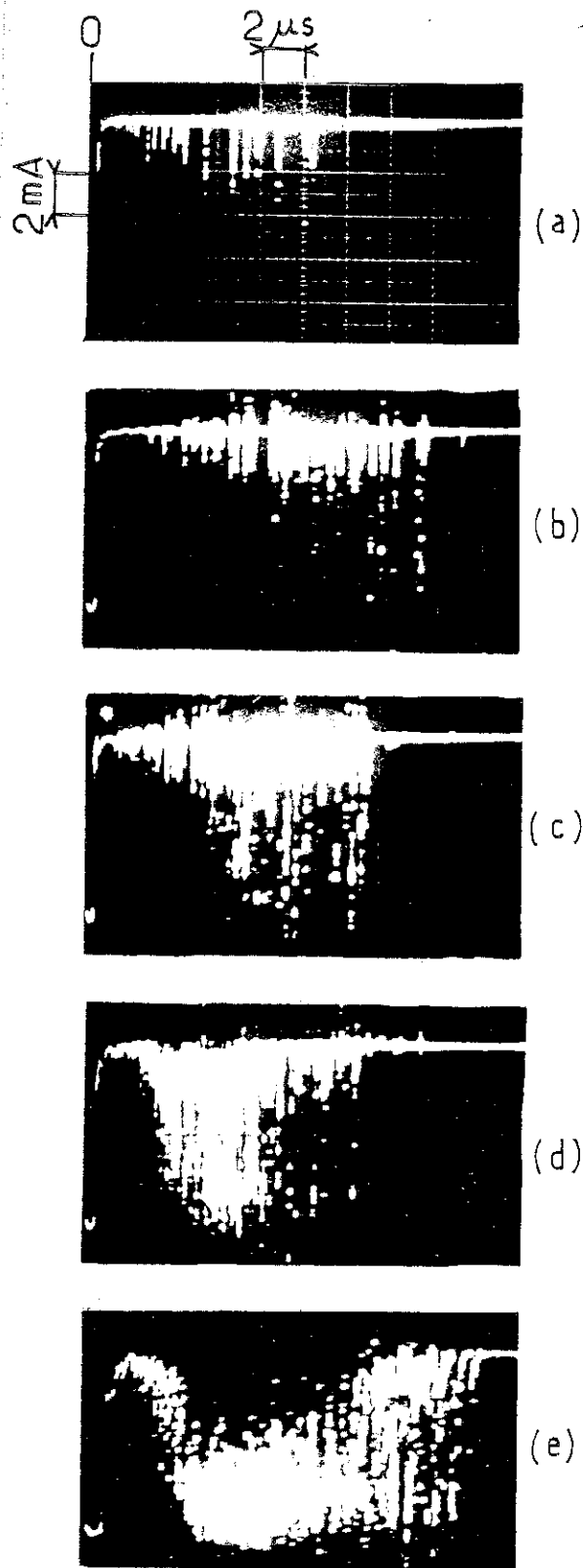


Figure 23 : Influence de la concentration en mol/l de  $\text{CCl}_4$  dans le cyclohexane sur les courants de streamers négatifs;  $U = 30 \text{ kV}$ ;  $L = 1,5 \text{ mm}$ ;  $r_p = 5 \text{ } \mu\text{m}$ ;  
 ( a ) 0 ; ( b ) 0,008 ; ( c ) 0,02 ; ( d ) 0,04 ;  
 ( e ) 0,08 .



Remarquons que dans ce cas, il est difficile de déduire cette charge à partir de l'oscillogramme de courant.

- Pour les streamers positifs, les mêmes remarques que nous avons faites à propos du courant restent valables. La charge mesurée par l'intégrateur (fig. 24.b) correspond bien à la charge déduite à partir du courant ( $Q = \int i dt$ ). Sa variation en fonction du temps et similaire à celle correspondant à une sphère conductrice (dans le rayon augmente avec le temps) (cf fig. 47 chap. V). La charge finale des streamers positifs est beaucoup plus importante que celle des streamers négatifs (fig. 25). Cependant, dans le cas où le streamer négatif a une vitesse du même ordre que celle du streamer positif, la forme et l'amplitude de sa charge sont similaires à celles obtenues en pointe positive. Par conséquent,  $Q$  est liée non seulement à la polarité, mais aussi à la vitesse.

D'autre part, l'accroissement de la tension ou/et la diminution de l'intervalle interélectrodes, entraînent une augmentation de la charge finale (fig. 26). HEIMAN et al [99] ont trouvé les mêmes variations dans le n-hexane.



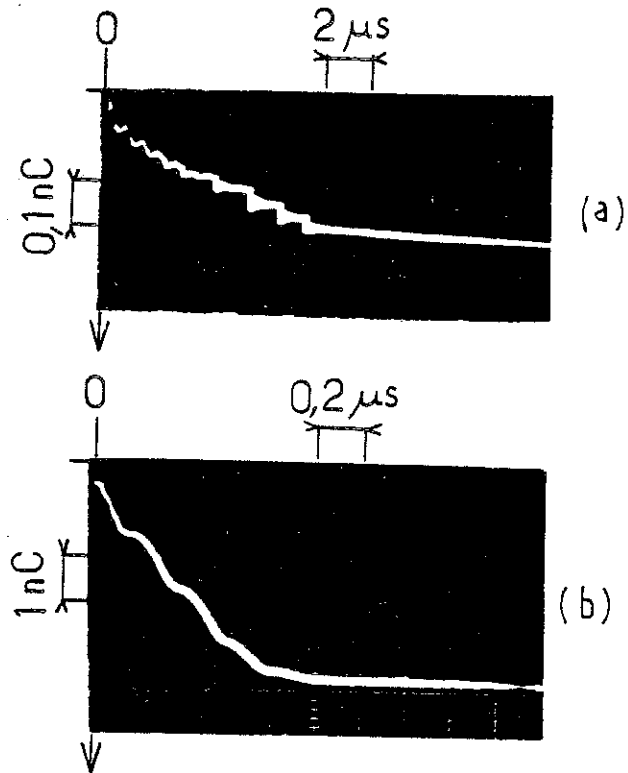


Figure 24 : Charge des streamers dans le cyclohexane

( a ) streamer lent ( pointe négative ) :  $U = 21 \text{ kV}$  ;

$L = 2 \text{ mm}$  ;  $r_p = 3 \mu\text{m}$ .

( b ) streamer rapide ( pointe positive ) :

$U = 30 \text{ kV}$  ;  $L = 1,5 \text{ mm}$  ;  $r_p = 3 \mu\text{m}$ .



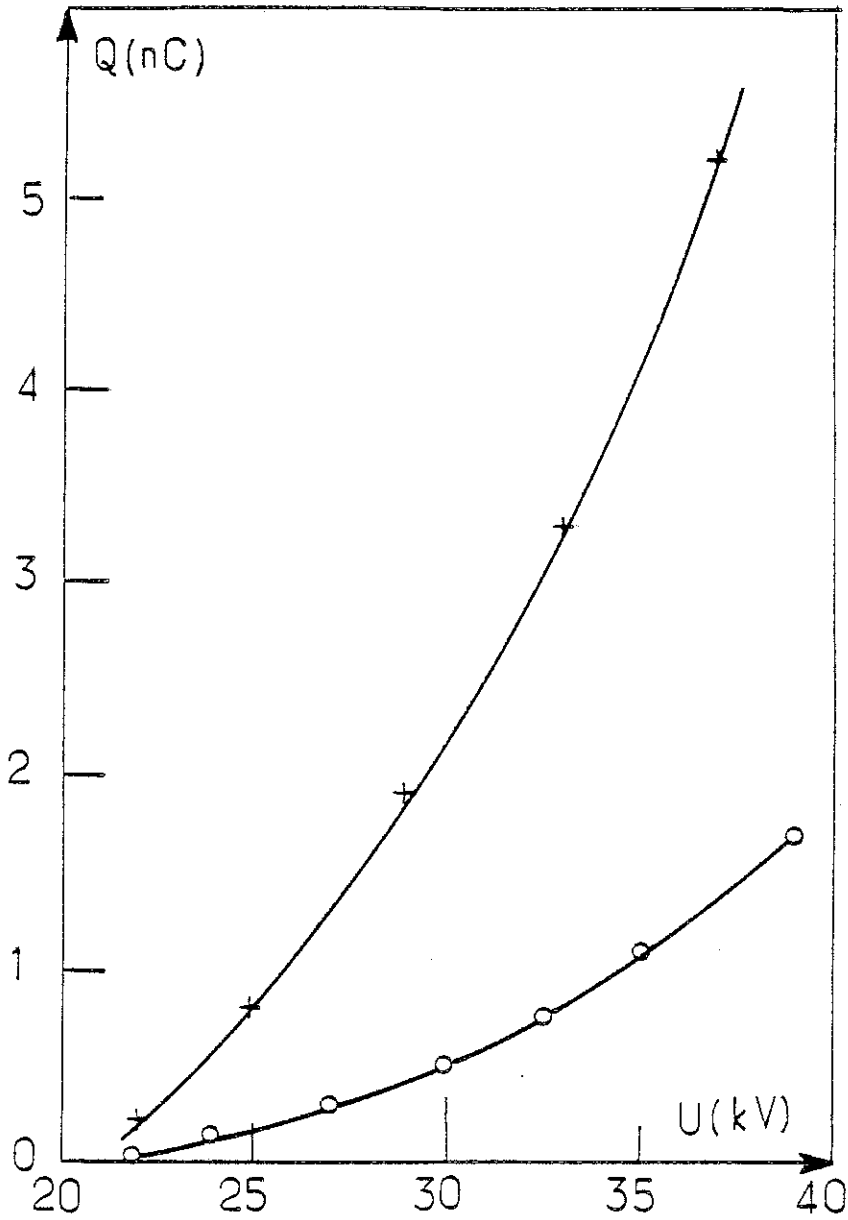


Figure 25 : Variation de la charge (finale) des streamers en fonction de la tension dans le cyclohexane.  $L = 2 \text{ mm}$  -  $r_p = 3 \mu\text{m}$  -  $(U/tm) = 50 \text{ kV}/\mu\text{s}$

(+) pointe positive (o) pointe négative



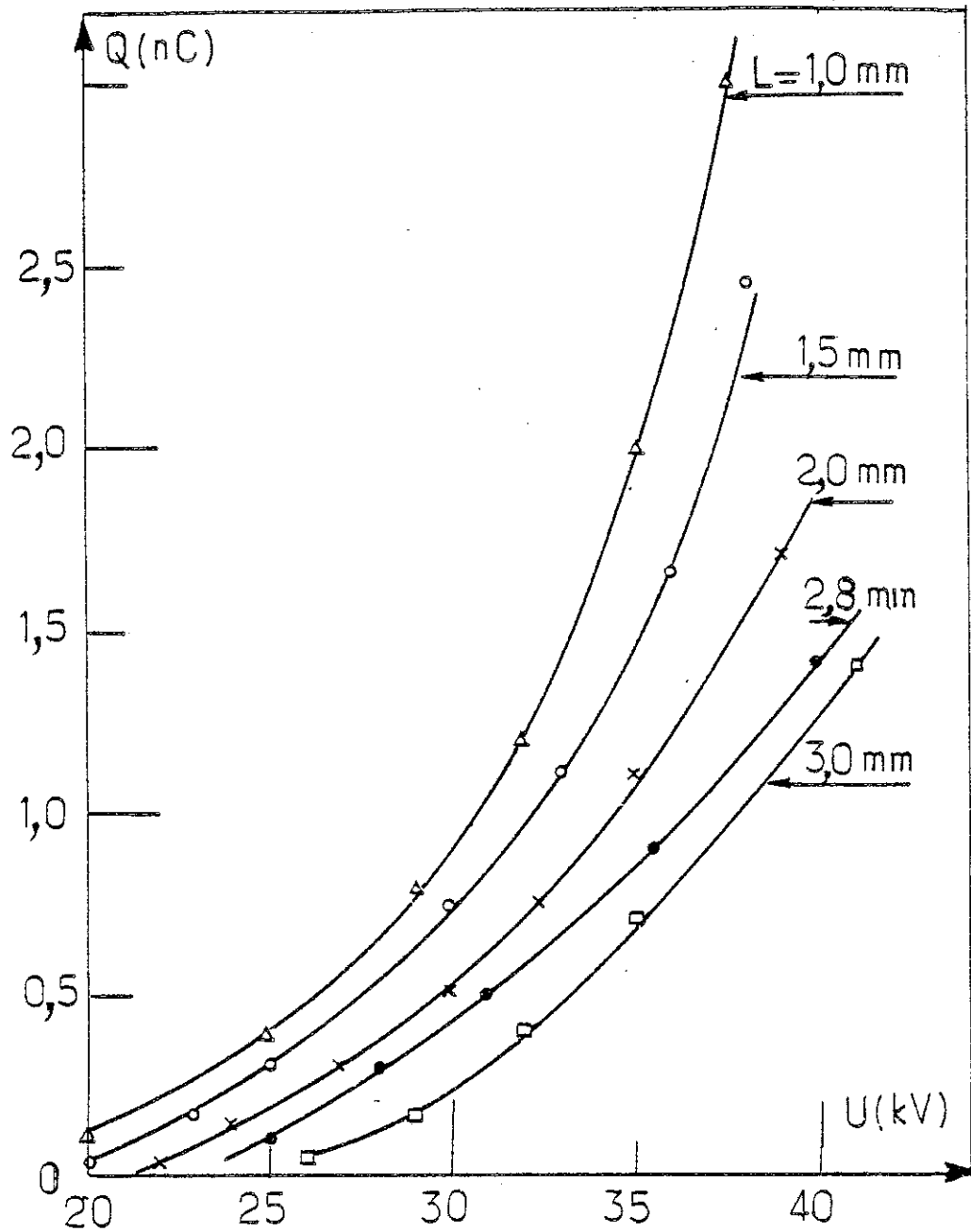


Figure 26 : Variation de la charge (finale) des streamers négatifs dans le cyclohexane en fonction de la tension pour différents intervalles entre électrodes -  $r_p = 3 \mu\text{m}$ .

### 3 - INFLUENCE DE LA PRESSION

Si des processus gazeux interviennent dans le mécanisme de propagation, la pression devrait jouer un rôle considérable.

La figure 27 montre l'influence de la pression hydrostatique sur la forme du streamer négatif dans le cyclohexane ( $U = 28$  kV,  $L = 1$  mm,  $r_p = 5$   $\mu$ m). Les photographies sont toutes prises 7  $\mu$ s après application de la tension. On remarque que le streamer disparaît progressivement lorsque la pression augmente ; il apparaît alors un chapelet de bulles dont la visibilité au voisinage de la pointe devient moins grande qu'à l'extrémité des filaments. Pour une pression modeste (environ 1,5 bar), le streamer disparaît pratiquement. Nous avons également observé cet effet dans d'autres liquides (PXE, MDBT, huile de transformateur, huile silicone). La probabilité d'apparition des streamers rapides augmente avec la pression.

Un fait nouveau que nous avons généralement observé concerne la forme des courants transitoires et de la lumière émise qui accompagnent les streamers. Lorsque le streamer est lent, le nombre et l'amplitude des pics de courants (et les pics de lumière émise, qui leur sont parfaitement corrélés) sont d'autant plus faibles que la pression hydrostatique appliquée au liquide est grande (fig. 28.a). Pour une pression suffisamment grande, le streamer disparaît : aucun pic de courant ni de lumière émise n'est observé.

Il en est de même pour les streamers rapides ; cependant, pour avoir le même effet que précédemment (disparition totale du streamer et annulation du courant, de la charge et de la lumière émise), il faut plus de pression (fig. 28.b).



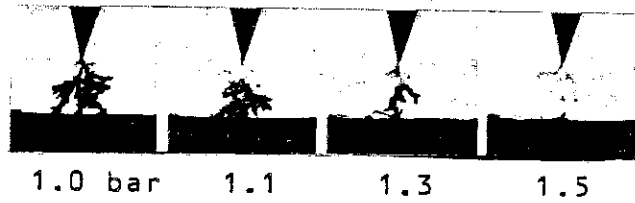
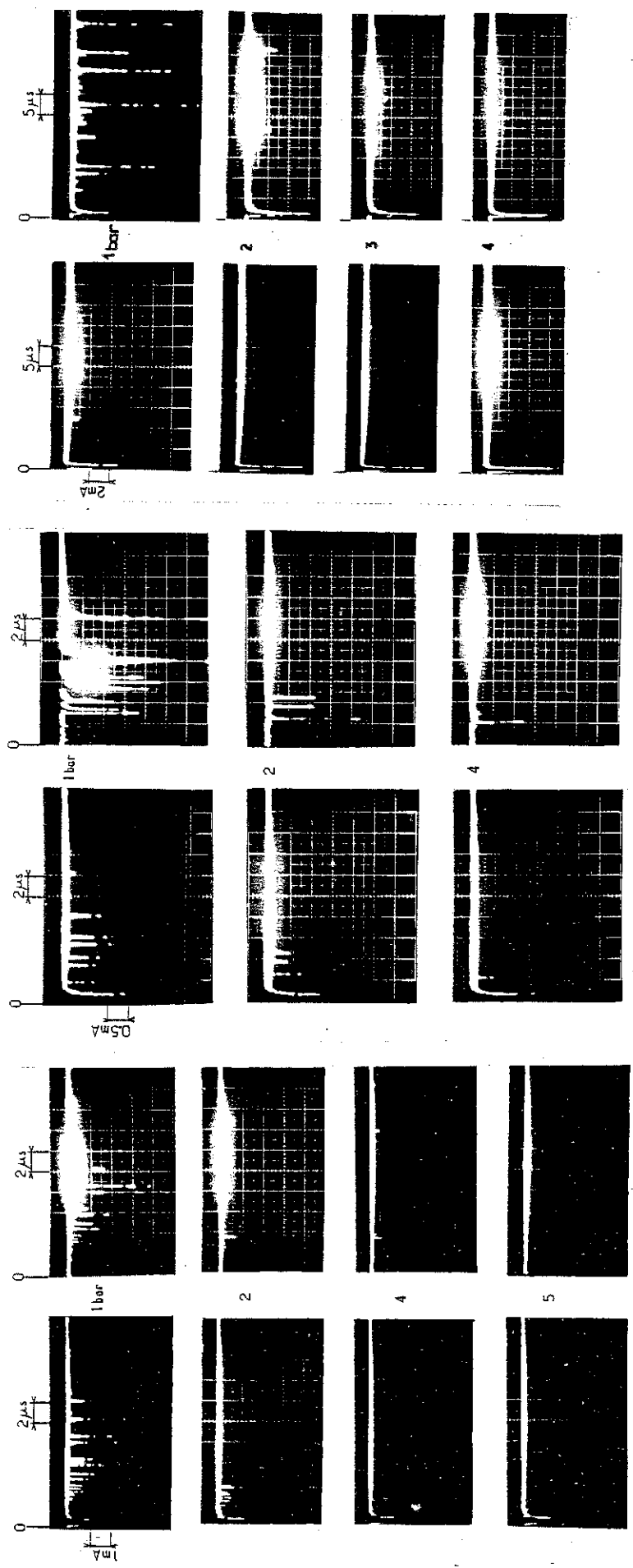


Figure 27 : Influence de la pression sur la forme des streamers négatifs dans le cyclohexane;  $U = 28$  kV;  $L = 1$  mm;  $r_p = 5$   $\mu$ m; chaque photographie est prise 7  $\mu$ s après application de la tension.



Courant Emission Lumineuse Courant Emission Lumineuse Courant Emission Lumineuse



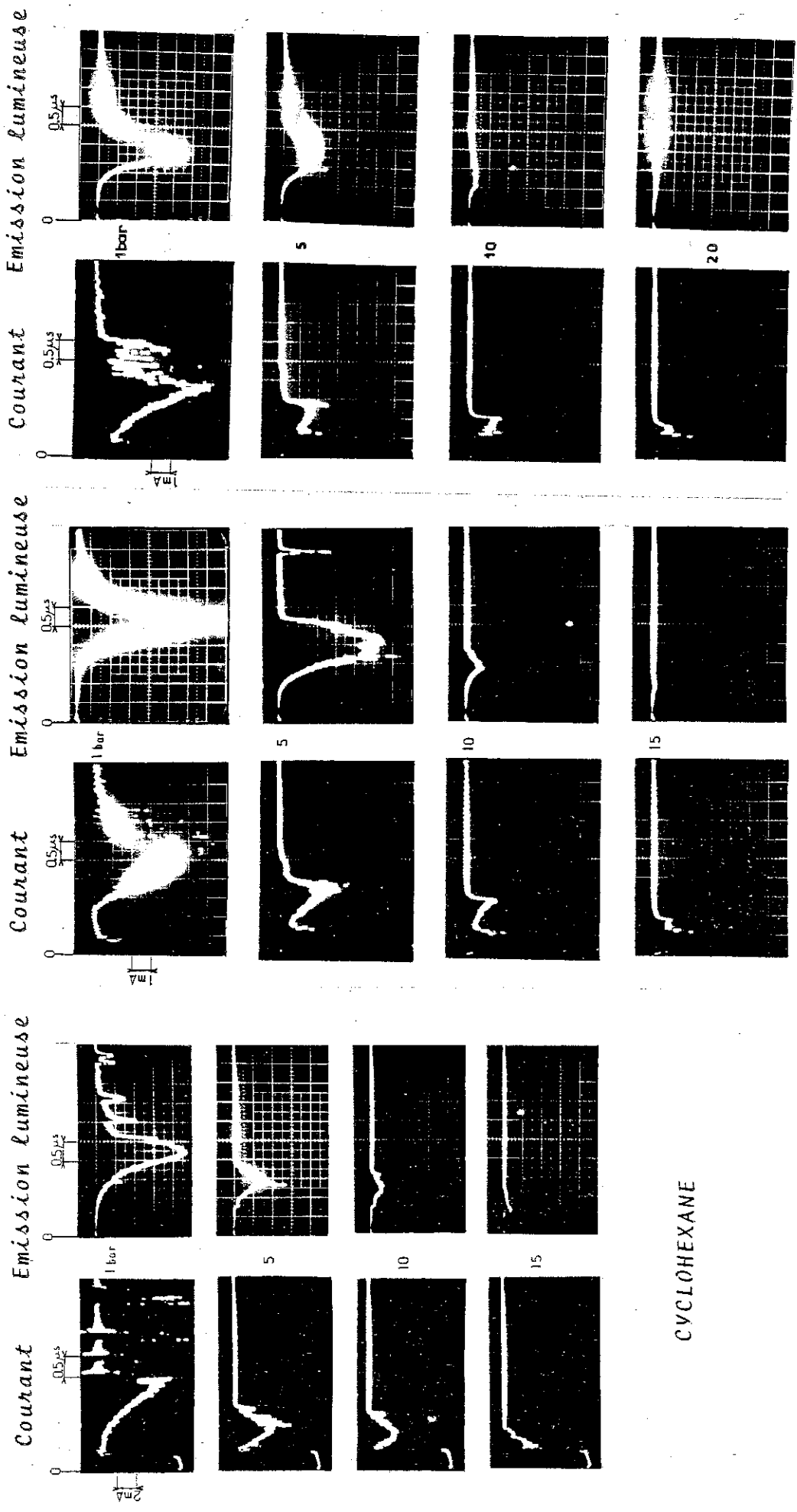
CYCLOHEXANE

MDBT

PXE

Figure 28 a : Influence de la pression sur les courants et la lumière émise par les streamers négatifs dans différents liquides;  $U = 32 \text{ kV}$ ;  $L = 1,5 \text{ mm}$ ;  $r_p = 3 \text{ }\mu\text{m}$ .





CYCLOHEXANE

MDBT

PXE

Figure 28 b : Influence de la pression sur les courants et la lumière émise par les streamers positifs dans différents liquides;  $U = 32 \text{ kV}$ ;  $L = 1,5 \text{ mm}$ ;  $r_p = 3 \text{ um}$ .





En ce qui concerne la vitesse de propagation des streamers négatifs, elle est peu affectée par la pression, comme le montre la figure 29. D'autre part, le fait qu'en pointe positive, il y a une réduction progressive du courant mais non de sa durée, montre que la vitesse des streamers positifs n'est pas elle non plus influencée par la pression.

Ces résultats mettent en évidence la nature gazeuse du streamer quelles que soient la vitesse et la nature du liquide.



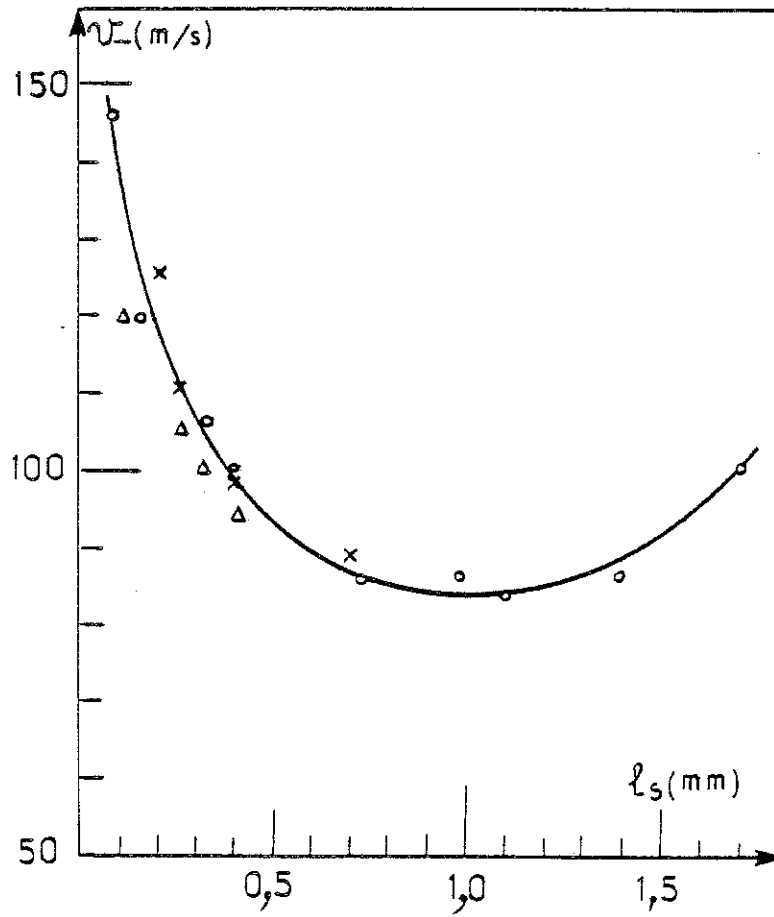


Figure 29 : Distribution de vitesse des streamers négatifs (lents) dans le cyclohexane pour différentes pressions :

(o) 1 bar ; (x) 2 bars ; ( $\Delta$ ) 4 bars ;

$U = 35$  kV ;  $L = 1,8$  mm ;  $r_p = 3$   $\mu$ m

#### 4 - INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

Nous avons observé qu'en chauffant le cyclohexane (température d'ébullition  $T_{eb} = 80,6^{\circ}\text{C}$ ) jusqu'à  $+ 70^{\circ}\text{C}$ , la vitesse des streamers (positif et négatif) reste pratiquement inchangée, quoique le volume apparent du streamer ait tendance à augmenter en pointe négative ; en pointe positive, la forme du streamer est inchangée. La probabilité d'apparition des streamers subsoniques augmente légèrement dans les deux polarités (fig. 30). Le nombre et l'amplitude des pics de courant et de lumière émise par le streamer augmentent d'environ 10 % en polarité négative alors qu'en polarité positive, nous n'avons remarqué aucune variation.

Le comportement des streamers pour des températures légèrement supérieures à la température de fusion  $T_F$  ( $T_F = 6,2^{\circ}\text{C} < T < T_a$ ), est pratiquement le même qu'à température ambiante ( $T_a$ ).

Pour des températures inférieures à  $T_F$ , la mesure de la vitesse par notre système est impossible. En polarité négative, les pics de courant et de lumière émise diminuent en nombre et en amplitude pour une même tension (fig. 31). En polarité positive, le signal de courant comporte un pic de courant triangulaire (de 200 ns environ) pouvant être suivi par d'autres beaucoup plus courts. Cependant, comme nous ne connaissons pas la forme du streamer correspondant à ce pic de courant, nous ne pouvons conclure quant à l'influence de  $T$  sur la vitesse du streamer.

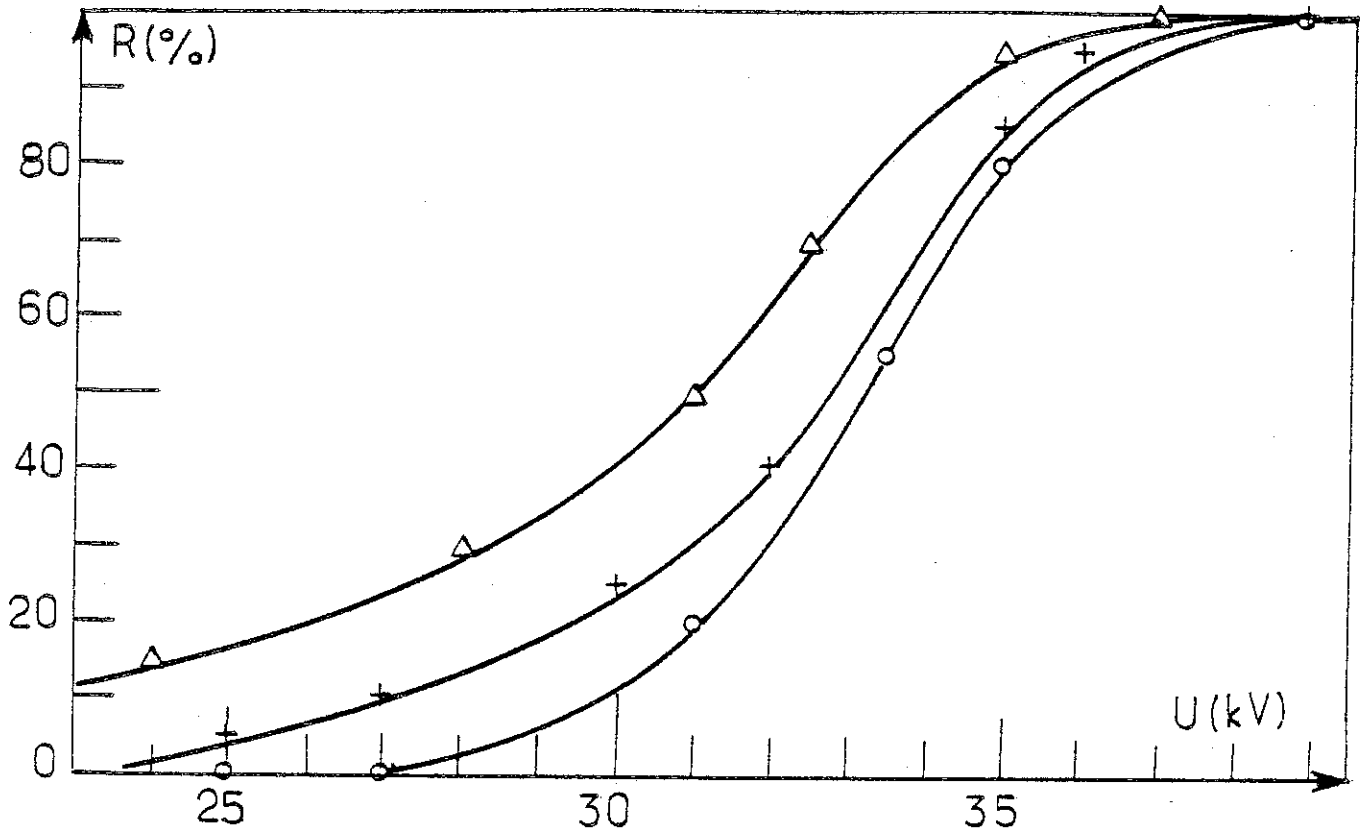


Figure 30 : Fréquence d'apparition des streamers supersoniques dans le cyclohexane en pointe négative.  $L = 1,5 \text{ mm}$  -  $r_p = 3 \text{ }\mu\text{m}$ .  
 (o)  $P = 1 \text{ bar}$  ;  $T = 70^\circ\text{C}$  ; (+)  $P = 1 \text{ bar}$  ;  $T = 20^\circ\text{C}$   
 ( $\Delta$ )  $P = 1,5 \text{ bar}$  ;  $T = 20^\circ\text{C}$ .



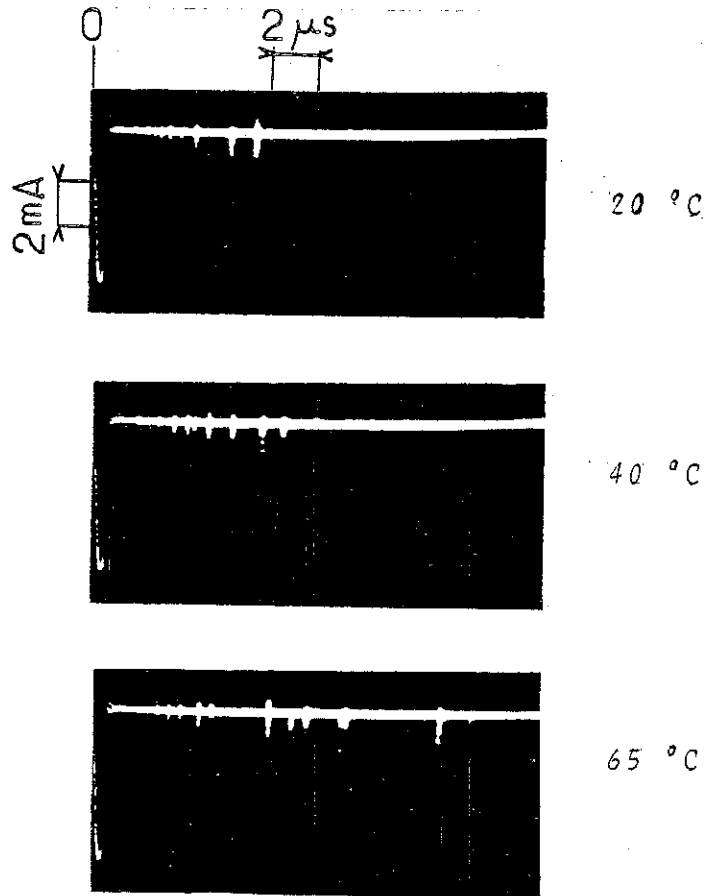


Figure 31 a : Influence d'une augmentation de la température sur les courants de streamers négatifs dans le cyclohexane;  $U = 20$  kV;  $L = 1,5$  mm;  $r_n = 3$   $\mu$ m;





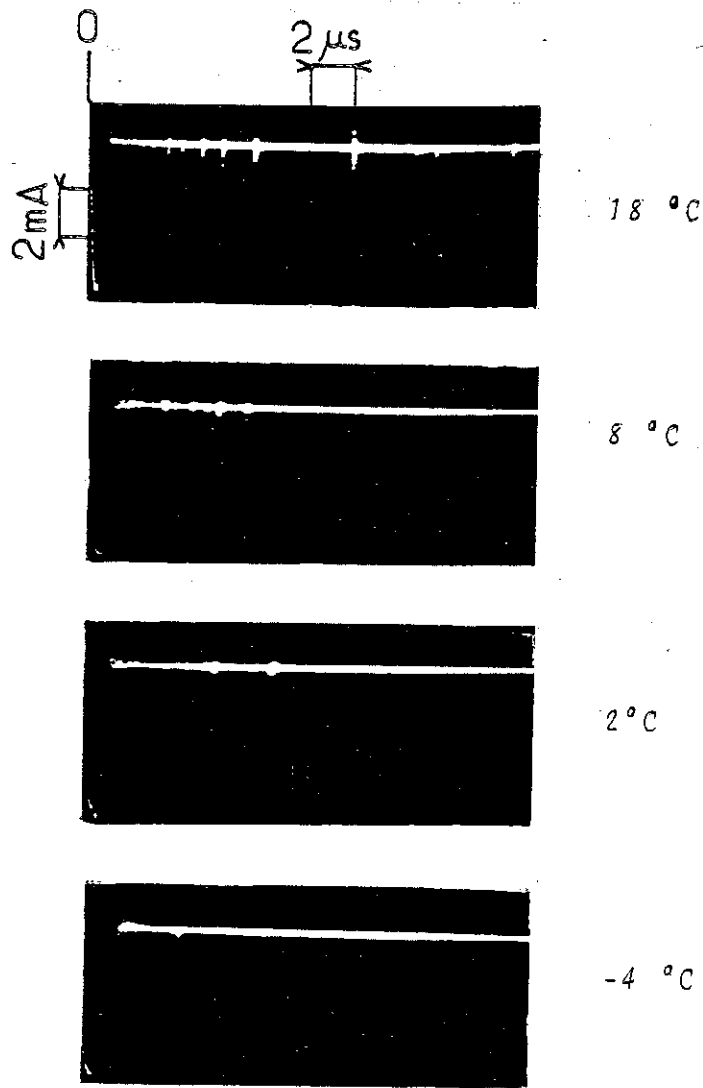


Figure 31 b : Influence d'une diminution de la température sur les courants de streamers négatifs dans le cyclohexane;  $U = 28$  kV;  $L = 2$  mm;  $r_p = 3$   $\mu$ m.

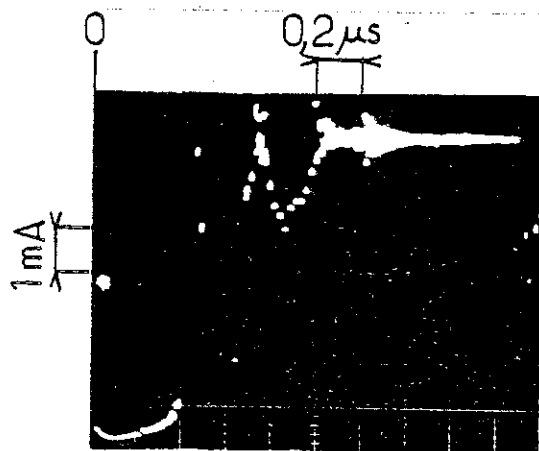


Figure 31 c : Courant en pointe positive dans le cyclohexane en phase solide à -25 °C ;  $U = 30$  kV;  $L = 2$  mm;  $r_p = 3$   $\mu$ m.



## CONCLUSION

Il ressort de cette étude, qu'il existe une relation étroite entre la forme du streamer, sa vitesse de propagation, la forme du courant et la lumière qu'il émet, quelles que soient la polarité de la pointe et la nature du liquide (pur ou renfermant des additifs). Plus le streamer est filamentaire, plus il est rapide et réciproquement.

Les streamers rapides sont caractérisés par des courants de forme continue alors que les courants de streamers lents sont constitués d'impulsions très brèves irrégulièrement espacées dont l'amplitude croît généralement avec le temps ; dans les deux cas, les courants sont corrélés à la lumière émise par le streamer.

La charge des streamers rapides est plus importante que celle des streamers lents : plus la charge est importante, plus la vitesse est grande indépendamment de la polarité de la pointe.

La distribution de vitesse admet un minimum pour un grand nombre de liquides isolants purs ou renfermant des additifs. Ce minimum est compris entre la moitié et les  $\frac{2}{3}$  de l'intervalle quelle que soit l'amplitude des vitesses.

L'amplitude des vitesses dépend d'une manière importante des propriétés électroniques du liquide et des additifs.

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

D'autre part, plus la tension ou/et la pression hydrostatique augmentent, plus la probabilité d'obtenir des streamers rapides croît. Lorsqu'on augmente la température, la probabilité d'apparition des streamers subsoniques augmente.



CHAPITRE IV

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA GENERATION DES STREAMERS



## INTRODUCTION

On s'attend à ce que, pour un liquide et une polarité donnée, l'apparition du streamer soit sous la dépendance du champ qui règne au voisinage de la pointe, donc du rayon de courbure  $r_p$  et éventuellement des phénomènes de charges d'espace et qu'en conséquence le temps d'apparition du streamer en dépende également.

Nous examinerons dans ce chapitre l'influence de la géométrie de la cellule, du mode opératoire pour les deux polarités dans des liquides purs et renfermant des additifs.

Enfin, nous étudierons l'influence de la pression et de la température, en particulier dans le cas où le cyclohexane devient solide.





## 1 - REMARQUES PRELIMINAIRES

On conçoit que pour une tension suffisamment basse, aucun streamer ne soit jamais généré quel que soit le temps d'application du créneau de tension. Si on accroît progressivement l'amplitude du créneau de tension, le streamer peut se manifester au bout d'un certain temps que nous appelons temps de génération ( $t_g$ ).

Notre étude est consacrée aux impulsions de durée maximum  $55 \mu s$  ; d'autre part, les créneaux que nous appliquons ne sont pas parfaits, le temps de montée le plus court est de  $0,5 \mu s$  pour  $50 kV$ . Nous allons dans un premier temps, tenter d'établir une relation entre  $t_g$  et  $U_g$  sous créneau de tension en fonction de la polarité de la pointe et de la géométrie de la cellule dans le cas du cyclohexane ; nous examinerons également le cas du PXE et du MDBT ainsi que l'influence de la pression et de la température sur  $U_g$ .

Dans une deuxième partie, nous étudierons l'influence des additifs et de la pression sur  $t_g$  dans le cyclohexane en rampe de tension.

## 2 - ETUDE SOUS CRENEAU DE TENSION

### 2.1 DEFINITION DE LA TENSION DE GENERATION $U_g$

Les expériences préliminaires montrent que la tension de génération est inférieure ou de l'ordre de  $20 kV$  pour un temps de montée  $t_m \leq 0,2 \mu s$  et une durée du créneau de  $55 \mu s$ , quel que soit  $r_p$ . Nous appellerons tension de génération, la tension correspondante à l'apparition d'une petite perturbation (de  $10 \mu m$  environ) ou d'une émission lumineuse associée à cette perturbation, entre  $1$  et  $55 \mu s$  ; le temps correspondant à  $U_g$  sera le temps de génération  $t_g$ .

## 2.2 ETUDE DE $tg = f(U)$

### 2.2.1 Cyclohexane

#### a) Influence de la polarité

Les temps de génération en polarité positive et négative sont sensiblement les mêmes (fig. 32). Pour  $U > U_{g-1}$ , cette variation est lente ( $tg$  est sensiblement proportionnel à  $U_{g-1}^{-1}$  et  $tg \rightarrow t_m$ ) contrairement à celle observée par ARII et al [58] où  $tg \propto \exp(1/U)$ ; pour des tensions plus élevées ( $U > 40$  kV), la génération se produira durant la montée de la tension, ce que nous verrons plus loin (§ 3).

#### b) Influence de la géométrie de la cellule

La tension de génération ( $U_g$ ) croît avec le rayon de courbure de la pointe (fig. 33.a). Le champ calculé en assimilant la pointe à une sphère ( $E_g = U_g / r_p$ ) ou à un hyperboloïde ( $E_g = \frac{2U_g}{r_p \ln[4L/r_p]}$ ), pour une tension et un intervalle entre électrodes donnés, devrait être sensiblement proportionnel à  $(1/r)$  (fig. 34), or le champ harmonique de génération déterminé (à partir de  $U_g$  expérimental) d'après l'une ou l'autre formule, varie sensiblement comme  $r_p^{-n}$  ( $\frac{1}{2} < n \leq \frac{2}{3}$ ) (fig. 33.b). Par conséquent, le champ de génération est très certainement influencé par le phénomène de charge d'espace ou/et les renforcements locaux du champ ou, comme l'ont suggéré également RZAD et al [78], le volume du liquide sous contrainte (soit 90 % environ de la surface maximum de l'électrode sous contrainte [100]).

En ce qui concerne l'influence de la distance entre électrodes, nous n'avons pas observé de variation de  $U_g$  pour  $0,5 \text{ mm} \leq L \leq 6 \text{ mm}$  avec une pointe de rayon de courbure  $3 \mu\text{m}$ . D'après les expressions du champ,  $U_g$  ne dépend pas de  $L$  dans le cas de l'approximation sphérique; dans le cas de l'approximation hyperboloïdale, le rapport  $E_g/U_g$  est peu sensible à  $L$  (fig. 35).

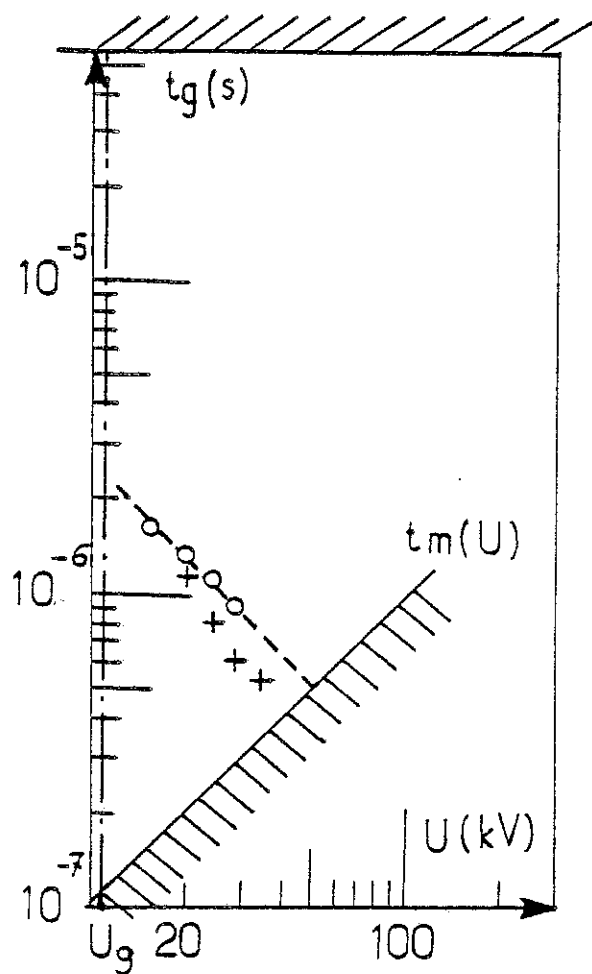


Figure 32 : Variation du temps de génération des streamers en fonction de l'amplitude du créneau de tension -  $L = 2 \text{ mm}$  -  $r_p = 3 \mu\text{m}$  ; (+) pointe positive ; (o) pointe négative.



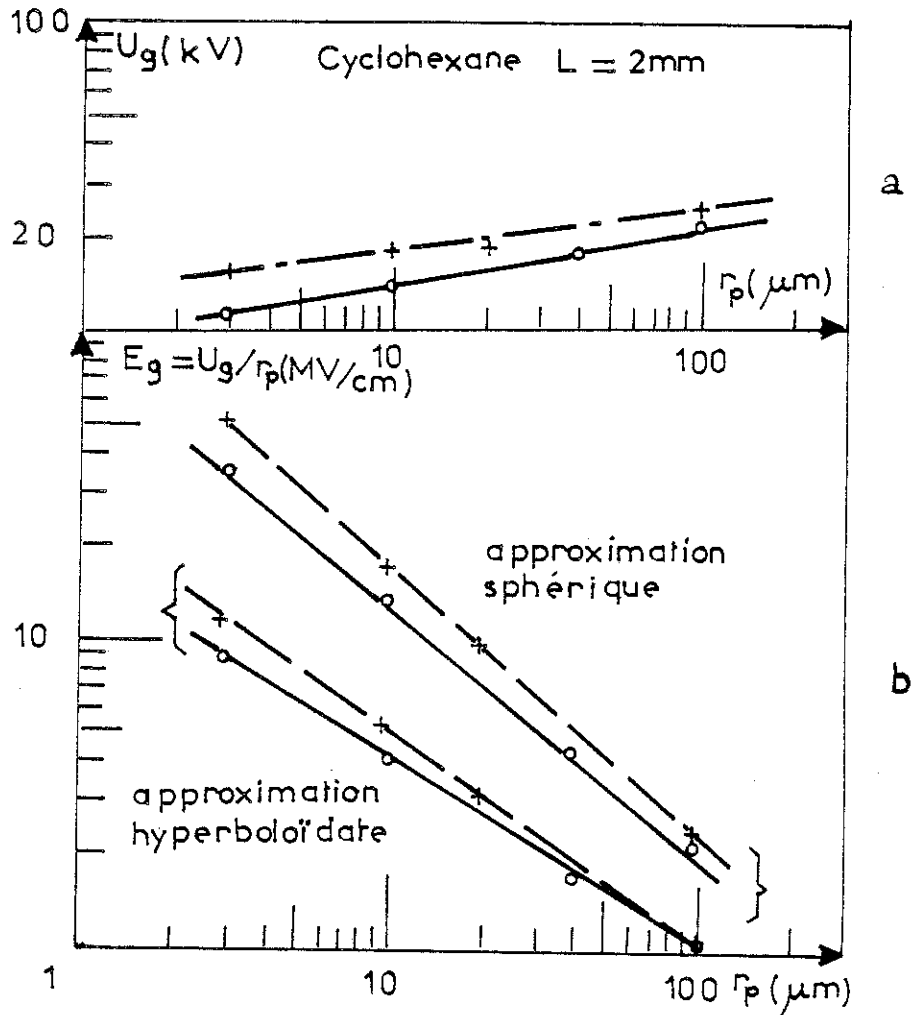


Figure 35 : (a) Tension de génération des streamers en créneau de tension en fonction du rayon de courbure de la pointe pour les deux polarités : (+) positive et (o) négative  
 (b) Champ harmonique de génération déduit des valeurs précédentes de  $U_g$  avec les deux approximations



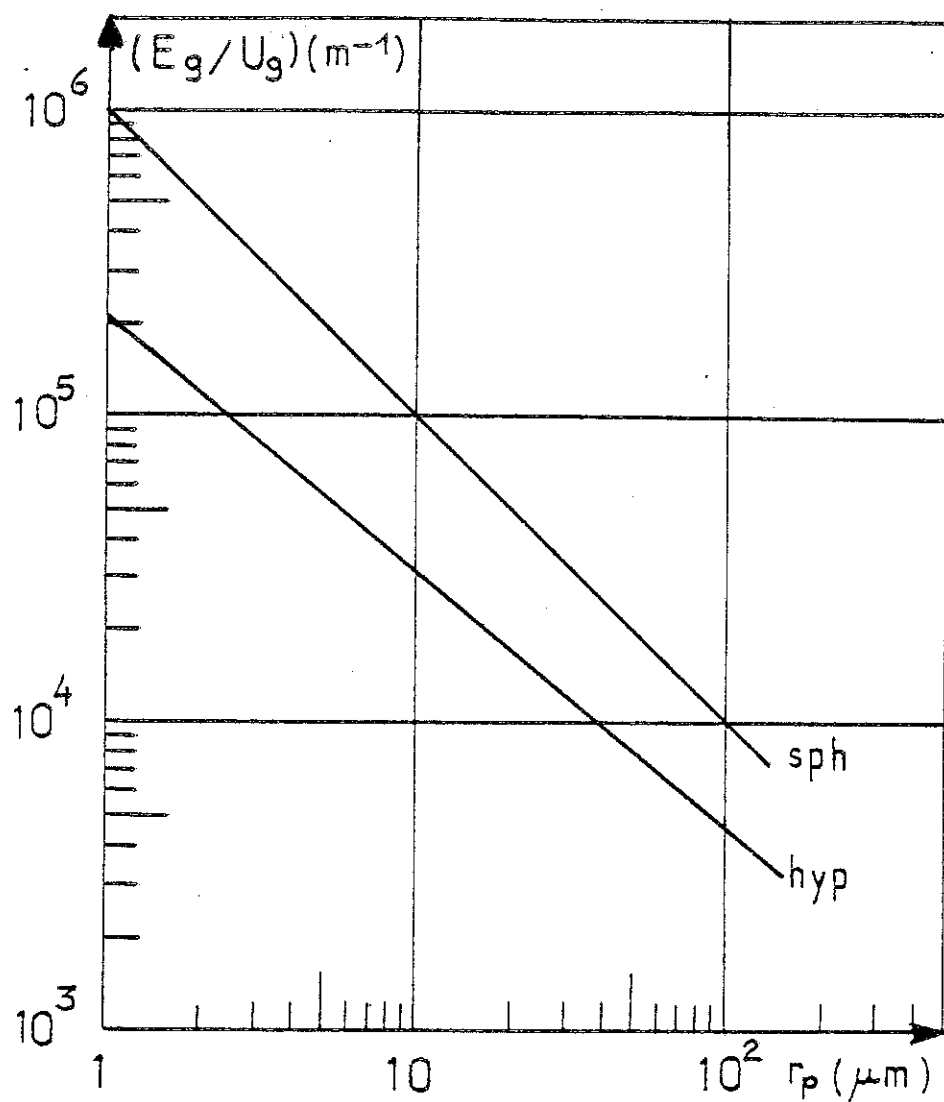


Figure 34 : Variation -théorique- du rapport du champ harmonique  $E_g$  (calculé pour les deux approximations sphérique et hyperboloidale) par la tension de génération  $U_g$  en fonction du rayon de courbure de la pointe  $r_p$  pour  $L = 2$  mm.



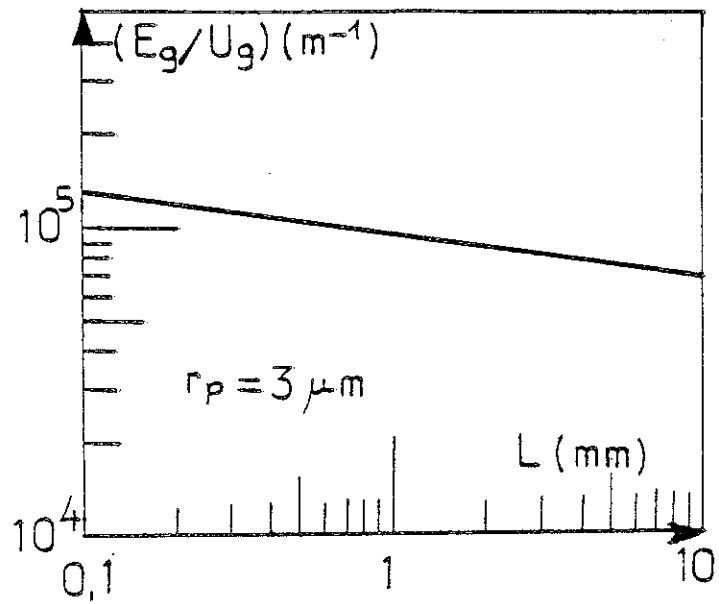


Figure 35 : Variation -théorique- du rapport du champ harmonique  $E_g$  (calculé avec l'approximation hyperboloïdale) par la tension de génération  $U_g$  en fonction de la distance interélectrodes pour  $r_p = 3 \mu m$ .

### 2.2.2 Autres liquides

Nous avons observé que les temps de génération en fonction du créneau de tension dans le PXE et le MDBT ainsi que dans les polybutènes, étaient du même ordre de grandeur que dans le cyclohexane.

### 2.2.3 Conclusion

Le temps de génération dépend peu de  $r_p$ . D'autre part en faisant varier  $r_p$  de 3  $\mu\text{m}$  à 40  $\mu\text{m}$ ,  $U_g$  passe de 11 à 20 kV en polarité négative et de 17 à 25 kV en positif dans le cyclohexane. S'il y avait un champ caractéristique,  $U_g$  devrait être multipliée par (40/3), ce qui n'est pas le cas. Les variations de  $t_g$  et  $U_g$  devraient être très importante si c'était le champ harmonique à la pointe qui était responsable de la génération.

## 2.3 INFLUENCE DE LA VISCOSITE

Si on identifie le temps de génération au temps de retard à la mise en mouvement du liquide, celui-ci devrait être proportionnel à la viscosité  $\eta$  du liquide :  $t_g \propto \text{Cste} \cdot \eta / \epsilon E^2$ .

Nous avons procédé à l'étude des temps de retard à l'apparition des streamers pour les deux polarités dans des polybutènes dont la viscosité variait de 90 à  $4 \cdot 10^5$  cSt à 20°C, et nous n'avons pas observé d'augmentation avec  $\eta$ , ce qui semble exclure un mécanisme de cavitation induit par des phénomènes EHD résultant d'une injection.

## 2.4 INFLUENCE DES VARIABLES D'ETAT

### 2.4.1 Influence de la pression

Comme on l'a vu au chapitre précédent, la pression nécessaire à la disparition du streamer  $P_{disp.}$  est d'autant plus importante que la tension est élevée et donc la vitesse est grande. La figure 36 représente la variation de la tension d'apparition des streamers en fonction de la pression. Dans la gamme des pressions étudiées, cette variation est quasi-linéaire. Des variations similaires ont été obtenues pour les tensions de claquage de liquides en fonction de  $P$  [5,6,101].

Pour ces trois liquides dont la forme des streamers est analogue,  $P_{disp.}$  est du même ordre. Par conséquent, l'effet de la pression sur des streamers dont les vitesses sont proches, ainsi que sur les tensions de seuil qui leur donnent naissance est le même.

Dans le cas de l'huile de transformateur où les streamers ont des vitesses comparables en polarité positive et négative ( $v_{+min} \approx 2,5$  km/s et  $v_{-min} \approx 1,5$  km/s), l'effet de la pression est identique (fig. 37).

La pression joue donc un rôle similaire sur les deux polarités, ce qui indique l'existence d'une phase gazeuse dans les deux cas, contrairement aux suggestions de YOSHINO [47] selon lesquelles les mécanismes électroniques dominent en polarité positive. Cette phase gazeuse pourrait être produite soit par cavitation, soit par ébullition.

D'autre part, fait surprenant, nous n'avons observé aucun effet significatif des pressions sub-atmosphériques (jusqu'à  $5 \cdot 10^{-2}$  bars) sur la tension d'apparition du streamer. Néanmoins, la probabilité d'apparition des streamers subsoniques est favorisée quand on réduit la pression, ce qui indique que la perturbation subsonique dépend fortement de la génération d'une phase gazeuse.

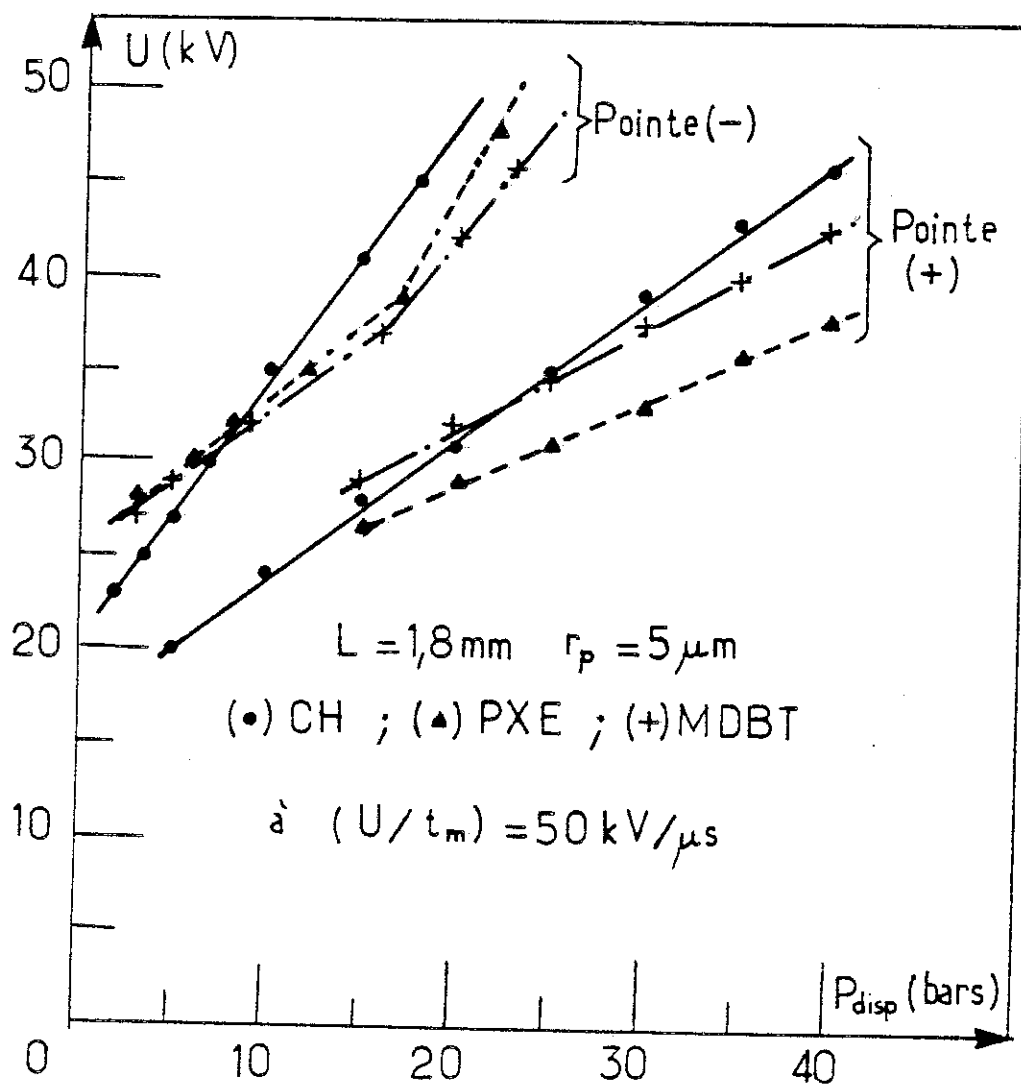


Figure 35 : Variation de la tension de génération des streamers en fonction de la pression hydrostatique sous créneau de tension dans le cyclohexane, le MDBT et le PXE pour les deux polarités.

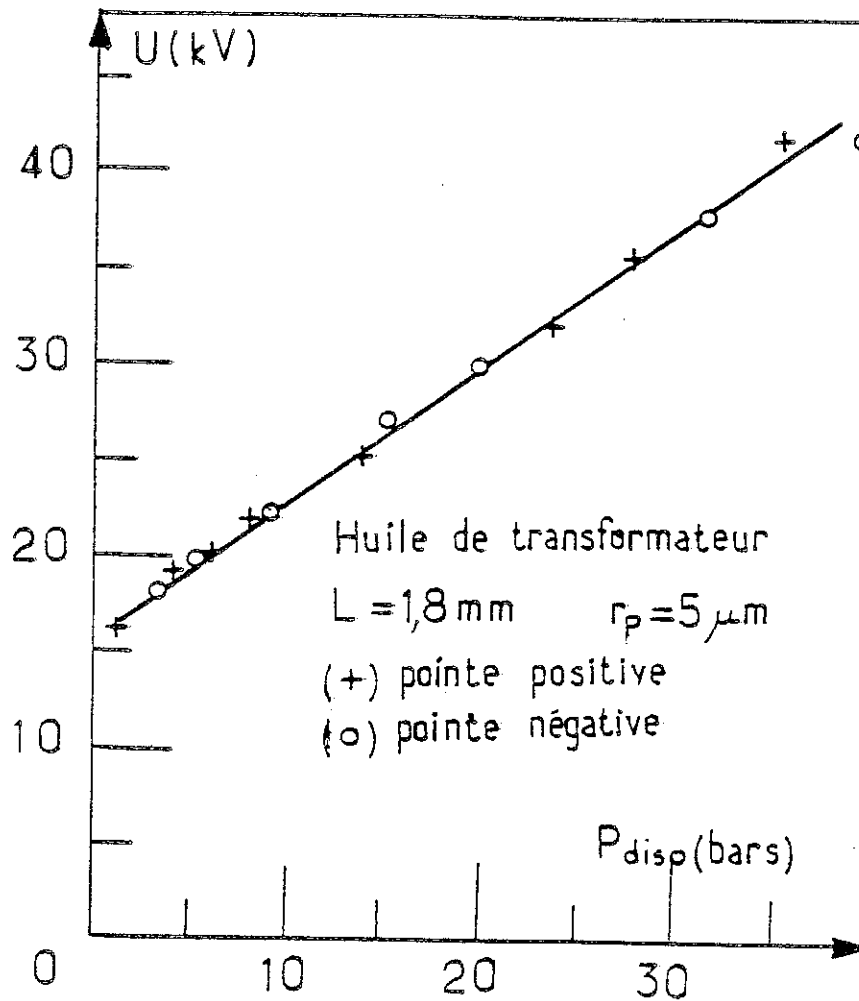


Figure 37 : Variation de la tension de génération des streamers en fonction de la pression hydrostatique sous créneau de tension dans l'huile de transformateur pour les deux polarités.

### 2.4.2 Influence de la température

En chauffant le cyclohexane de la température ambiante (+ 19°C) jusqu'à + 70°C, nous n'avons pas remarqué de changement dans la tension de génération des streamers pour les deux polarités.

En refroidissant le cyclohexane de la température ambiante à - 30°C, nous observons trois régions (fig. 38) :

- entre + 29 et + 7°C, les tensions de génération sont les mêmes qu'à température ambiante ;

- de + 7 à - 6°C, nous avons une grande dispersion dans les valeurs de  $U_g$  mais elles sont toujours fortement croissantes lorsque T diminue ;

- de - 6 à - 30°C, la tension de génération est constante. Elle est beaucoup plus importante qu'aux températures supérieures à + 5°C : elle augmente de 11 à 25 kV en pointe négative et de 17 à 26 kV en pointe positive.

Nous remarquons que l'effet est plus important en négatif qu'en positif. A - 30°C, les tensions de génération sont sensiblement les mêmes pour les 2 polarités :  $U_{g+} \sim U_{g-}$ .

#### Remarque

Nous avons opéré soit à température croissante, soit à température décroissante, le solide étant refondu après chaque essai.

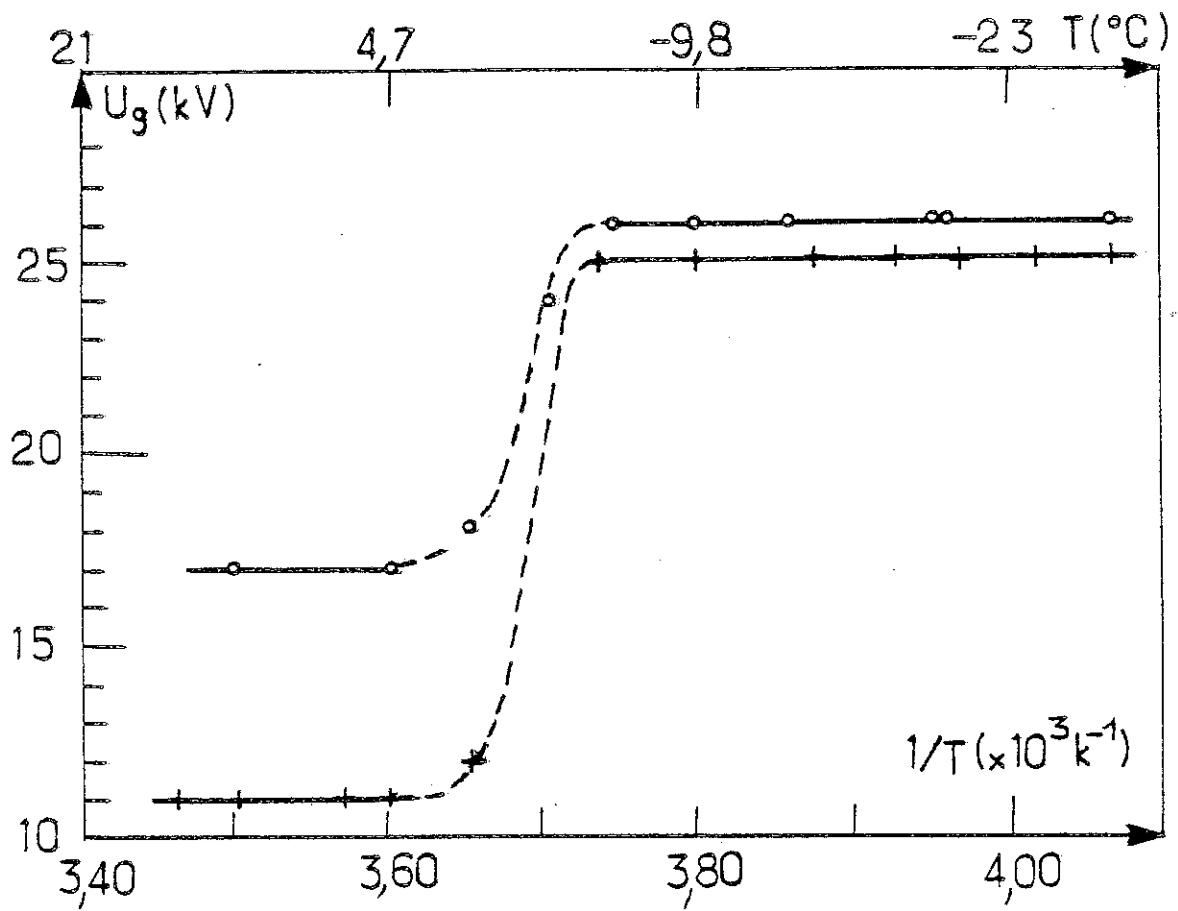


Figure 38 : Influence de la température sur la tension de génération des streamers dans le cyclohexane -  $L = 2 \text{ mm}$  -  $r_p = 3 \mu\text{m}$  :  
 (o) pointe positive (+) pointe négative.

### 3 - ETUDE SOUS RAMPE DE TENSION

#### 3.1 CYCLOHEXANE PUR

Sur la figure 39, nous avons porté  $t_g$  en fonction de la pente de la rampe de tension ( $U/t_m$ ). Nous remarquons que ces caractéristiques sont quasi-linéaires pour  $2 \cdot 10^9 \text{ V/s} \leq (U/t_m) \leq 1,5 \cdot 10^{10} \text{ V/s}$  :

$$t_g \propto (U/t_m)^{-1}$$

Donc, la tension de génération du streamer, dans ces conditions expérimentales est toujours la même. Cette tension  $U_g$  peut être déduite de la pente de ces droites :  $U_{g-}$  et  $t_{g-}$  sont légèrement supérieurs à  $U_{g+}$  et  $t_{g+}$  respectivement.

Pour  $(U/t_m) > 1,5 \cdot 10^{10} \text{ V/s}$ ,  $t_g$  tend vers une valeur constante ; si  $t < 10^{-6} \text{ s}$ ,  $U_{g-}$  et  $t_{g-}$  sont sensiblement inférieurs à  $U_{g+}$  et  $t_{g+}$  respectivement.

#### 3.2 INFLUENCE DU RAYON DE COURBURE DE LA POINTE $r_p$

En faisant varier  $r_p$  de 3 à 40  $\mu\text{m}$ , la variation de  $t_g = f(U/t_m)$  pour des pentes de rampe inférieures à  $10^{10} \text{ V/s}$ , est également quasi-linéaire (fig. 39). Contrairement à ce qui est attendu, la variation de  $t_g$  et  $U_g$  n'est pas importante. Les mêmes remarques que sous créneau de tension restent valables.



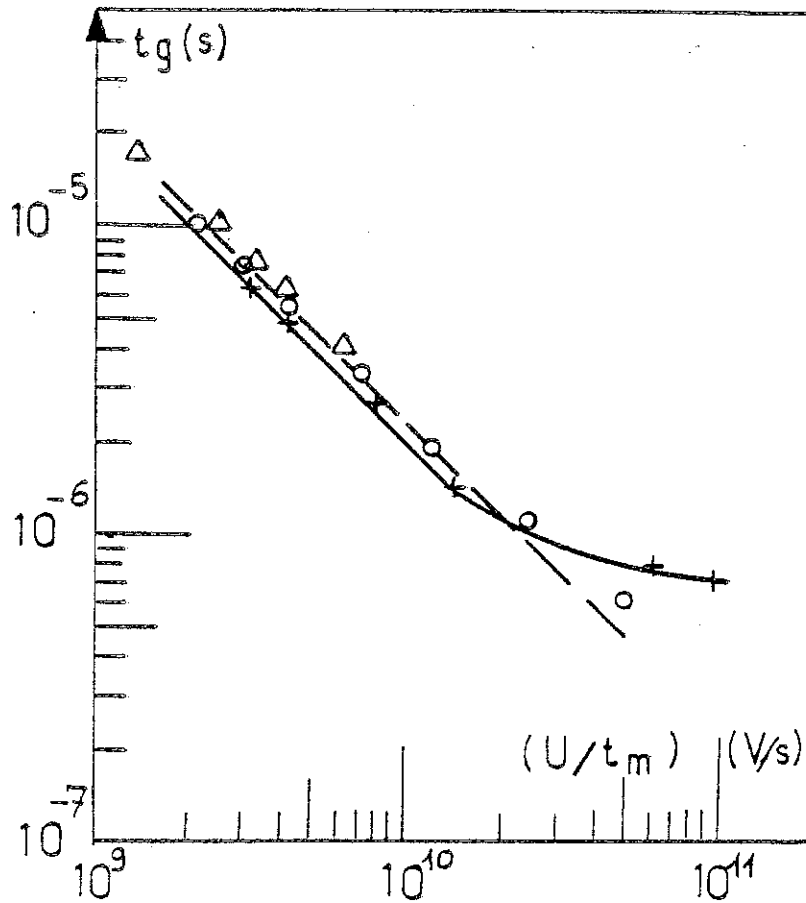


Figure 39 : Variation du temps de génération des streamers en fonction de la pente de la rampe de tension dans le cyclohexane -  $L = 2 \text{ mm}$  -

(o) et (+) : cyclohexane en pointe négative et positive respectivement avec  $r_p = 3 \text{ }\mu\text{m}$

( $\Delta$ ) : cyclohexane en pointe négative avec  $r_p = 40 \text{ }\mu\text{m}$ .

### 3.3 ACTION DES ADDITIFS

#### 3.3.1 Additifs ioniques

Dans le but d'apprécier l'influence possible de la densité ionique sur le phénomène de génération, nous avons ajouté du picrate de triisoamylamonium (TIAP) au cyclohexane ( $6,6 \cdot 10^{-4}$  mol/l donne une conductibilité initiale de  $\sigma = 5 \cdot 10^{-12} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ). Sur la figure 40, nous remarquons que la variation quasi-linéaire de  $t_g$  en fonction de la rampe est préservée pour  $(U/tm) \leq 1,5 \cdot 10^{10}$  V/s et que le temps et la tension de génération sont quelque peu réduits. Il est difficile de dire que le champ à la pointe est fortement affecté ou non par la présence d'électrolyte. Il pourrait être renforcé par la collection d'ions positifs dont la densité est augmentée par la dissociation renforcée par le champ selon la théorie d'ONSA-GER ; la dissociation peut être totale et la mobilité ( $\mu$ ) accrue. Pour  $\mu > 10^{-7} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , le temps nécessaire à la collection de cette charge serait inférieur à 1  $\mu\text{s}$  pour un champ supérieur à 1 MV/cm. De plus, l'interface métal-liquide peut être modifiée par la présence d'électrolyte et le champ renforcé par les hétérocharges.

Une autre possibilité est que l'échauffement local produit par la conduction dans le liquide près de la pointe joue un rôle dans le processus de génération.

Cependant et comme nous l'avons déjà souligné dans le chapitre précédent, le TIAP agit comme un capteur d'électrons.

#### 3.3.2 Additifs non ioniques

$U_g$  et  $t_g$  sont également influencés par la présence de composés capteurs d'électrons (fig. 40) : avec 0,02 mol/l de  $\text{CCl}_4$  et des rampes inférieures ou de l'ordre de  $10^{10}$  V/s, la variation de  $t_g = f(U/tm)$  est quasi-linéaire ;  $U_g$  déduit de la pente de cette droite est de 17,5 kV, soit une décroissance d'environ 40 %

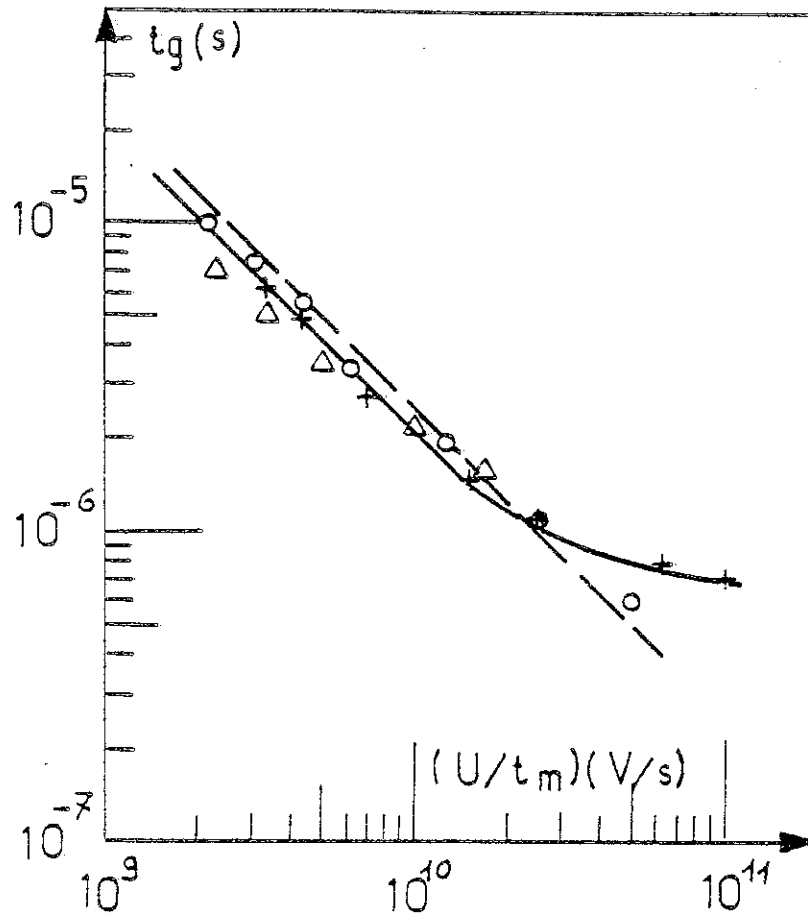


Figure 40 : Influence des additifs sur la variation du temps de génération des streamers négatifs en fonction de la pente de la rampe de tension dans le cyclohexane -  $L = 2 \text{ mm}$  -  $r_p = 3 \text{ }\mu\text{m}$ .

(o) pur (+)  $+ 6,6 \cdot 10^{-4} \text{ mol.l}^{-1}$  de TIAP

( $\Delta$ )  $+ 0,02 \text{ mol.l}^{-1}$  de  $\text{CCl}_4$ .

par rapport au cyclohexane pur en pointe négative ; dans le cas des rampes plus importantes ( $(U/t_m) > 1,5 \cdot 10^{10}$  V/s),  $U_g$  et  $t_g$  sont plus élevés que dans le cyclohexane pur.

Nous n'avons pas observé d'effet avec la DMA -composé à bas potentiel d'ionisation- sur  $t_g$  et  $U_g$  en polarité négative.

En pointe positive, l'effet des composés capteurs d'électrons ou à bas potentiel d'ionisation (avec les mêmes concentrations qu'en négatif) est insignifiant.

### 3.4 INFLUENCE DE LA PRESSION

La figure 41 donne un exemple de variation de  $P_{disp} = f(U/t_m)$  pour le cyclohexane, le PXE et le MDBT en pointe négative. La pression nécessaire à la disparition du streamer est d'autant plus grande que la pente de la rampe est importante.

Ce qui confirme les résultats de KAO et Mc MATH [79] concernant l'influence de  $P$  sur la rigidité diélectrique du n-hexane entre électrodes planes en rampe de tension.

Pour des pentes de la rampe élevées ( $> 2 \cdot 10^{10}$  V/s), la variation de  $P_{disp} = f(U/t_m)$  devient moins importante ; on tend vers une saturation.

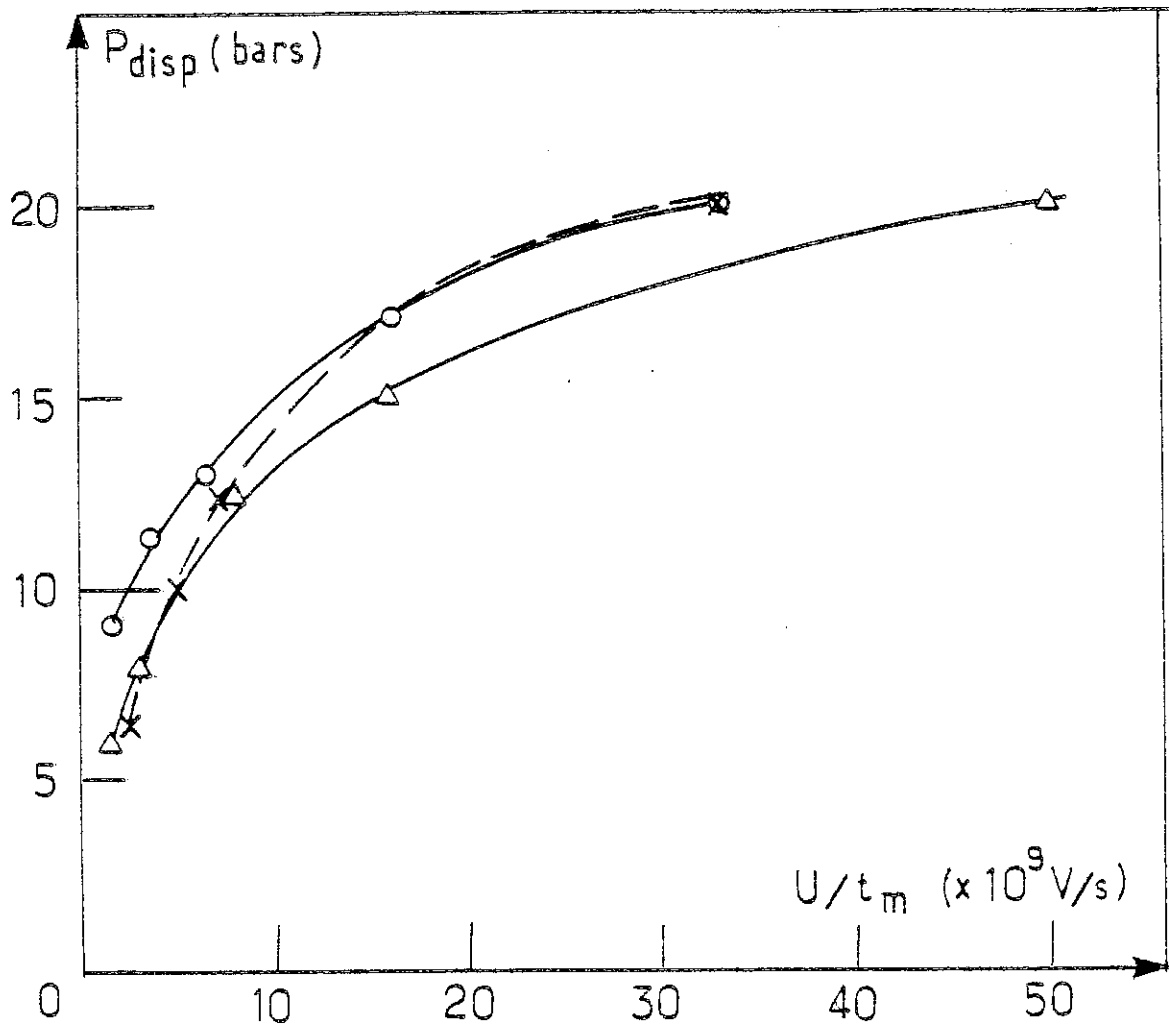


Figure 41 : Influence de la pente de la rampe de tension sur la pression de disparition des streamers négatifs dans le cyclohexane (o), le MDBT ( $\Delta$ ) et le PXE (x) ;  
 $L = 1,8 \text{ mm} - r_p = 3 \text{ }\mu\text{m}$ .

## CONCLUSION

Le temps de montée et l'amplitude du créneau de tension jouent un rôle fondamental dans les mécanismes de génération. Le champ harmonique à la pointe n'est pas caractéristique de la génération. Dans le cyclohexane, les temps et les tensions de génération du streamer sont sensiblement les mêmes dans les deux polarités pour des rampes de pente inférieures à  $1,5 \cdot 10^{10}$  V/s ; la variation des tg est inversement proportionnelle à la rampe [tg  $\propto (U/tm)^{-1}$ ]. La tension de génération des streamers pour ces rampes est la même ; elle peut être déduite de la pente de ces droites.

Les résultats expérimentaux montrent que, quelle que soit la polarité de la pointe, la pression agit de façon considérable sur l'apparition du streamer, suggérant la dominance des processus gazeux. La pression nécessaire à la disparition du streamer ( $P_{disp}$ ) est d'autant plus élevée que l'amplitude du créneau est grande ; dans le cas des rampes, plus (U/tm) est élevé, plus  $P_{disp}$  est important.

La viscosité ne joue aucun rôle dans les deux polarités, ce qui semble exclure un mécanisme de cavitation induit par des phénomènes EHD dus à une injection unipolaire.



CHAPITRE V

DISCUSSION ET INTERPRETATION DES RESULTATS





## 1 - DISTRIBUTION DES VITESSES

Nous observons qu'elle admet toujours un minimum plus ou moins marqué, situé entre le milieu et les 2/3 de l'intervalle entre électrodes, quelle que soit la polarité de la pointe et quel que soit le liquide-pur (fig. 42) ou contenant des additifs (fig. 43).

D'autre part, même dans le cas où la vitesse diffère d'un ordre de grandeur, lorsqu'on passe du cyclohexane pur au cyclohexane avec du  $\text{CCl}_4$  comme additif, les quantités réduites ( $v/v_{\min}$ ) et ( $E/E_{\min}$ ) se superposent dans l'intervalle allant de la pointe jusqu'au 2/3 de l'intervalle (fig. 43) ; E étant le champ calculé sur une sphère conductrice concentrique à la pointe [98] :

$$E_b(l_s) = E_a \cdot (1 + m) / [(1 - x)(x + m)]$$

avec  $E_a = U/L$  ;  $x = l_s/L$  ;  $m = r_p/L$

Cette concordance est aussi bonne pour un grand nombre de liquides, même à des vitesses supersoniques (streamers positifs), comme on peut le voir sur la figure 44, où nous avons porté  $v/v_{\min}$  en fonction de x, en utilisant les résultats de SUFIAN et CHADBAND [88]. Cet accord est quelque peu surprenant puisque les streamers sont filamenteux.

Ainsi dans l'huile silicone 10 cst (fig. 4a de [88]), où les streamers positifs sont très rapides et particulièrement fins, les courbes  $v/v_{\min}$  possèdent un minimum qui devient d'autant plus marqué que la tension croît (voir courbe 4, fig. 44). Ceci nous amène à penser que la courbe 1 de la figure 45 correspond à une sphère qui grossit tout en restant tangente à la pointe [14, 98], c'est-à-dire où  $E = E_a (2-x) / x (1-x)$ .

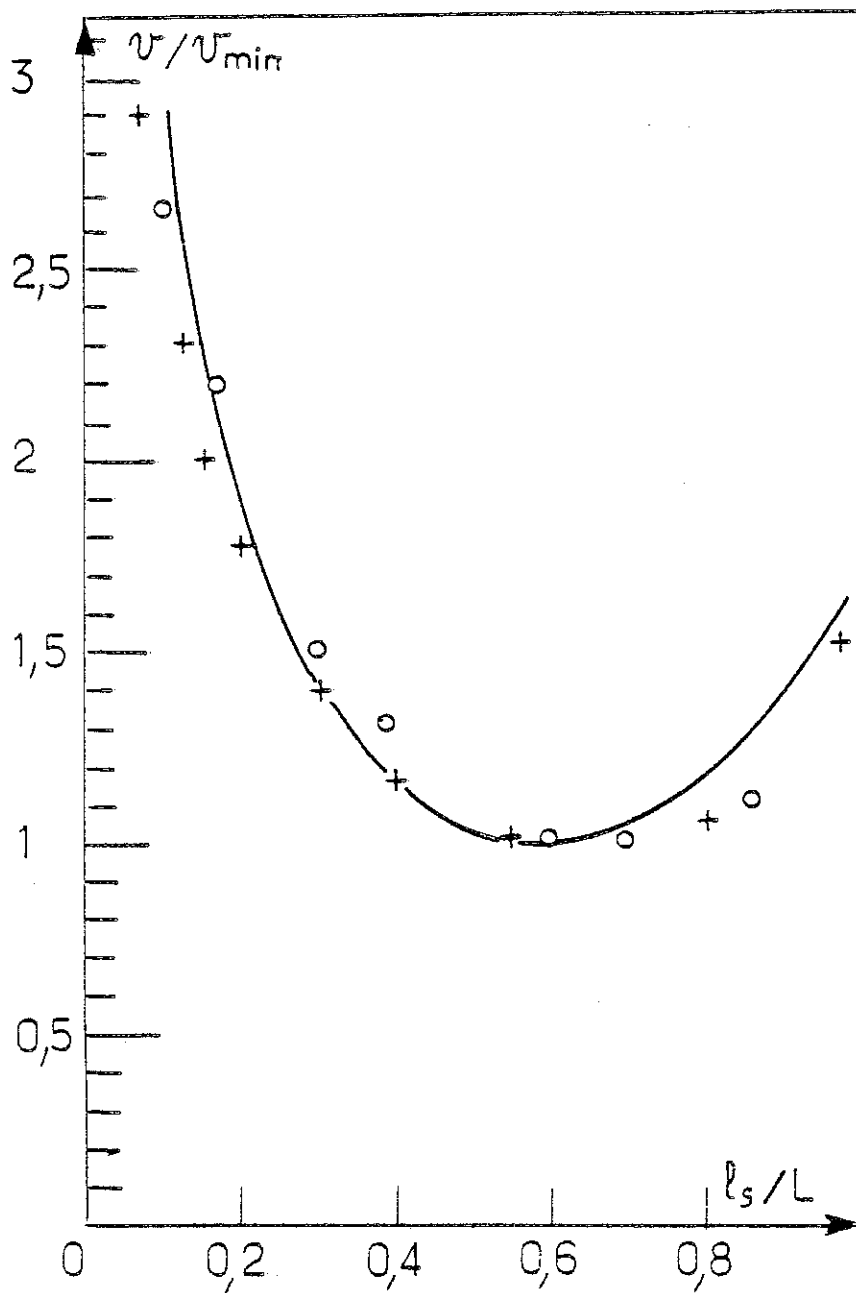


Figure 42 : Distribution de la vitesse réduite ( $v/v_{min}$ ) en fonction de la longueur réduite du streamer ( $l_s/L$ ) dans l'huile silicone 47V1HA30, en pointe négative -  $L = 2,2$  mm -  $r_p = 3$   $\mu$ m :  
 (o)  $U = 22$  kV ;  $v_{min} = 60$  m/s ; (+)  $28$  kV ;  $v_{min} = 80$  m/s.

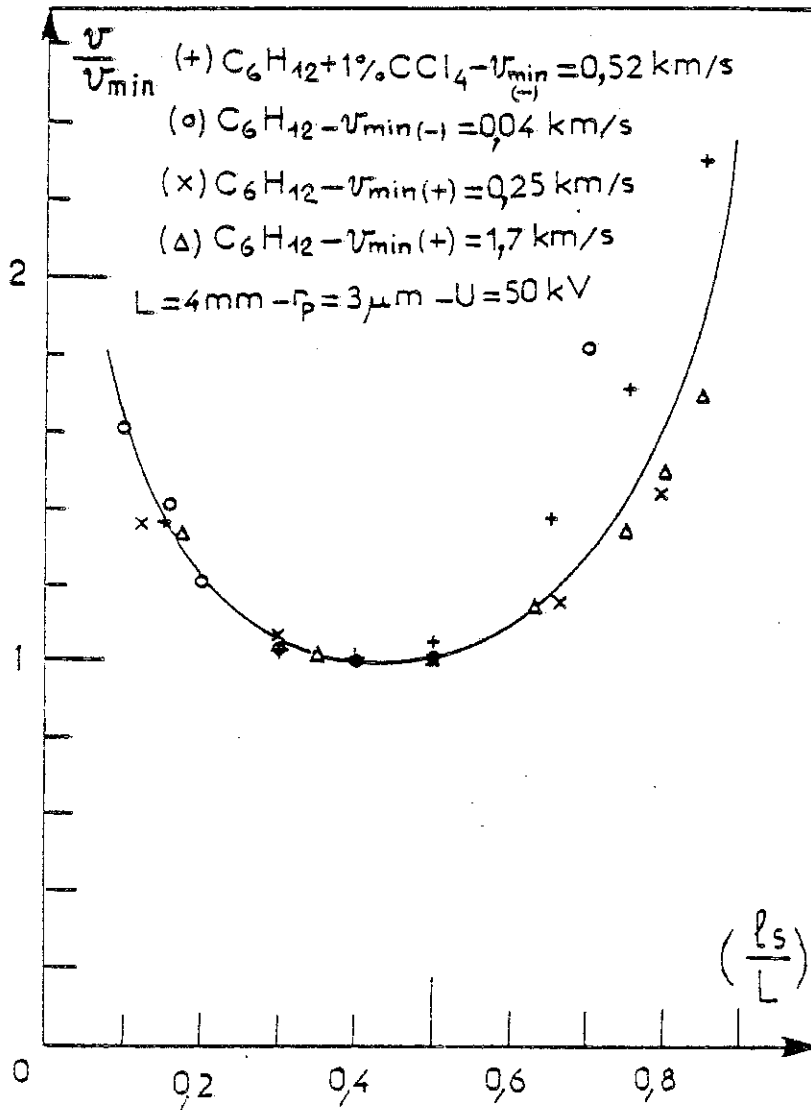
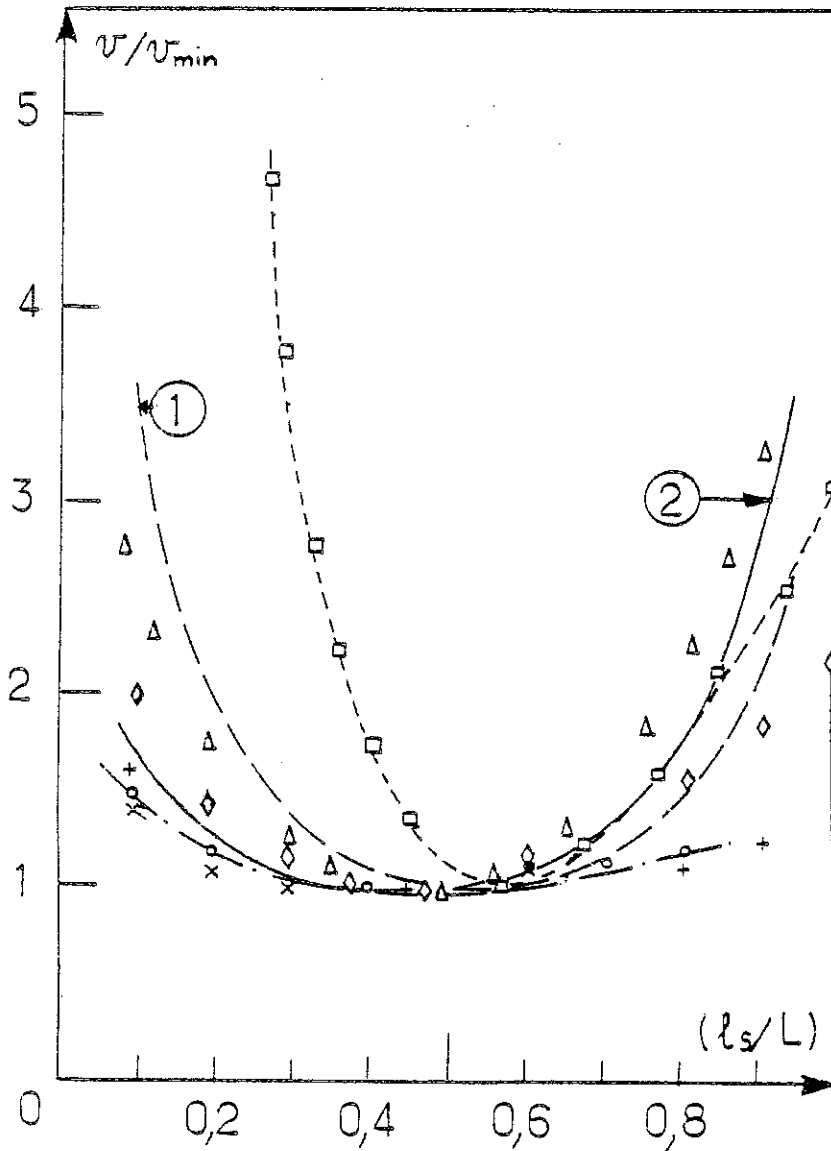


Figure 43 : Distribution de la vitesse réduite ( $v/v_{\min}$ ) en fonction de la longueur réduite du streamer ( $l_s/L$ ). La courbe représente  $E/E_{\min}$  calculé pour une sphère concentrique à la pointe pour  $r_p/L = 0,1$ .

Figure 44 : Distribution de la vitesse réduite ( $v/v_{\min}$ ) en fonction de la longueur du streamer ( $l_s/L$ ) pour différentes tensions

(a) dans l'hexane ;  $L = 2,5 \text{ mm}$  ;  $r_p = 2 \mu\text{m}$  ; (+) 24 kV ;  
(o) 20 kV ; (x) 18 kV ; d'après [88]

(b) dans l'huile silicone 10 cSt ;  $L = 2 \text{ mm}$  ;  $r_p = 5 \mu\text{m}$  ;  
(■) 24 kV ; (▲) 20 kV ; (◇) 18 kV ; d'après [19].



Les courbes (1) et (2) correspondent respectivement à la distribution de  $E/E_{\min}$  pour une sphère conductrice tangente à la pointe et concentrique à la pointe (pour  $m = r_p/L = 0,1$ ).

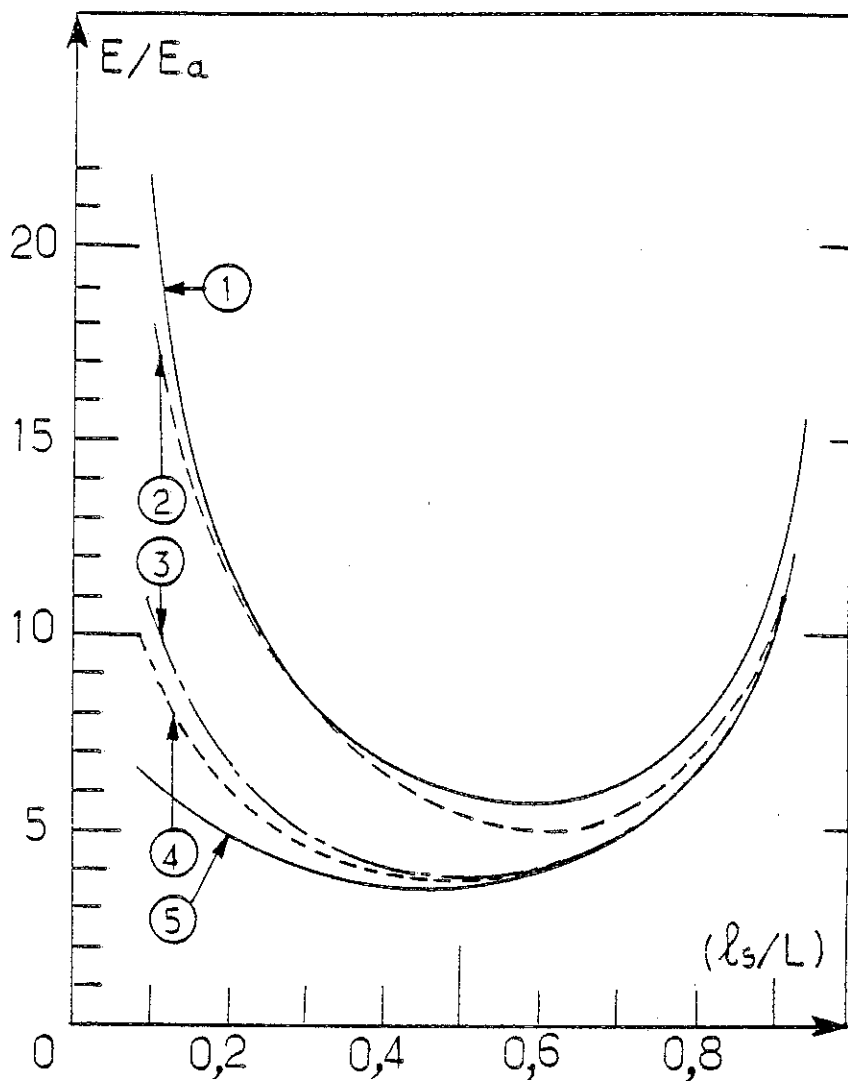


Figure 45 : Distribution du champ réduit ( $E/E_a$  avec  $E_a = U/L$ ) pour une sphère conductrice se développant de la pointe vers le plan pour différents modèles (1) et (2) sphère tangente à la pointe d'après [98] et [14] respectivement ; (3), (4) et (5) sphère concentrique à la pointe pour  $m = r_p/L = 0 ; 0,01$  et  $0,1$  respectivement d'après [98].

Nous nous attendions plutôt à une croissance continue de la vitesse puisque si le filament (de rayon  $r_s$ ) agit comme une extension de la pointe, le champ harmonique calculé en assimilant la pointe à un hyperboloïde [102] ( $E_f \approx 2.E_a/m' \cdot \ln [4(1-x)/m']$  où  $m' = r_s/L$ ) croît toujours : cette croissance est d'abord lente (environ 10 % pour  $m' = 10^{-3}$  à  $x = 0,6$ ), et de plus en plus rapide près du plan.

En ce qui concerne l'influence du rayon de courbure de la pointe  $r_p$ , le modèle de la sphère concentrique semble ne pas suivre la distribution de vitesses observée expérimentalement puisque pour  $x < 2/3$ ,  $v$  peut être plus élevée pour de faibles valeurs de  $r_p$ .

Excepté peut-être l'influence de  $r_p$ , le modèle de la sphère qui grossit, quoiqu'il soit rudimentaire, donne une bonne image de la distribution des vitesses de streamers. Le modèle du filament conducteur unique semble ne pas être du tout réaliste bien que les observations expérimentales montrent que le streamer est ramifié au voisinage de la pointe.

Cependant, le champ sur le front d'une sphère est incapable de produire une ionisation des molécules du liquide ou des avalanches électroniques dans le liquide puisqu'il est rapidement réduit à une valeur en dessous de 1 MV/cm. Il est tout à fait surprenant que les distributions de vitesses soient généralement similaires quels que soient le liquide et la polarité, et la mobilité apparente du streamer (elle peut varier de plus de trois ordres de grandeurs [16] d'un liquide à un autre).

## 2 - RELATION ENTRE LE COURANT TRANSITOIRE ET LA VITESSE DU STREAMER

En faisant l'hypothèse que le streamer est un conducteur parfait se déplaçant avec une vitesse  $V(t)$ , la capacité  $C(t)$  du "condensateur streamer-plan" est une fonction du temps ; le courant capacitif  $I$  sous tension constante est :

$$I(t) = U \cdot \frac{dC(t)}{dt}$$

Considérons les deux cas extrêmes du streamer filamentaire et du streamer en buisson :

- Si nous supposons que le rayon  $r_s$  du filament reste constant durant sa propagation et si de plus nous considérons que le système peut être représenté par deux sphères concentriques, nous obtenons :

$$C(t) = 4\pi\epsilon \cdot r_s \left[ 1 + \left( \frac{r_s}{L - l_s(t)} \right) \right]$$

et

$$I_F(t) = U \cdot \frac{dC}{dl_s} \cdot \frac{dl_s}{dt} = U \cdot v \cdot \frac{dC}{dl_s} = U \cdot v \cdot \frac{1}{L} \cdot \frac{dC}{dx}$$

$$= 4\pi\epsilon \cdot v U \cdot \left( \frac{r_s}{L} \right)^2 \cdot \left( \frac{1}{1-x} \right)^2 \quad (8)$$

Pour des valeurs typiques  $-U = 32 \text{ kV}$  -  $r_s = 5 \text{ }\mu\text{m}$  -  $L = 1,5 \text{ mm}$ ,  $e = 100 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\epsilon_r = 2$ -, le courant maximum (lorsque le streamer atteint le plan bloquant), sera de  $40 \text{ }\mu\text{A}$  pour une vitesse de  $2 \text{ km/s}$ , ce qui est beaucoup plus faible (d'au moins deux ordres de grandeurs) que les courants mesurés.

De plus, l'expression (8) prend en considération le volume intégral de la capacité sphérique. En fait, nous devrions considérer un angle solide plus petit que  $4\pi$ . Un tel modèle donnerait, même pour des grandes vitesses ( $v = 50 \text{ km/s}$ ), des courants de streamers très faibles ( $I_{fmax} < 1 \text{ mA}$ ).

- Avec l'hypothèse de la sphère qui grossit en restant concentrique à la pointe, nous obtenons :

$$I_b(t) = 4\pi\epsilon v(t) \cdot U \frac{(1+m)}{(1-x)^2}$$



$$I_b(t) = 4 \pi \epsilon V(t) \cdot U \frac{1}{(1-x)^2} \text{ pour } m \ll 1$$

si  $v = KE$  où  $E = (U/L) [1/x(1-x)]$

$$\text{On aura : } I_b(t) = 4 \pi \epsilon \frac{K \cdot U^2}{L} \cdot \frac{1}{x(1-x)^3} \quad (9)$$

La variation d'un tel courant (fig. 46) est tout à fait différente de celle observée expérimentalement dans les deux polarités. D'autre part, pour les mêmes valeurs de paramètres expérimentaux que ci-dessus, les courants sont plus élevés d'au moins quatre ordres de grandeur que ceux calculés avec le modèle du filament unique.

A la différence des courants prédits par les modèles ci-dessus, les courants correspondants aux streamers filamenteux mesurés sont plus élevés que ceux des streamers en buisson.

Si on suppose qu'il existe autour du streamer filamentaire un important volume conducteur se comportant comme une équipotentielle sphérique, l'amplitude du courant correspondant au minimum de vitesse (à  $x = 0,5$ ), en tenant compte du fait que l'angle solide est plus petit que  $4\pi$  (soit le  $1/10$  environ), est du même ordre que celle obtenue expérimentalement ; ceci est en faveur du modèle de la sphère.

### 3 - CHARGE DES STREAMERS

Si on considère que l'enveloppe du streamer rapide est assimilable à une sphère conductrice, concentrique à la pointe, se développant de la pointe vers le plan, sa charge sera :

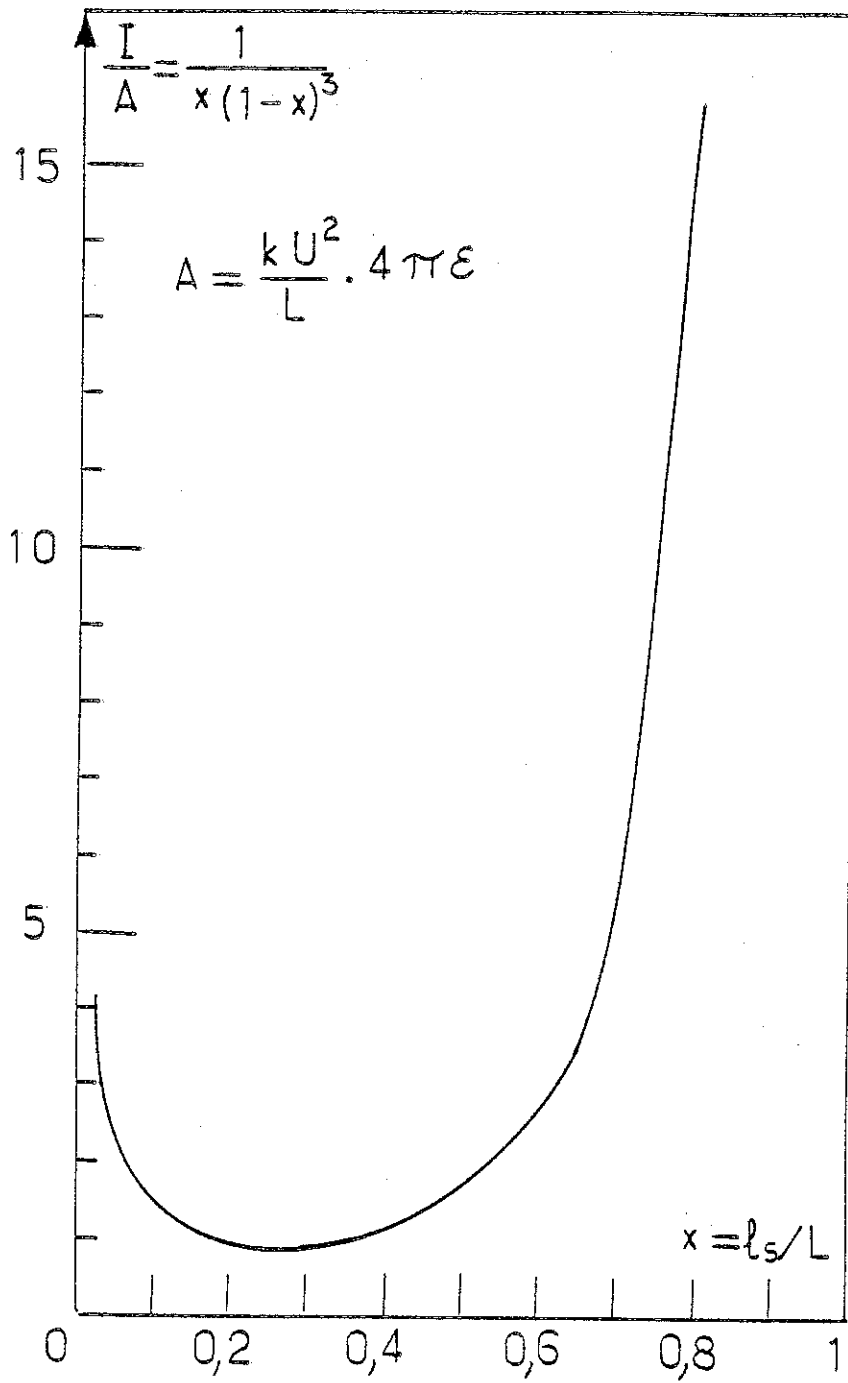


Figure 46 : Variation du courant capacitif en fonction de  $X$  pour une sphère conductrice concentrique à la pointe.

$$Q_{th} = C \cdot U = 4 \pi \cdot \epsilon \cdot U \cdot L \frac{x}{(1-x)} = Q_0 \left( \frac{x}{1-x} \right)$$

avec  $Q_0 = 4 \pi \epsilon U \cdot L$

La variation de  $Q_{th}$  est similaire à celle de la charge mesurée expérimentalement ( $Q_{ex}$ ) pour un streamer positif rapide. La figure 47 donne un exemple de variation de  $Q_{ex}$  et  $Q_{th}$  pour le PXE ( $U = 32 \text{ kV}$  ;  $L = 1,5 \text{ mm}$  ;  $r_p = 3 \mu\text{m}$ ). L'amplitude de  $Q_{ex}$  représente approximativement le 1/10 de  $Q_{th}$ , ce qui est correct. En effet  $Q_{th}$  correspond à un angle solide  $4 \pi$ , alors que l'angle solide correspondant au streamer est inférieur à l'angle à la pointe ayant pour base l'électrode plane (soit  $3 \pi / 4$ ) ; de plus, il faut tenir compte des ramifications du streamer.

Ce résultat ( $Q_{ex} \approx Q_{th}$ ) confirme, dans une certaine mesure, le fait que le streamer est conducteur.

#### 4 - NATURE PHYSIQUE DU STREAMER - MECANISMES

Le fait que l'addition de faibles quantités de composés capteurs d'électrons ou à bas potentiel d'ionisation dans un liquide pur, ou que le liquide renferme un halogène, ait une influence déterminante sur la propagation des streamers, évoque des mécanismes électroniques. D'autre part, le fait que des gaz dissous comme l'air [27] ou l'azote ne changent pas la vitesse des streamers alors que 0,02 mol/l de  $\text{SF}_6$  - gaz électronégatif - dans le Marcol 70 [23] fait croître la vitesse des streamers négatifs d'au moins un ordre de grandeur, confirme l'intervention de processus électroniques. Cependant, si des mécanismes électroniques sont seuls responsables de la génération et de la propagation des streamers, on comprend mal comment une pression de quelques bars puisse avoir un effet remarquable sur l'apparition du streamer, d'autant plus que de telles pressions sont incapables d'agir sur le libre parcours moyen des électrons dans le liquide (quasiment incompressible).

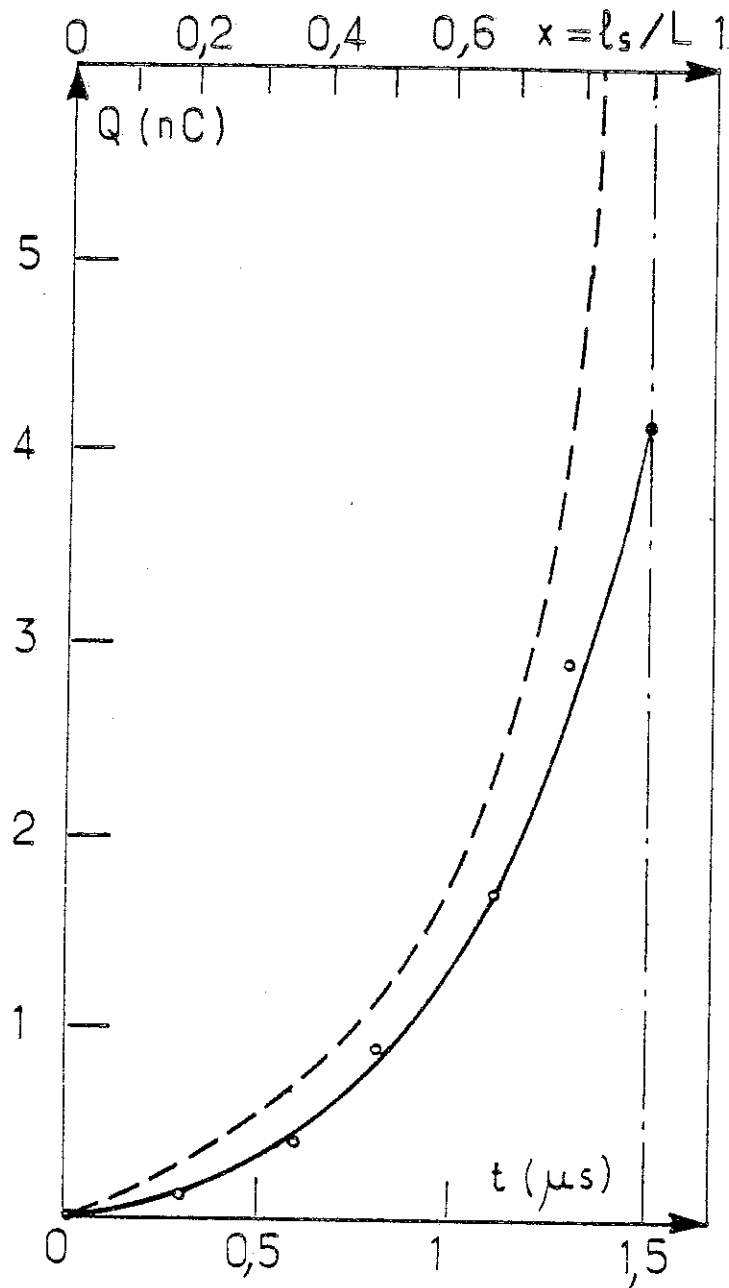


Figure 47 : Caractéristique  $Q = f(t)$  pour le PXE en pointe positive (streamer rapide) avec  $U = 32$  kV ;  $L = 1,5$  mm ;  $r_p = 3 \mu m$ . La courbe discontinue correspond au 1/10 de la charge calculée pour une sphère conductrice, concentrique à la pointe, se développant de la pointe vers le plan.

De plus, une augmentation de la pression hydrostatique entraîne une augmentation de la tension d'apparition du streamer et une diminution de son volume ; le streamer se pulvérise et disparaît si la pression est suffisamment élevée. Ceci indique que le streamer est une phase gazeuse.

Cette phase gazeuse pourrait être créée soit par cavitation, soit par ébullition ou encore par dissociation de molécules du liquide.

Comme nous l'avons déjà vu dans nos expériences (cf. chapitres III et IV), la viscosité n'a pas d'effet sur les phénomènes de propagation et de génération de streamers ; par conséquent, le mécanisme de cavitation dû aux écoulements EHD induits par l'injection unipolaire de charges dans le liquide est à écarter. Nous discuterons plus loin des autres mécanismes.

Nous allons d'abord présenter les résultats d'une étude concernant la nature et les volumes de gaz produits lors de l'apparition des streamers dans un liquide donné pour les deux polarités. L'analyse des différentes formes de dépense de l'énergie électrique, nous permettra de voir le ou les mécanismes pouvant intervenir dans les phénomènes de streamers.

#### 4.1 ANALYSE DES GAZ DISSOUS

Le but de cette étude est d'essayer de connaître la nature et la quantité des gaz (dissous dans le liquide) générés par le streamer. Le liquide étant initialement dégazé et saturé en azote, on le soumet à une série d'impulsions de tension pour chaque polarité de la pointe dans les mêmes conditions ( $U$ ,  $L$  et  $r_p$  maintenus constants). Parmi ces impulsions, un certain nombre donne des streamers que le dispositif expérimental décrit en annexe (cf. annexe) permet de compter. Ce même dispositif permet d'évaluer la charge dans les conditions suivantes :

- En pointe positive, nous avons choisi des tensions dont la durée est de  $3 \mu\text{s}$  (durée la plus courte possible obtenue avec notre générateur d'impulsion), la vitesse moyenne des streamers étant de  $2 \text{ km/s}$  environ pour les liquides étudiés (PXE, MDBT, CH) dans les conditions expérimentales choisies ( $U = 30 \text{ kV}$  ;  $r_p = 3 \mu\text{m}$  ;  $L = 2 \text{ mm}$ ) soit un temps de traversée de  $1 \mu\text{s}$ .

L'intégrateur est fermé durant la montée et la descente de la tension, ce qui implique que la partie de la charge correspondant à un streamer apparaissant sur la montée ou continuant à se propager au delà de  $3 \mu\text{s}$  n'est pas prise en considération.

- En pointe négative, les streamers étant généralement lents -leur durée moyenne de traversée de l'intervalle entre électrodes étant de  $30 \mu\text{s}$  environ pour  $2 \text{ mm}$ - nous avons pris une durée  $t_d$  pour la tension, de  $50 \mu\text{s}$ . L'intégrateur n'est ouvert que pour  $t_m < t \leq t_d$ .

L'idéal serait de pouvoir prendre uniquement la charge correspondant au transit du streamer ( $Q_s$ ), car on sait qu'une fois qu'il a traversé l'espace interélectrodes, d'autres décharges peuvent apparaître.

Une évaluation de cette charge  $Q_s$ , à partir des oscillogrammes de courants, montre qu'en positif, elle est environ la moitié de celle donnée par l'intégrateur ; en négatif, elle est approximativement la même.

L'analyse des échantillons de liquides ainsi traités, est effectuée au laboratoire de Jeumont-Schneider de LYON. Elle permet de connaître les gaz dissous et de les comparer à un échantillon vierge. Nous présentons dans le tableau 3, les résultats relatifs au MDBT et au PXE.

CONCENTRATIONS	en vpm (microlitres de gaz par litre d'huile) dans l'huile					
	MDBT Vierge	MDBT (+)	MDBT (-)	PXE Vierge	PXE (+)	PXE (-)
H <sub>2</sub>	< 3	32	3	44	163	167
O <sub>2</sub>	2 900	14 353	1 330	1 770	2 494	1 960
N <sub>2</sub>	42 860	41 734	43 137	52 410	64 948	46 684
CO	11	13	7	25	70	33
CO <sub>2</sub>	434	633	549	902	502	470
CH <sub>4</sub>	nd*	9	4	4	96	38
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	nd	5	< 1	traces < 1	42	16
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	nd	3	< 1	1	22	16
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	nd	136	4	traces < 1	865	207
Teneur en gaz (%)		5,68	4,5	5,5	6,92	4,96
Teneur en air (%)	4,57	5,60	4,4	5,4	6,7	4,86
Teneur en gaz (%) de défauts		0,08	0,1	0,09	0,17	0,1

Tableau 3 : Nature des gaz dissous dans le MDBT et le PXE à la suite d'une série de streamers  
(cf. tableau 4) U = 30 kV ; L = 2 mm ; r<sub>p</sub> = 3 µm  
\*nd = non détectable

Nous n'avons pu obtenir de résultats concernant le cyclohexane, les colonnes de l'appareillage d'analyse n'étant pas adaptées à ce liquide. Malgré les précautions prises lors de la préparation et du prélèvement des échantillons, il reste vraisemblablement un peu d'air.

#### 4.2 NATURE DES GAZ

Les gaz formés dans le MDBT et le PXE sont les mêmes dans les deux polarités ; outre l'hydrogène, ce sont surtout des hydrocarbures :  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_6$  et  $\text{C}_2\text{H}_2$ . Nous remarquons qu'il y a principalement de l'hydrogène et de l'acétylène lequel provient vraisemblablement de la fragmentation des noyaux benzéniques. Les quantités de ces gaz sont beaucoup plus faibles en polarité négative qu'en polarité positive pour un même liquide.

En polarité positive, les quantités de gaz (cités ci-dessus) dans le MDBT et le PXE sont comparables.

En polarité négative, ces quantités sont bien plus faibles dans le MDBT que dans le PXE. Ceci est dû au fait que dans le PXE, un certain nombre (non négligeable) de streamers rapides a été généré et que leur charge représente le 1/4 de la charge totale, alors que dans le MDBT, tous les streamers sont lents (tableau 4). Par conséquent, il est difficile de comparer les résultats du MDBT et du PXE en pointe négative.

D'autre part, le volume des gaz dissous en pointe positive est sensiblement le même que le volume apparent du streamer ; en polarité négative, le volume apparent (estimé à partir des photos) est très grand devant celui des gaz dissous mesuré (soit environ  $2.10^3$  fois).



	M D B T		P X E	
	+	-	+	-
Nombre de streamers effectifs	717	9994	1162	2524
Nombre de streamers rapides	690	0	1149	92
Nombre de streamers lents	27	9994	13	2432
Charge totale des streamers rapides (nC)	2719	0	4826	386
Charge totale des streamers lents (nC)	6	6000	7	1216
Charge totale (nC)	2725	6000	4833	1602
Volume total de gaz dissous (cm <sup>3</sup> )	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$6,6 \cdot 10^{-5}$	$7,1 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$

Tableau 4 : Récapitulatif du nombre et des charges de streamers correspondant aux résultats donnés dans le tableau 3

### 4.3 BILAN ENERGETIQUE

Les mécanismes qui peuvent être à l'origine de cette phase gazeuse, sont la vaporisation, la décomposition chimique, l'énergie capillaire (liée à l'interface gaz-liquide), le déplacement et l'ionisation [103]. La possibilité pour l'un ou l'autre de ces mécanismes d'intervenir dépend de l'énergie totale dont dispose le système ; cette énergie étant l'énergie électrique.

Nous allons essayer d'évaluer l'importance de chaque terme pour les deux polarités. Comme en polarité négative, nous n'avons que des streamers lents et qu'en polarité positive, le nombre de streamers lents, leur charge et la quantité de gaz correspondante sont négligeables, nous allons dans ce qui va suivre considérer les énergies de volume en ( $J/cm^3$ ) par streamer.

#### a) MDBT

##### Pointe positive

Le volume apparent des streamers ( $V$ ) étant approximativement le même que celui des gaz dissous mesuré, l'énergie de volume du système (sachant que  $U = 30$  kV) sera :

$$E_t = Q \cdot U / V = \underline{74 J/cm^3}$$

Considérons maintenant les différentes formes de dépense possible de cette énergie.

### 1. Vaporisation

La chaleur de vaporisation du MDBT est de  $10,3 \frac{\text{kcal.g}}{\text{mol.g}}$  pour une température d'ébullition de  $144^\circ\text{C}$ . Il faut donc :

$$\frac{10,3 \cdot 10^3 \cdot 4,18 \cdot 10^3}{22,4 \cdot (417/273)} \cdot \text{J/m}^3 \approx 1,3 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$$

soit  $1,3 \text{ J/cm}^3$

### 2. Déplacement

Si on suppose que le streamer avance en repoussant le liquide ( $\rho = 10^3 \text{ kg/m}^3$ ), cela demandera pour une vitesse moyenne de  $2 \text{ km/s}$ , une énergie de :

$$\frac{1}{2} \rho \cdot v^2 = \frac{1}{2} \cdot 10^3 \cdot 4 \cdot 10^6 = 2 \cdot 10^9 \text{ J/m}^3$$

soit  $2\,000 \text{ J/cm}^3$

Cette énergie est plus que 27 fois supérieure à l'énergie totale dont on dispose. Ce type de mécanisme est donc impossible d'autant plus que pour atteindre une telle vitesse ( $2 \text{ km/s}$ ), il faut des champs invraisemblables ( $> 100 \text{ MV/cm}$ , en considérant la mobilité électrohydrodynamique).

### 3. Dissociation

Elle nécessite environ  $10 \text{ eV}$  par molécule, soit  $43 \text{ J/cm}^3$ . Cette énergie représentant une borne supérieure, ce type de mécanisme paraît donc possible.

#### 4. Ionisation

Si on considère qu'un électron n'ionise qu'une seule molécule, cela nécessitera une énergie du même ordre que pour la dissociation. Comme elle est beaucoup plus faible en réalité, ce type de mécanisme n'est pas à exclure.

#### 5. Energie capillaire

Cette énergie est liée à la pression capillaire  $2 A/r_s$  (A tension superficielle,  $r_s$  rayon de courbure de l'extrémité vive d'une branche de streamer). Pour le MDBT,  $A = 36$  dyn/cm, soit une pression de  $1,5 \cdot 10^4$  N/m<sup>2</sup> pour le rayon  $r_s$  le plus faible mesuré ( $r_s = 5$  μm). Il faut donc une énergie de volume de  $1,5 \cdot 10^{-2}$  J/cm<sup>3</sup>, ce qui est négligeable devant les autres termes.

\* Il ressort de ce bilan que la propagation s'effectue vraisemblablement sans changement d'état. Les molécules de gaz sont produites par la dissociation des molécules du liquide ; le mécanisme de vaporisation n'est pas à exclure.

#### Pointe négative

Dans ce cas, le volume apparent d'un streamer est environ égal à 10 fois celui d'un streamer rapide (soit  $15 \cdot 10^{-6}$  cm<sup>3</sup>), ce qui donne une énergie de volume de 1,2 J/cm<sup>3</sup>.

Les énergies de vaporisation, de dissociation, d'ionisation et capillaire, par unité de volume sont les mêmes que celles estimées précédemment. Quant à l'énergie de déplacement, si on suppose qu'il faut pousser le liquide pour que le streamer puisse avancer ( $v \approx 50$  m/s), cela nécessitera 1,3 J/cm<sup>3</sup> ; ce mécanisme n'est pas à exclure. Cependant, comme l'énergie dont on dispose va être surtout dépensée à vaporiser le liquide, la phase gazeuse devant être d'abord créée, ce mécanisme semble peu probable.

\* Il apparaît que le mécanisme le plus probable est la vaporisation, l'énergie nécessaire étant sensiblement la même que celle dont dispose le système. Cependant pour que cette phase gazeuse soit ionisée, il faut consommer un surplus d'énergie. Ceci n'est possible que si la pression à l'intérieur de la phase gazeuse est plus faible que la pression atmosphérique.

Le fait que dans le MDBT, en polarité négative, il n'y a pratiquement pas de composés tels que ceux cités précédemment, indique que le liquide est uniquement vaporisé ou que les produits de décomposition ne sont pas détectables.

#### b) Cas du PXE

En polarité positive, les conclusions sont identiques à celles du MDBT, les énergies de volume étant approximativement les mêmes.

En polarité négative, comme nous l'avons déjà expliqué auparavant, il est difficile de séparer les phénomènes et donc de conclure sur les mécanismes dominants ; le rapport de la charge au volume des gaz dissous étant sensiblement le même qu'en polarité positive.

### 5 - EVALUATION DE LA VITESSE DES STREAMERS

Comme on vient de le voir, l'énergie du système  $E_t$  peut être dépensée sous différentes formes. Soit  $W_c$ , la fraction d'énergie disponible pour le déplacement du streamer telle que :

$$W_c = \beta E_t ; 0 < \beta \leq 1$$

En supposant que le streamer comporte  $n$  branches assimilables chacune à un canal cylindrique, on peut écrire à tout instant :

$$\sum_{j=1}^n \frac{1}{2} \cdot (\rho \pi \cdot r_j^2 \cdot dl_j) \cdot v_j^2 = \beta \cdot \sum_{j=1}^n q_j \cdot E_j \cdot dl_j$$

où  $r_j$ ,  $dl_j$ ,  $v_j$ ,  $q_j$ ,  $E_j$  sont respectivement le rayon de la branche  $j$ , son déplacement, sa vitesse, sa charge et le champ à son extrémité vive ; dans le cas où l'énergie  $W_c$  ne sert pas à repousser le liquide pour que le streamer avance,  $\rho$  sera la masse volumique de la phase gazeuse.

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

$$v^2 = \left( \frac{2}{\rho \pi r^2} \right) \cdot \left( \frac{\beta}{n} \right) \sum_{j=1}^n \left( \int_0^t i_j \cdot dt \right) \cdot E_j \quad (10)$$

$i_j$ , courant du streamer à tout instant  $t$ .

Il ressort de cette expression, que le streamer est d'autant plus rapide que :

- le nombre de branches décroît (il devient donc plus filamentaire) ;
- ou/et le rayon des branches décroît ;
- ou/et le champ à la tête vive de chaque branche augmente ;
- ou/et sa charge augmente ;
- ou/et l'énergie disponible au déplacement est importante.

Dans le cas des streamers lents dont les courants sont constitués de plusieurs pics discrets, le courant entre les pics devient indétectable ( $< 0,1$  mA) et donc la vitesse selon l'expression (10) serait négligeable ; ce qui indique que la propagation s'effectue d'une manière discontinue (c'est-à-dire par sauts). Plus la fréquence des pics de courants est importante, plus le streamer tend à avoir une progression continue et la vitesse augmente ; ce qui est le cas lorsqu'on augmente la tension ou que l'on ajoute au liquide un composé capteur d'électrons. Dans le cas des streamers rapides (dont le courant a une forme continue), la progression serait continue.

Par conséquent, le modèle ci-dessus décrit également le mode de propagation : continu ou par sauts.

#### Application

Considérons le cas du MDBT en pointe positive où le courant a une forme continue, et supposons que  $E_j$  est le même pour toutes les branches ( $E_j = E$ ). La vitesse moyenne (de transit) du streamer sera, d'après l'expression (10) :

$$v_{\text{moy}}^2 = \left( \frac{2}{\rho \pi r^2} \right) \cdot \left( \frac{\beta}{n} \right) Q_t \cdot E$$

où  $Q_t$ , étant la charge totale du streamer lorsqu'il a atteint le plan bloquant.

La figure 48 donne les variations de  $v = f(E)$  pour différents  $n$  pour les mêmes valeurs de paramètres que ceux des expériences ( $U = 30$  kV,  $Q_t = 3,8$  nC) et pour  $\beta/\rho = 2 \cdot 10^{-3}$  m<sup>3</sup>/kg et  $r = 5$   $\mu\text{m}$ .

Connaissant la vitesse et le nombre de branches, on peut estimer le champ électrique  $E$  ; pour  $v = 2$  km/s et  $n = 20$ ,  $E = 2\text{MV/cm}$ .

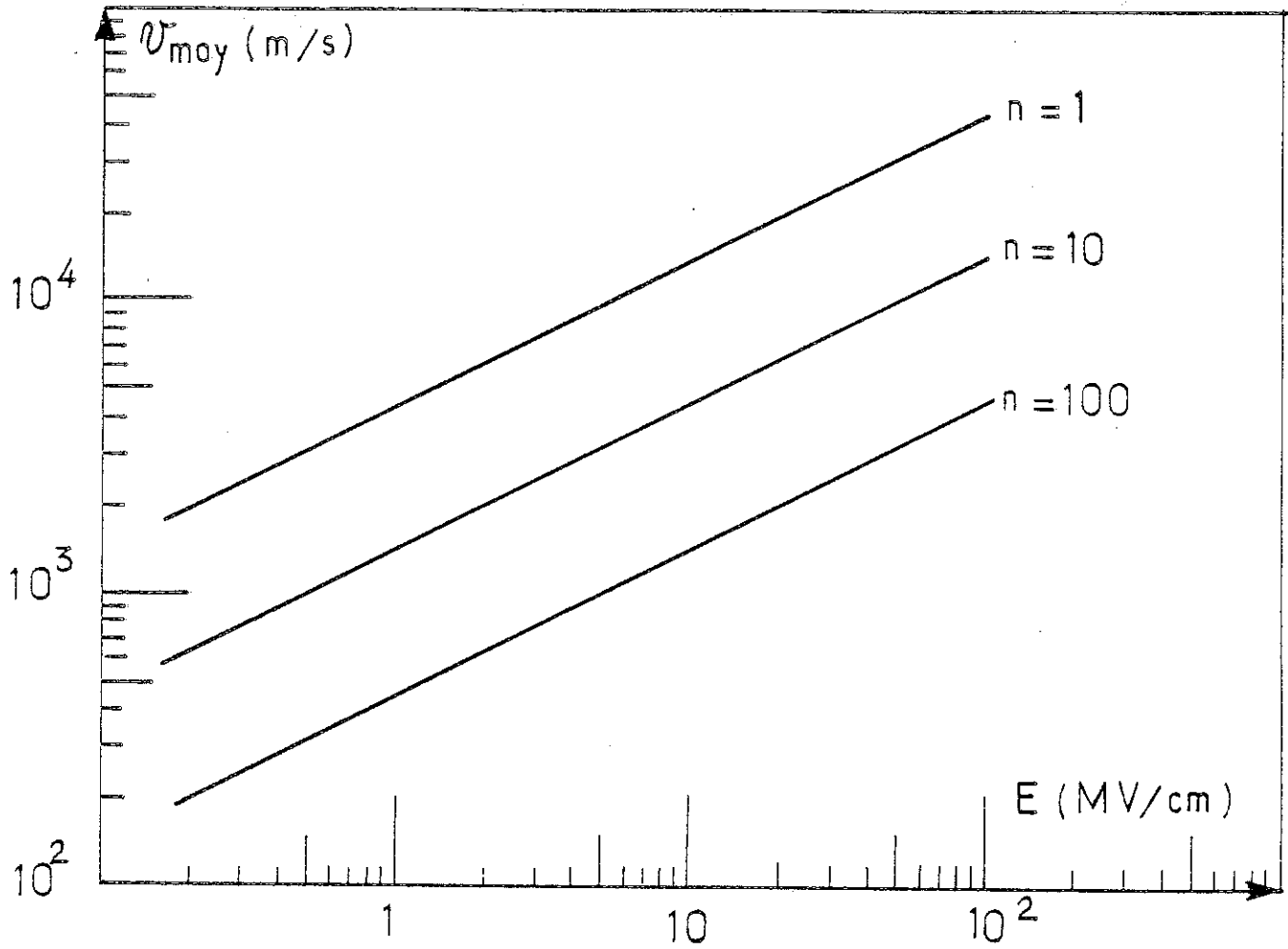


Figure 48 : Caractéristique  $v_{\text{moy}} = f(E)$  d'après l'expression (10) pour différents nombres de branches de streamers dans le MDBT pour  $U = 30 \text{ kV}$  -  $Q_{\text{total}} = 3,8 \text{ nC}$  -  $(\beta/\rho) = 2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \text{kg}^{-1}$ .



## 6 - SPECTROSCOPIE D'EMISSION LUMINEUSE

C'est à WONG et FORSTER [104 à 107] que revient le mérite d'avoir effectué une étude spectroscopique de la lumière émise durant la phase de préclaquage. Ils ont observé que, dans un système d'électrodes planes sous onde de choc (1-50 $\mu$ s), ce spectre s'étend de l'U.V. au visible ; il révèle dans les hydrocarbures, la présence d'hydrogène atomique et moléculaire, de carbone ( $C_2$  et  $C_3$ ) et de traces de métal provenant des électrodes. D'autre part, les spectres obtenus dans la phase de préclaquage et lors du claquage sont similaires, ce qui les a conduit à conclure que les mécanismes sont les mêmes. Cependant, ces résultats ne font aucunement mention de la polarité.

Une étude analogue a été effectuée par SAKAMOTO et YAMADA [16] en géométrie pointe-plan sous créneau de tension ; il a été observé, outre un spectre continu (correspondant à la dissociation et à la fragmentation des molécules du liquide et à la recombinaison des fragments moléculaires), la série H-BALMER et la bande de SWAN  $C_2$  dans une dizaine d'hydrocarbures à l'exception de l'huile de transformateur, du  $CCl_4$  et du  $C_2H_5Cl$ . Comme ces auteurs [16] n'ont pas précisé la polarité de la pointe, il est difficile de conclure sur les processus physico-chimiques intervenant dans chaque polarité.

Grâce à l'acquisition récente par le laboratoire d'un analyseur optique multicanal (OMA - 512 photodiodes - model 1460 - EG & G Princeton Applied Research), nous avons effectué une analyse spectroscopique de la lumière émise par le streamer en géométrie pointe-plan, dans les deux polarités sous créneau de tension (en accumulant l'information sur plusieurs streamers) dans le MDBT, le PXE et le cyclohexane.

Les longueurs d'ondes correspondant aux principaux sommets de bandes observées peuvent être résumées comme suit :

a) MDBT (fig. 49 et tableau 4)

En polarité positive, ces bandes correspondent principalement à  $H_2$  et  $C_2$  [107]. Les hydrocarbures dissous dans le liquide et qui ont été identifiés par chromatographie (cf. tableau 3), résultent vraisemblablement de la recombinaison du carbone et de l'hydrogène, ces espèces étant produites par la dissociation des molécules du liquide.

En polarité négative, le spectre de lumière émise par les streamers fait également apparaître des pics caractéristiques de  $H_2$  et  $C_2$  mais beaucoup moins importants que ceux observés en pointe positive. Le seul pic important observé est le même que celui obtenu avec le liquide vierge (sans streamers), ce qui laisse à penser que le MDBT émet par excitation.

Comme il y a peu d'éléments ( $H_2$  et  $C_2$ ), la quantité de produits formés par recombinaison est très faible, ce qui va dans le même sens que les résultats d'analyse de gaz dissous (cf. § 4.1 - tableau 3).

Les résultats obtenus dans le MDBT en pointe négative semblent être en faveur du mécanisme de vaporisation alors qu'en pointe positive, c'est plutôt la dissociation des molécules qui prédomine.

b) PXE (fig. 50 et tableau 5)

Le spectre obtenu en pointe positive est très semblable à celui du MDBT. Il fait également apparaître d'autres bandes qui correspondent à  $C_3$  et  $H\gamma$  [107].



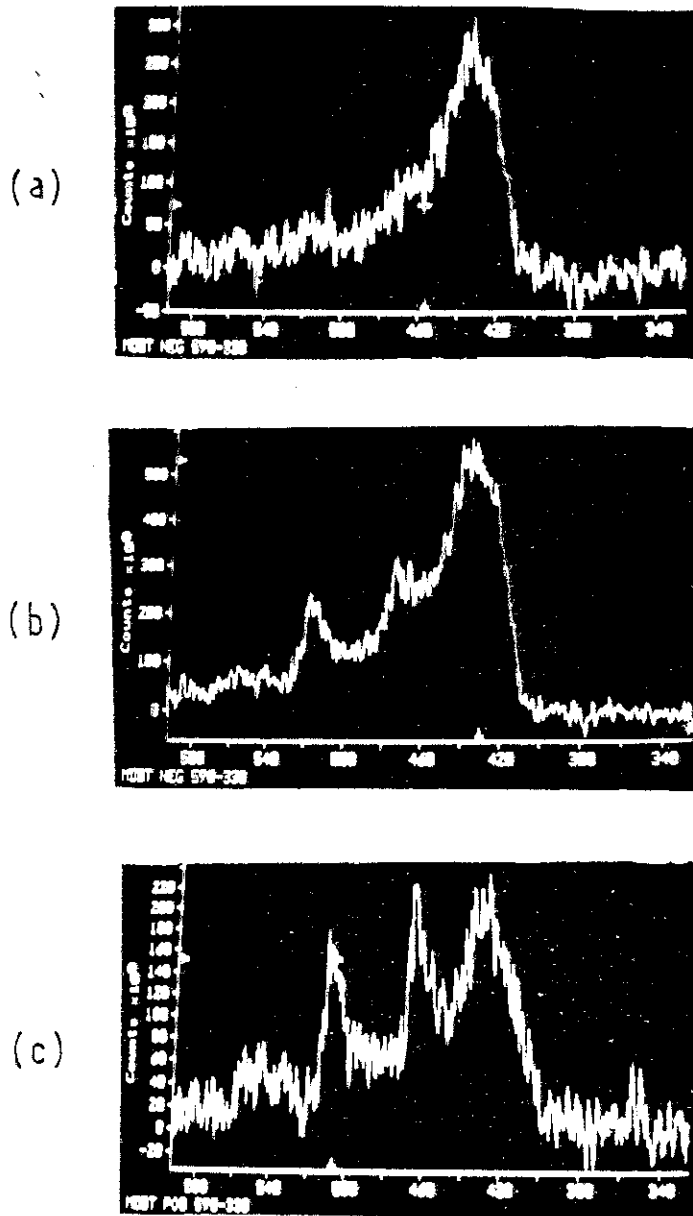


Figure 49 : Spectres de lumière émise dans le MDBT  
 ( a ) sans streamers; ( b ) avec streamers en pointe  
 négative; ( c ) avec streamers en pointe positive;  
 $U = 30 \text{ kV}$ ;  $L = 2 \text{ mm}$ ;  $r_p = 3 \mu\text{m}$ .



Sans streamers		Streamers (+)		Streamers (-)	
$\lambda$ (nm)	Eléments possibles correspondants	$\lambda$ (nm)	Eléments possibles	$\lambda$ (nm)	Eléments possibles
*430		*430		*430	
		460	H <sub>2</sub>	462	H <sub>2</sub>
		508	C <sub>2</sub> , H <sub>2</sub>	475	H <sub>2</sub> , C <sub>2</sub>
				518	C <sub>2</sub>

**Tableau 4** : Principaux sommets de bandes observés sur le spectre d'émission lumineuse dans le MDBT

\* la sensibilité de l'appareil est à 0,5 nm par photodiode.



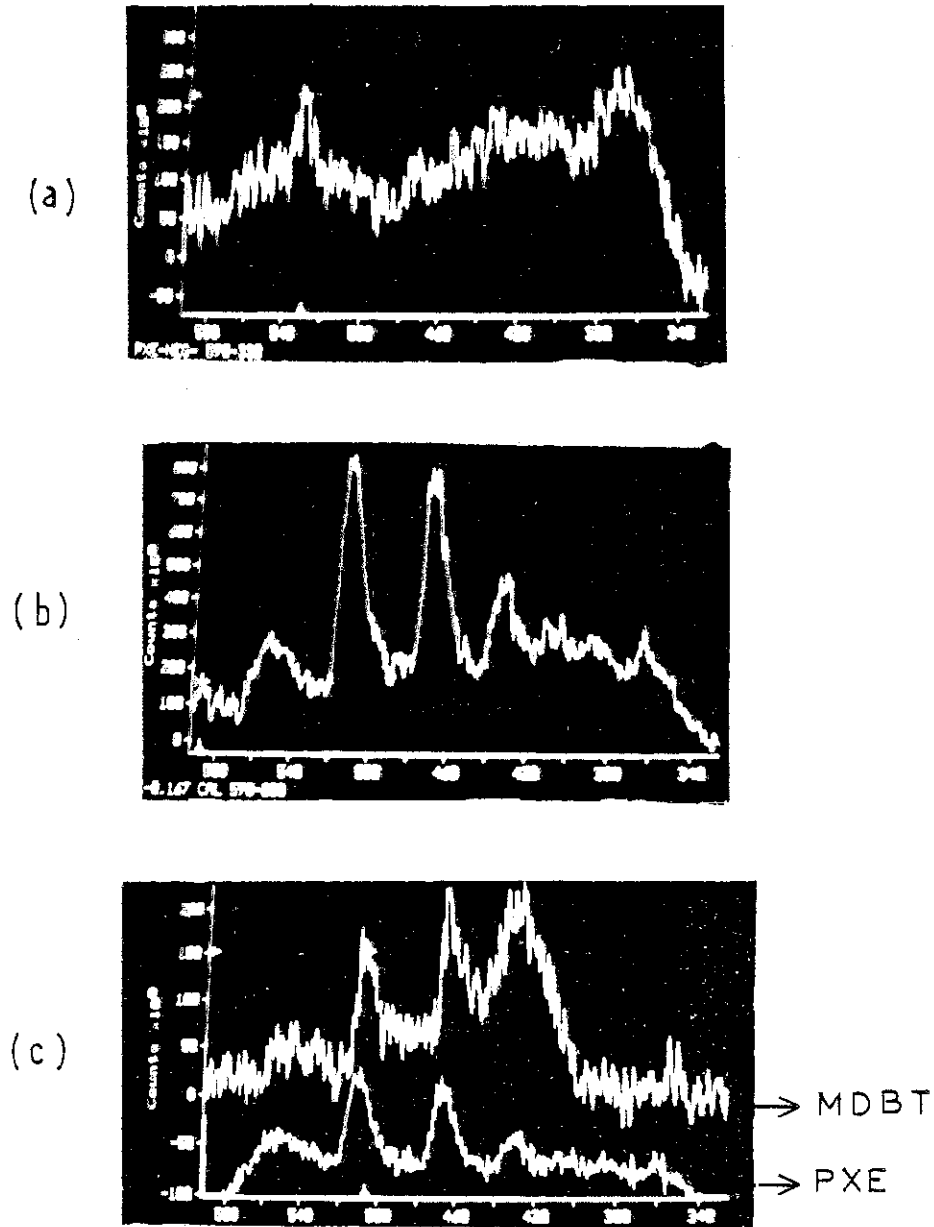


Figure 50 : Spectres de lumière émise par les streamers dans le PXE : ( a ) en pointe négative; ( b ) en pointe positive; ( c ) comparaison des spectres dans le MDBT et le PXE en pointe positive;  
 $U = 30 \text{ kV}$ ;  $L = 2 \text{ mm}$ ;  $r_p = 3 \text{ }\mu\text{m}$ .





Streamers (+)		Streamers (-)	
$\lambda$ (nm)	Éléments possibles	$\lambda$ (nm)	Éléments possibles
361	$C_2$	363	$C_2'$
388	$C_2$	372	$Fe', H_2$
400	$H_2, C_2, C_3$	380	$C_2$
410	$H_2, C_3$		
434	H $\gamma$		
468	$H_2$		
509	$H_2$		
550	$H_2$	530	$H_2$
589	$H_2$		

**Tableau 5 :** Principaux sommets de bandes observés sur le spectre d'émission lumineuse dans le PXE

En polarité négative, le spectre est sous forme d'enveloppe d'où émergent quelques sommets de bandes  $C_2$  et  $H_2$ . Il semble également qu'il y ait des traces de métal ( $F_e$ ) de l'électrode pointe qui, elle, est en acier dur. Cependant, comme les analyses sont faites en accumulation et que parmi les streamers générés, certains ont été rapides, il est difficile de conclure.

c) Cyclohexane (fig. 51 et tableau 6)

Dans le cyclohexane, les pics obtenus en phase liquide en présence de streamers, sont parmi ceux observés en phase vapeur en présence de décharges "couronne" [108], ce qui indique qu'il y a dissociation des molécules dans la phase gazeuse. Ces spectres révèlent la présence de  $H_2$ ,  $C_2$ ,  $C_3$  et  $H\gamma$ .

Il ressort de cette étude que plus les streamers sont rapides (leur nombre étant plus important en pointe positive) et plus ils sont énergétiques, et donc capables de produire des dissociations de molécules.

## 7 - MECANISMES DE GENERATION

La pente de la rampe de tension et l'amplitude du créneau de tension sont les paramètres qui affectent le plus le temps et la tension (et donc le champ) de génération des streamers. La distance interélectrodes ne joue aucun rôle, du moins dans nos conditions expérimentales ( $0,5 \text{ mm} \leq L \leq 6 \text{ mm}$ ). Quant à l'influence du rayon de courbure de la pointe, on peut résumer nos résultats comme suit :

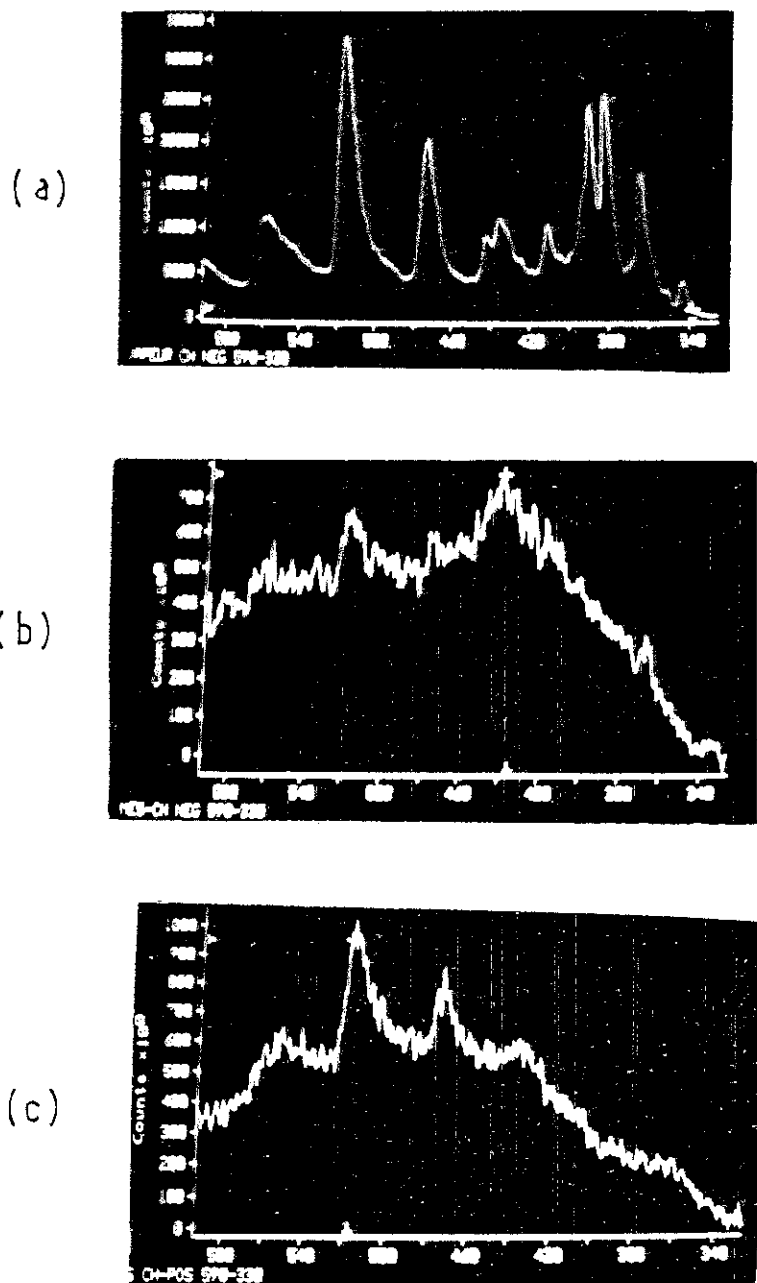


Figure 51 : Spectres de lumière émise: ( a ) dans la vapeur de cyclohexane avec décharges "couronne"; ( b ) et ( c ) dans le cyclohexane en présence de streamers négatifs et positifs respectivement;  
 $U = 30 \text{ kV}$ ;  $L = 2 \text{ mm}$ ;  $r_p = 3 \text{ }\mu\text{m}$ .



Décharges dans la vapeur de CH		Streamers +		Streamers négatifs	
$\lambda$ (nm)	Eléments possibles	$\lambda$ (nm)	Eléments possibles	$\lambda$ (nm)	Eléments possibles
364	$C_2$				
380	$H_2, C_2$				
388	$C_2$				
410	$H_2, C_3$				
435	HY	430	HY	435	HY
442	$C_2$				
472	$H_2, C_2$	471	$H_2, C_2$	473	$H_2, C_2$
516	$C_2$	516	$C_2$	516	$C_2$
558	$C_2$	555	$H_2$	558 580	$C_2$

**Tableau 6 :** Principaux sommets de bandes observés sur le spectre d'émission lumineuse dans le Cyclohexane



## 7.1 EN CRENEAU DE TENSION

### 7.1.1 $3 \mu\text{m} \leq r_p \leq 10 \mu\text{m}$

Pour une pointe (en acier dur) cathode, nous observons que le champ de seuil moyen de génération des streamers  $E_{s-}$  (estimé à partir de l'approximation hyperboloïdale) n'est pas constant (cf. fig. 33) : 9 MV/cm et 4 MV/cm pour  $r_p = 3 \mu\text{m}$  et  $10 \mu\text{m}$  respectivement. Ces valeurs sont peu différentes de celles obtenues en tension continue par DENAT et al [64] pour le champ de seuil d'apparition d'une instabilité sur le courant (constitué d'impulsions) correspondant à la formation d'une bulle à la pointe dans laquelle se produisent des microdécharges :  $E_{s-} = 7 \pm 2$  MV/cm. De tels champs sont incapables de produire une émission de champ.

Avec la pointe anode,  $E_{s+}$  varie également avec  $r_p$  et il est plus élevé qu'avec la pointe cathode pour un même  $r_p$  : 12 MV/cm et 5,5 MV/cm pour  $r_p = 3$  et  $10 \mu\text{m}$  respectivement. Les phénomènes observés par DENAT et al [64] sont moins reproductibles qu'en pointe négative ; cependant un régime d'impulsions de courant est également détecté à un champ de seuil supérieur à 5 MV/cm, valeur proche des nôtres. Pour obtenir une ionisation de champ, il faut 15 MV/cm.

Il est donc difficile d'expliquer ces phénomènes de génération de streamers (dans notre cas) ou d'apparition d'une instabilité dans le courant [64], par des mécanismes d'émission ou d'ionisation de champ.

### 7.1.2 $10 \mu\text{m} \leq r_p \leq 100 \mu\text{m}$

Les champs de génération des streamers dans ce cas deviennent beaucoup plus faibles que pour les petits rayons de courbure de la pointe ; pour  $r_p = 100 \mu\text{m}$ ,  $E_{s+} \approx E_{s-} = 1$  MV/cm. Des mécanismes d'émission ou d'ionisation de champ sont encore moins probables que pour les  $r_p < 10 \mu\text{m}$ . La génération des streamers est vraisemblablement due aux renforcements locaux du champ à la pointe.



### 7.1.3 Variation du champ de seuil $E_s$ en fonction du rayon de courbure de la pointe $r_p$

Le champ  $E_s$  varie sensiblement en  $1/r_p^{0,5}$  à  $0,7$  dans les deux polarités. Une variation du même type a été observée par SIBILLOT [109] dans l'azote liquide dans les deux polarités pour  $r_p$  variant de  $0,2$  à  $3 \mu\text{m}$  :  $E_s \propto 1/r_p^{0,5}$ . Ceci rappelle la loi de variation du champ seuil correspondant à l'effet "couronne" dans l'air [110, 111, 112] et dans d'autres gaz pour des tensions continues à quelques kHz [111]. Les expériences effectuées par GARY et al [112] montrent que cette relation ( $E_s$  approximativement proportionnel à  $1/r_p^{0,5}$ ) s'applique également en polarité positive comme en polarité négative, les champs critiques étant sensiblement identiques pour les deux polarités, en dépit de la différence entre les critères correspondants.

## 7.2 EN RAMPE DE TENSION

Pour des pentes de la rampe de tension ( $b$ ) comprises entre  $2 \cdot 10^9$  V/s et  $1,5 \cdot 10^{10}$  V/s, les champs de génération sont bien plus élevés qu'en créneau de tension pour un même rayon de courbure de la pointe :  $E_{s-} = 18,5$  MV/cm et  $E_{s+} = 16$  MV/cm pour  $r_p = 3 \mu\text{m}$ . La variation de  $E_{s-}$  en fonction de  $r_p$  est aussi importante qu'en créneau de tension.

Pour  $b > 1,5 \cdot 10^{10}$  V/s, les champs de seuil deviennent suffisamment élevés ( $E_{s-} = 25$  MV/cm et  $E_{s+} \approx 34$  MV/cm pour  $b = 5 \cdot 10^{10}$  V/s et  $r_p = 3 \mu\text{m}$ ) pour produire une émission ou ionisation de champ (capable de produire une bulle). Cependant, nous n'avons pas pu vérifier l'existence de ces mécanismes d'injection (faute de n'avoir pu mesurer les courants transitoires pour des impulsions de durée  $< 55 \mu\text{s}$ ).

### 7.3 INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

Dans le cyclohexane à l'état liquide, les tensions de génération des streamers sont pratiquement indépendantes de la température. Cependant, le nombre et l'amplitude des pics de courants et de la lumière émise augmentent légèrement avec T.

Quand le cyclohexane est en phase solide, la tension (et donc le champ) d'apparition de pics de courants du même type que ceux observés en phase liquide, lors de l'apparition du streamer, augmente de façon considérable :  $E_{s+} \approx E_{s-} \approx 21$  MV/cm pour  $r_p = 3 \mu\text{m}$  ; ces champs sont suffisants pour produire une émission ou ionisation de champ, mais cette augmentation peut également être due à l'effet de la charge d'espace qui devient beaucoup plus important en phase solide où les mobilités des porteurs ioniques  $\mu_{is}$  [113] et électronique  $\mu_{es}$  [114] sont beaucoup plus faibles qu'en phase liquide  $\mu_{il}$  et  $\mu_{el}$  respectivement :

( $\mu_{is} = 10^{-6} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  et  $\mu_{es} = 0,03 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  à  $-30^\circ\text{C}$ )  
 et ( $\mu_{il} = 10^{-4} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  et  $\mu_{el} = 0,3 \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  à  $+20^\circ\text{C}$ ).

### 7.4 INFLUENCE DE LA PRESSION

L'effet de la pression sur la génération des streamers, confirme la nature gazeuse du streamer dans les deux polarités ; les pressions que nous avons utilisées n'ont aucun effet sur la densité ou le mouvement des électrons dans les liquides étudiés. On distingue deux cas, suivant la tension appliquée aux électrodes :

- En créneau de tension : les champs de génération des streamers  $E_s$  sont d'autant plus élevés que P augmente.

Dans le cyclohexane, pour  $r_p = 5 \mu\text{m}$  et  $L = 1,8 \text{ mm}$ ,  $E_{s+} = 27,5 \text{ MV/cm}$  à  $P = 25 \text{ bars}$  et  $E_{s-} = 22 \text{ MV/cm}$  à  $40 \text{ bars}$  ; de tels champs sont suffisants pour créer une émission ou ionisation de champ.

- En rampe de tension : pour des pentes de la rampe de tension élevées ( $b > 3 \cdot 10^{10} \text{ V/s}$ ), l'effet de la pression sur la tension (et donc sur  $E_s$ ) diminue, d'autant plus que la pression agit en changeant le régime de propagation des streamers ; la génération du streamer dans ce cas est vraisemblablement due à l'ionisation du liquide. Cependant, pour pouvoir vérifier cela, il faudrait effectuer une étude dans ce sens à des tensions bien plus élevées que les nôtres et qui montent en des temps beaucoup plus brefs (quelques ns). Dans ces conditions, on s'attendrait à ce que  $t_g$  soit très court et que  $U_g$  et donc  $E_s$  soient très élevés.

## 7.5 CONCLUSION

Dans les conditions de pression et de pentes de rampe de tension élevées, les champs de seuil sont suffisants pour produire une émission ou ionisation de champ avec des courants importants (pour  $r_p = 3 \mu\text{m}$ ,  $\phi \approx 4 \text{ eV}$ ,  $E_s = 30 \text{ MV/cm}$ ,  $I \approx 0,3 \text{ A}$  où  $\phi$  est le travail d'extraction des électrons du métal en présence du liquide [115]) capables de créer une bulle (par échauffement local ou/et multiplication électronique, ...) évoluant en streamer.

Pour des champs de seuil plus faibles ( $< 15 \text{ MV/cm}$ ), les mécanismes d'émission et d'ionisation de champ sont peu probables. Cependant un régime d'impulsions avec formation de bulle a été observé à ces valeurs de champs [64], ce régime pouvant être attribué à un mécanisme d'avalanches électroniques dans la phase liquide.

### CONCLUSION GENERALE

Ce travail nous a permis d'apporter des éclaircissements tant sur le plan expérimental que sur les processus physico-chimiques intervenant dans les mécanismes de propagation et de génération des streamers dans les diélectriques liquides en géométrie pointe-plan, sous créneau de tension.

Nous avons montré, grâce à un dispositif expérimental permettant de photographier des phénomènes rapides ( $v \lesssim 10$  km/s) avec un temps d'exposition de 100 ns, que :

- Il existe une relation entre la forme du streamer et sa vitesse de propagation indépendamment de la polarité et de la nature du liquide (contenant ou non des additifs) : plus le streamer est filamenteux, plus il est rapide et réciproquement.

- Courants et émissions lumineuses associés à la propagation des streamers sont également en relation étroite avec leur forme et leur vitesse : les streamers lents produisent des courants formés de pics discrets (de même que l'émission lumineuse) alors que les streamers rapides donnent lieu à des courants (et une émission lumineuse) dont la variation est assez régulière, jusqu'à un maximum qui correspond à l'arrivée du streamer sur le plan.

- La charge des streamers rapides est plus importante que celle des streamers lents, quelle que soit la polarité de la pointe. La variation de cette charge, dans le cas des streamers rapides est sensiblement la même que celle correspondant à une sphère conductrice se développant de la pointe vers le plan, ce qui laisse à penser qu'il existe autour du filament, un important volume conducteur.

- La distribution de vitesse admet presque toujours un minimum comme celle du champ sur le front d'une sphère conductrice se développant de la pointe vers le plan.

- Les deux modes de propagation sont observés quelle que soit la polarité dans de nombreux liquides, le mode supersonique apparaissant d'autant plus fréquemment que l'on accroît la tension ou/et la pression ou/et que l'on abaisse la température.

- Les propriétés électroniques des additifs -composés capteurs d'électrons ou à bas potentiel d'ionisation- et des liquides (dont la molécule comporte des halogènes) jouent un rôle déterminant dans les mécanismes de propagation en augmentant la vitesse des streamers.

D'autre part, en créneau de tension, les phénomènes de génération ne peuvent s'expliquer par les mécanismes d'émission et d'ionisation de champ. Dans le cas des pointes de rayon de courbure élevé ( $r_p > 10 \mu\text{m}$ ), la génération des streamers est vraisemblablement due aux renforcements locaux du champ.

Nous avons montré que, quelle que soit la polarité de la pointe, la pression hydrostatique agit de façon considérable sur le streamer en diminuant son volume et en l'empêchant de se propager, ce qui indique que le streamer est une phase gazeuse. La pression agit également sur la génération des streamers. Pour des pressions et des pentes de rampe de tensions élevées, les champs de seuil (calculés avec l'approximation hyperboloïdale) seraient suffisants pour produire une émission ou ionisation de champ mais cette augmentation pourrait être due à l'effet de la charge d'espace ; nous n'avons pas pu vérifier l'existence de ces mécanismes d'injection.

Le bilan énergétique montre (dans le cyclohexane, le MDBT et le PXE) que pour les streamers lents, la vaporisation est le mécanisme dominant alors que pour les streamers rapides, c'est plutôt la dissociation et l'ionisation des molécules qui dominent. Ces résultats sont confirmés par l'analyse chromatographique des gaz dissous (générés par les streamers) dans le liquide et par l'analyse spectroscopique de la lumière émise par les streamers.

Le mécanisme de cavitation induite par les phénomènes EHD est à écarter, la viscosité ne jouant aucun rôle dans les deux polarités.

Les caractéristiques de notre générateur d'impulsions ne nous ont pas permis d'étudier les phénomènes de génération des streamers aux temps de montée très brefs (qq. ns) ainsi que l'influence de la pression dans ces conditions, ce qui limite nos conclusions quant aux mécanismes de génération.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. Von HIPPEL  
J. Appl. Phys. 8, (1937), 815
  
- [2] T.J. LEWIS  
J. Appl. Phys. 27, (1956), 645
  
- [3] J. ADAMCZEWSKI  
Zeszyty nauk. Politech. Gdanska, 3, (1957), 3
  
- [4] D.W. SWAN  
Proc. Phys. Soc. 78, (1961), 423
  
- [5] F. KOCK  
Elektrotechn. Zeits, 36, (1915), 85
  
- [6] K.C. KAO and J.B. HIGHAM  
J. Electrochem. Soc. 108, (1951), 522
  
- [7] P.K. WATSON and A.H. SHARBAUGH  
J. Electrochem. Soc. 107, (1960), 516
  
- [8] K.C. KAO  
Conference paper, AIEE, Winter Meeting (1960), 60
  
- [9] Z. KRASUCKI  
Proc. R. Soc. A. 294, (1966), 393
  
- [10] W.R.L. THOMAS  
Annual Report of the Conf. Elect. Ins. Diel. Phen., (1973), 130
  
- [11] S.M. KOROBEJNIKOV, K.V. YANSHIN and E.V. YANSHIN  
Proc. of the 4th Intern. Symp. on the high Voltage engineering  
-Athènes, (1983), paper 24.09

- [12] S.S. HAKIM and J.B. HIGHAM  
Nature 189, (1961), 996
  
- [13] B. FARAZMAND  
Brit. J. Appl. Phys. 12, (1961), 251
  
- [14] W.G. CHADBAND and G.T. WRIGHT  
Brit. J. Appl. Phys. 16, (1965), 305
  
- [15] E. MORIKAWA  
Electr. Eng. Japan 92, (1972), 11
  
- [16] S.SAKAMOTO and H. YAMADA  
IEEE Trans. Electr. Insul., EI-15, 3, (1980), 171
  
- [17] P.J. Mc KENNY and P.B. Mc GRATH  
IEEE Trans. Elect. Insul., EI-19, 2, (1984), 93
  
- [18] H. YAMASHITA and H. AMANO  
IEEE Trans. Elect. Insul., EI-20, 2, (1985), 247
  
- [19] W.G. CHADBAND  
J. Phys. D : Appl. Phys., 13, (1980), 1299
  
- [20] K.N. MATHES and T.O. ROUSE  
Ann. Rep., CEIDP, NAS-NRC, (1975), 129
  
- [21] R.P. BLAUNSTEIN and L.G. CHRISTOPHOROU  
Rad. Res. Rev. 3, (1971), 69
  
- [22] A.O. ALLEN, T.E. GANGWER and R. HOLROYD  
"II", J. Phys. Chem., vol. 79, 1, (1975), 25
  
- [23] J.C. DEVINS, S.J. RZAD and R.J. SCHWABE  
J. Appl. Phys., vol. 52, 7, (1981), 4531



- [24] W.G. CHADBAND and T.M. SUFIAN  
IEEE Trans. Electr. Ins., EI-20, 2, (1985), 239
- [25] R.E. HEBNER, E.F. KELLEY, E.O. FORSTER and G.J. FITZPATRICK  
IEEE Trans. Electr. Ins., EI-20, 2, (1985), 281
- [26] P.B. Mc GRATH and J.K. NELSON  
Proc. 6th Int. Conf. Cond. Breakd. Diel. Lig., Rouen, (1978),  
281
- [27] R.N. ALLAN and E.M. HIZAL  
Proc. IEE, vol. 121, 3, (1974), 227
- [28] R.J. SCHWABE, S.J. RZAD and J.C. DEVINS  
IEEE Trans. P.A.S., vol. 101, 8, (1982), 2799
- [29] E.F. KELLEY and R.E. HEBNER  
J. Appl. Phys. 52, 1, (1981), 191
- [30] T.W. LIAO and J.G. ANDERSON  
Trans. Amer. Inst. Elect. Engrs. 72, Pt. 7, (1953), 641
- [31] V.S. KOMELKOV  
Soviet Phys. Techn. Phys., 6, (1962), 691
- [32] I.S. STELKOLNIKOV and V.Y. USHAKOV  
Soviet Phys. Tech. Phys., 10, (1966) 1307
- [33] V.Y. USHAKOV  
Soviet Phys. Tech. Phys., 10, (1966), 1420
- [34] Y. KAMATA and Y. KAKO  
IEEE Trans. Elect. Ins., EI-15, 1, (1980), 18
- [35] J.C. DEVINS, S.J. RZAD and R.J. SCHWABE  
IEEE Ann. Rep., CEIDP, (1976), 182

- [36] H. YAMASHITA and H. AMANO  
J. Electrostatics, 12, (1982), 253
- [37] M.C. HANNA, J.E. THOMPSON and T.S. SUDARSHAN  
IEEE Ann. Rep., CEIDP, (1983), 245
- [38] H. YAMADA and T. SATO  
IEEE Trans. Elect. Ins., EI-20, 2, (1985), 261
- [39] R. TOBAZEON and D. PHILIPPE  
Proc. 8th Int. Conf. Cond. Breakd. Diel. Liq., Pavia, (1984),  
190
- [40] J.K. NELSON and P.B. Mc GRATH  
IEEE Ann. Rep., CEIDP, (1976), 193
- [41] H. YAMASHITA, M. ISHIKAWA and H. AMANO  
Proc. 6th Int. Conf. Cond. Breakd. Diel. Liq., Rouen, (1978),  
293
- [42] H. YAMASHITA, T. OKADA and H. AMANO  
Proc. 8th Int. Conf. Cond. Breakd. Diel. Liq, Pavia (1984),  
159
- [43] R.T. HARROLD  
Ann. Rep., CEIDP, NAS-NRC, (1974), 123
- [44] P.K. WATSON  
IEEE Ann. Rep., CEIDP, (1981), 370
- [45] P.K. WATSON  
Proc. 8th Int. Conf. Cond. Breakd. Diel. Liq., Pavia, (1984),  
361
- [46] N. FELICI  
Journées d'Etudes de Grenoble, Conduction et claquage dans  
les liquides isolants, (1986), 88

- [47] K. YOSHINO  
IEEE Trans. Elect. Ins., EI-15, 3, (1980), 186
- [48] R.F. SAXE and T.J. LEWIS  
Brit. J. Appl. Phys., 6, (1955), 211
- [49] R. HANCOX  
Nature, London, 178, (1956), 1305
- [50] T.J. LEWIS and B.W. WARD  
Proc. R. Soc. A 269, (1962), 233
- [51] B.N. WARD and T.J. LEWIS  
Brit. J. Appl. Phys., 14, (1963), 368
- [52] T.J. GALLAGHER and T.J. LEWIS  
Brit. J. Appl. Phys., 15, (1964), 929
- [53] J.E. BRIGNELL  
Proc. IEE, 113, (1966), 1683
- [54] B.W. WARD  
Seminarium Wyladowania w Dielektrykach Cieklych, Wroclaw,  
(1968), 73
- [55] O. GZOWSKI  
Sem. Wyladowania w Diel. Ciekly, Wroclaw, (1968), 94
- [56] J.E. BRIGNELL and K.D. METZMACHER  
J. Phys. D: Appl. Phys., 4, (1971), 253
- [57] K. ARII, I. KITANI and M. KAWAMURA  
J. Phys. D: Appl. Phys., vol. 12, (1979), 787
- [58] K. ARII, K. HAYASHI, I. KITANI and Y. INUSHI  
5th Int. Conf. Cond. Breakd. Diel. Liq., Delft, (1975), 163

- [59] J.M. MEEK and J.D. CRAGGS  
Electrical Breakdown of Gases, John Wiley and Sons, 1979
- [60] B. HALPERN and R. GOMER  
J. Chem. Phys., 51, n° 2, (1969), 1031 et 1048
- [61] E.V. YANSHIN, K.V. YANSHIN and S.M. KOROBEJNIKOV  
8th Int. Conf. Cond. Breakd. Diel. Liq., Pavia, (1984),  
194
- [62] P. SIBILLOT et R. COELHO  
Le Journal de Physique, 35, (1974), 141
- [63] B. SINGH, C.W. SMITH and J.H. CALDERWOOD  
4th Int. Conf. Cond. Breakd. Diel. Liq., Dublin, (1972), 202
- [64] A. DENAT, B. GOSSE and J.P. GOSSE  
Revue de Physique Appliquée, (soumis)
- [65] W. SCHMIDT  
IEEE Trans. Elect. Ins., EI-19, n° 15, (1984), 389
- [66] D.H. TREVENA  
J. Phys. D : Appl. Phys., 17, (1984), 2139
- [67] L. CHINCHOLE  
C.R. Acad. Scien., 265A, (1967), 240
- [68] K.C. KAO  
IEEE Trans. Elect. Ins., EI-11, (1976), 121
- [69] R. TOBAZEON  
Technique de l'Ingénieur (sous presse)

- [70] W.R.L. THOMAS  
Proc. of the 1975 Conf. on Diel. Mat. Meas. and Appl., Conf.  
Pub. November, 129, p. 311
- [71] K. YOSHINO, H. FUJII, R. TAKAHASHI, Y. INUISHI, K. HAYASHI  
and U. KUBO  
J. Electrostatics, 7, (1979), 103
- [72] K. YOSHINO, K. OHSEKO, M. SHIRAISHI, M. TERAUCHI and Y.  
INUISHI  
J. Electrostatics, 12, (1982), 305
- [73] K. YOSHINO, K. OHSEKO, M. SHIRAISHI, M. TERAUCHI and Y.  
INUISHI  
J. Electrostatics, 12, (1982), 323
- [74] H. FUJII, I. KAIZAKI, K. YOSHINO and Y. INUISHI  
J. Phys. D : Appl. Phys., 12, (1979), 1555
- [75] A.H. SHARBAUGH and P.K. WATSON  
Progress in Dielectrics, vol. 1, Heywood, London, (1962)
- [76] M. Von LAUE  
Ann. Phys. Leipzig 76, (1925), 261
- [77] R. STRIEGEL  
Arch. Elektrotech., 29, (1934), 671
- [78] S.J. RZAD, J.C. DEVINS and R.J. SCHWABE  
IEEE Trans. Elect. Ins., EI-14, 6, (1979), 289
- [79] K.C. KAO and J.P.C. Mc MATH  
Ann. Rep., CEIDP, NAS-NRC, (1968), 42

- [80] J.K. NELSON and I.F.M. HASHAD  
5th Int. Conf. Cond. Breakd. Diel. Liq., Delft, (1975), 41
- [81] Y. YASOJIMA, N. HOSOKAWA, T. NITA and Y. INUISHI  
7th Int. Conf. Cond. Breakd. Diel. Liq., Rouen, (1978), 105
- [82] E.M. HIZAL and S. DINCER  
J. Electrostatics, 12, (1982), 333
- [83] T.J. LEWIS  
Proc. Inst. Electr. Engrs. 100, 2A, (1953), 141
- [84] P.B. Mc GRATH and J.K. NELSON  
J. of Electrostatics, 7, (1979), 327
- [85] A. DENAT, B. GOSSE and J.P. GOSSE  
J. of Electrostatics, 11, (1982), 1979
- [86] J. CASANOVAS, R. GROB, D. GRELOT, D. BLANC and J. MATHIEU  
J. of Electrostatics, 7, (1979), 227
- [87] M.P. DE HAAS, J.M. WARMAN, P.P. INFELTA and A. HUMMEL  
Chem. Phys. Lett., 31, (1975), 382
- [88] T.M. SUFIAN and W.G. CHADBAND  
IEEE Ann. Rep., Conf. Electr. Insul. Diel. Pheno., (1983), 20
- [89] P.J. Mc KENNY and P.B. Mc GRATH  
IEEE Ann. Rep., Conf. Electr. Insul. Diel. Phen., (1982), 504
- [90] O. LESAINTE and R. TOBAZEON  
IEEE Inter. Symp. on Elect. Ins., (1986)
- [91] N. HOUSER and R.C. JARNAGIN  
J. Chem. Phys., vol. 52, 3, (1970), 1069

- [92] A. DENAT  
Thèse de Docteur es-Sciences Physiques, Grenoble, (1982)
- [93] E.F. KELLEY, R.E. HEBNER, E.O. FORSTER and G.J. FITZPATRICK  
Proc. IEEE, Conf. Record of 1982 IEEE Int. Symp. on Elect.  
Ins. (1982), 255
- [94] W.G. CHADBAND and J.H. CALDERWOOD  
J. Electrostatics, 7, (1979), 75
- [95] J.C. DEVINS and S.J. RZAD  
IEEE Ann. Rep., CEIDP, (1982), 383
- [96] E.O. FORSTER, G. FITZPATRICK, R.E. HEBNER and E.F. KELLEY  
IEEE Ann. Rep, CEIDP, (1981), 377
- [97] E.F. KELLEY and R.E. HEBNER  
Appl. Phys. Lett. 38, (1981), 38
- [98] A. BEROUAL and R. TOBAZEON  
IEEE Trans. Elect. Ins., EI-21, 4, (1986), 613
- [99] F. HEIMAN, P. SIBILLOT and R. COELHO  
J. Phys. D : Appl. Phys., vol. 9, (1976), 95
- [100] W.R. WILSON  
AIEE Trans., PAS, vol. 72, pt III, (1953), 68
- [101] F.M. CLARCK  
Insulating materials for design and engineering practice,  
John Wiley and Sons, Inc, 1962
- [102] R. COELHO and J. DEBEAU  
J. Phys. D : Appl. Phys., 4, (1971), 1266

- [103] N. FELICI  
Revue de Physique Appliquée, (soumis)
- [104] P.P. WONG and E.O. FORSTER  
Proc. of the 6th Int. Conf. Cond. Breakd. Diel. Liq., Rouen  
(1978), 299
- [105] E.O. FORSTER and P.P. WONG  
Proc. of the 3rd Int. Symp. on high voltage Engineering,  
Milan (1979), paper 23-17
- [106] E.O. FORSTER and P.P. WONG  
Conf. Rec. of the 1980 IEEE Int. Symp. on Elect. Ins., Boston,  
(1980), 222
- [107] P.P. WONG and E.O. FORSTER  
IEEE Trans. Elect. Ins., EI-17, n° 3, (1982), 203
- [108] A. DENAT  
Communication privée
- [109] P.J. SIBILLOT  
Thèse de Docteur ès-Sciences Physiques, Paris VI, (1975)
- [110] L.B. LOEB  
Electrical Coronas, University of California Press, Berkeley,  
(1965)
- [111] R. HACKAM, C. RAJA RAO and G.R. GOWINDA RAJU  
Proc. Int. Conf. Gas Discharges, 4th, Swansea, Great Britain,  
(1976), 209
- [112] C. GARY, B. HUTZLER and J.P. SCHMIDT  
IEEE Summer Meeting, (1972)
- [113] H. POLAK and B. JACHYM  
J. Phys. C, Solid State Phys., 10, (1977), 3811



- [114] H. NAMBA, M. CHIBA, Y. NAKAMURA, T. TEZUKA, K. SHINSAKA  
and Y. HATANO  
J. of Electrostatics, 12, (1982), 79
- [115] E.H. BÖTTCHER, W.F. SCHMIDT  
J. Chem. Phys., 80, (1984), 1353.

ANNEXE**FONCTIONNEMENT DU SYSTEME INTEGRATEUR DE CHARGE**

Le système intégrateur comporte une batterie de condensateurs de mesure commutables, dont les valeurs s'échelonnent entre 100 pF et 100  $\mu$ F, un transistor 2N 2905 court-circuitant normalement le condensateur de mesure en service.

Lorsqu'une impulsion négative d'amplitude comprise entre 3 kV et 50 kV est appliquée à la cellule de mesure, le générateur déclenche également, sur le front descendant de cette impulsion, le monostable 1 (fig.52,53A et 53B). Le front descendant de la sortie de ce monostable déclenche à son tour le monostable 2 (fig. 52, 53B et 53C) qui par l'intermédiaire de l'amplificateur de commande A4 bloque le transistor 2N 2905 précédemment saturé. Ceci a pour effet de permettre l'intégration des charges traversant la cellule sans pour autant prendre en compte le courant de charge de la capacité de la cellule. Le retard au blocage du transistor 2N 2905 peut être ajusté entre 0,3 et 3  $\mu$ s.

A partir du moment où le transistor se bloque, on observe un signal en escalier (fig. 53E) se terminant par un palier. La charge totale ayant transité à travers la cellule a pour expression  $Q = CU$ , C étant la valeur de la capacité de mesure et U étant égale à  $U_1$ , valeur de palier de la tension aux bornes de cette capacité entre l'instant  $t_5$ , qui dépend de la vitesse du streamer, et l'instant  $t_1$  correspondant au retour à zéro de l'impulsion de haute tension appliquée à la cellule.

Pour permettre une mesure correcte de cette valeur par le convertisseur analogique numérique du calculateur et, pour éventuellement éliminer les charges parasites se manifestant après la traversée du streamer, on bloque la valeur finale à l'instant  $t_4$  réglable entre  $t_2$  et  $t_1$ .

Le monostable 3, lui-même déclenché par le front descendant du signal B, commande une porte analogique (fig. 52 et 53E, 53F) qui établit la liaison entre le condensateur  $C_1$  et la sortie de l'amplificateur  $A_2$  de l'instant  $t_2$  à l'instant  $t_4$  (fig. 53D).

A partir de  $t_4$ , la liaison est ouverte et  $C_1$  garde en "mémoire" la valeur de la tension  $U_2$  (fig. 53F) jusqu'à l'instant  $t_2$  de la période suivante.

L'amplificateur suiveur  $A_3$  d'impédance d'entrée  $10^{10} \Omega$  effectue l'adaptation d'impédance nécessaire à la lecture de  $U_2$  par le convertisseur analogique numérique du calculateur. Ce calculateur permet de mettre en mémoire les valeurs finales relatives, à la série d'impulsions programmée (jusqu'à 15 000).

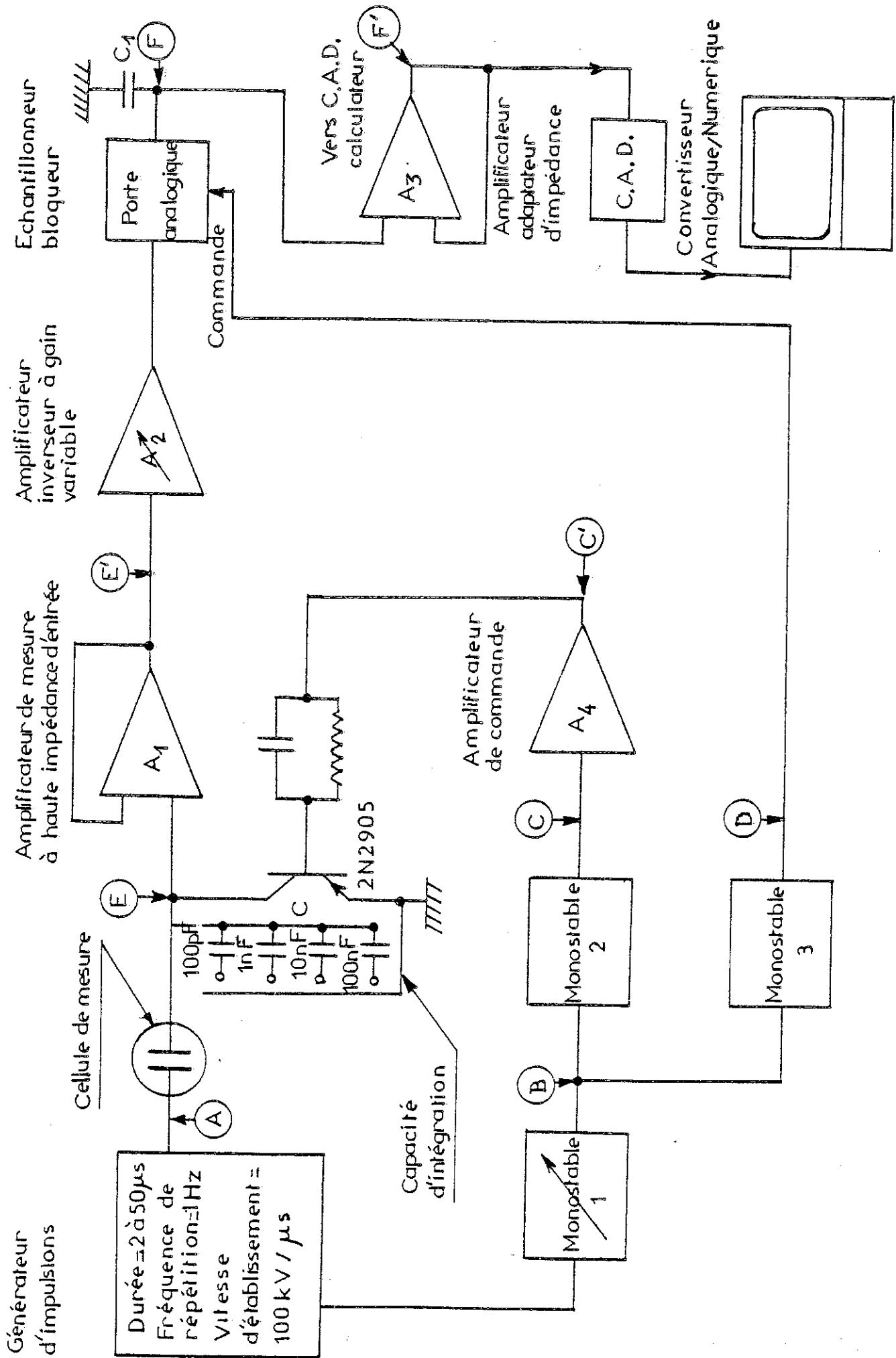


Figure 52 : Système intégré

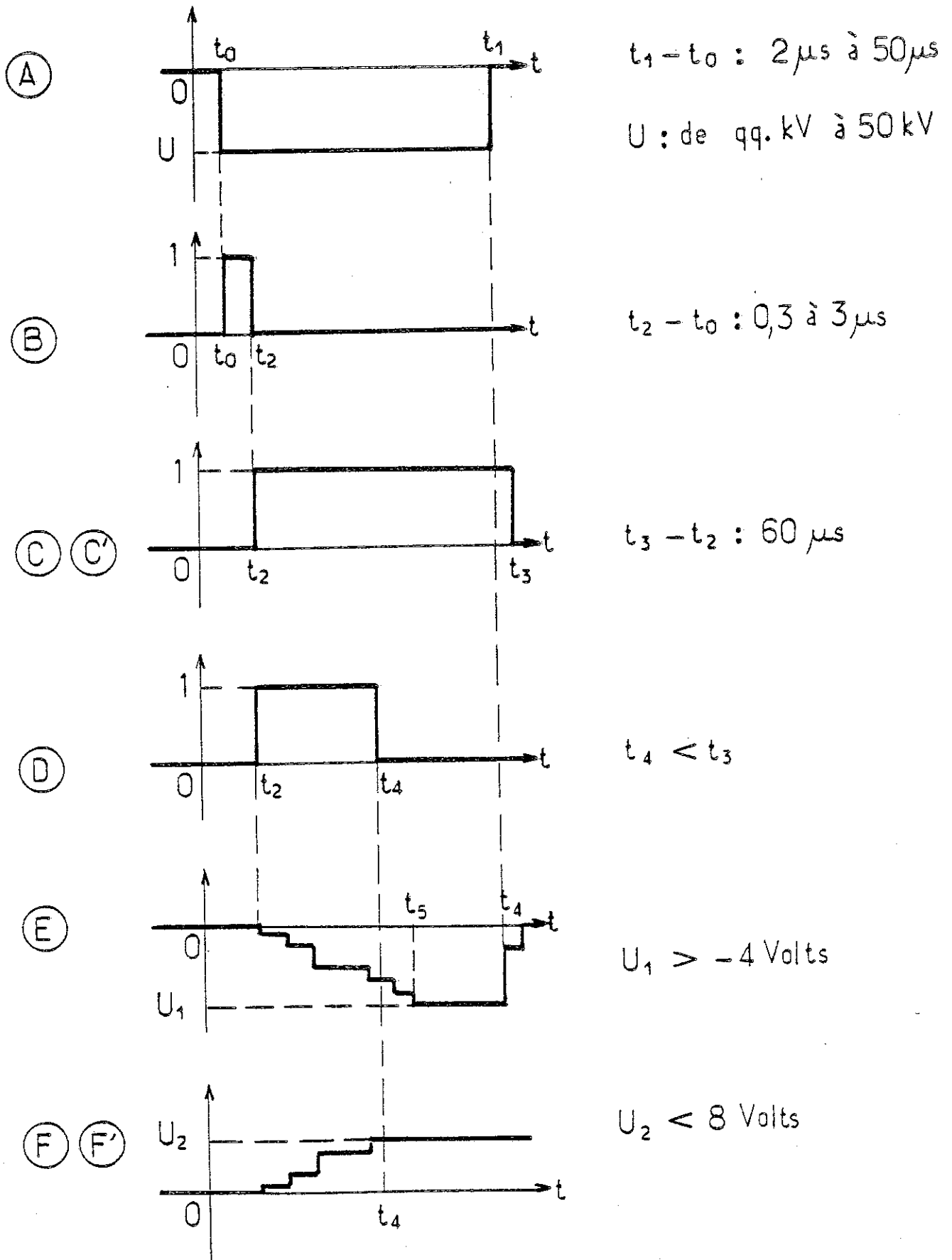
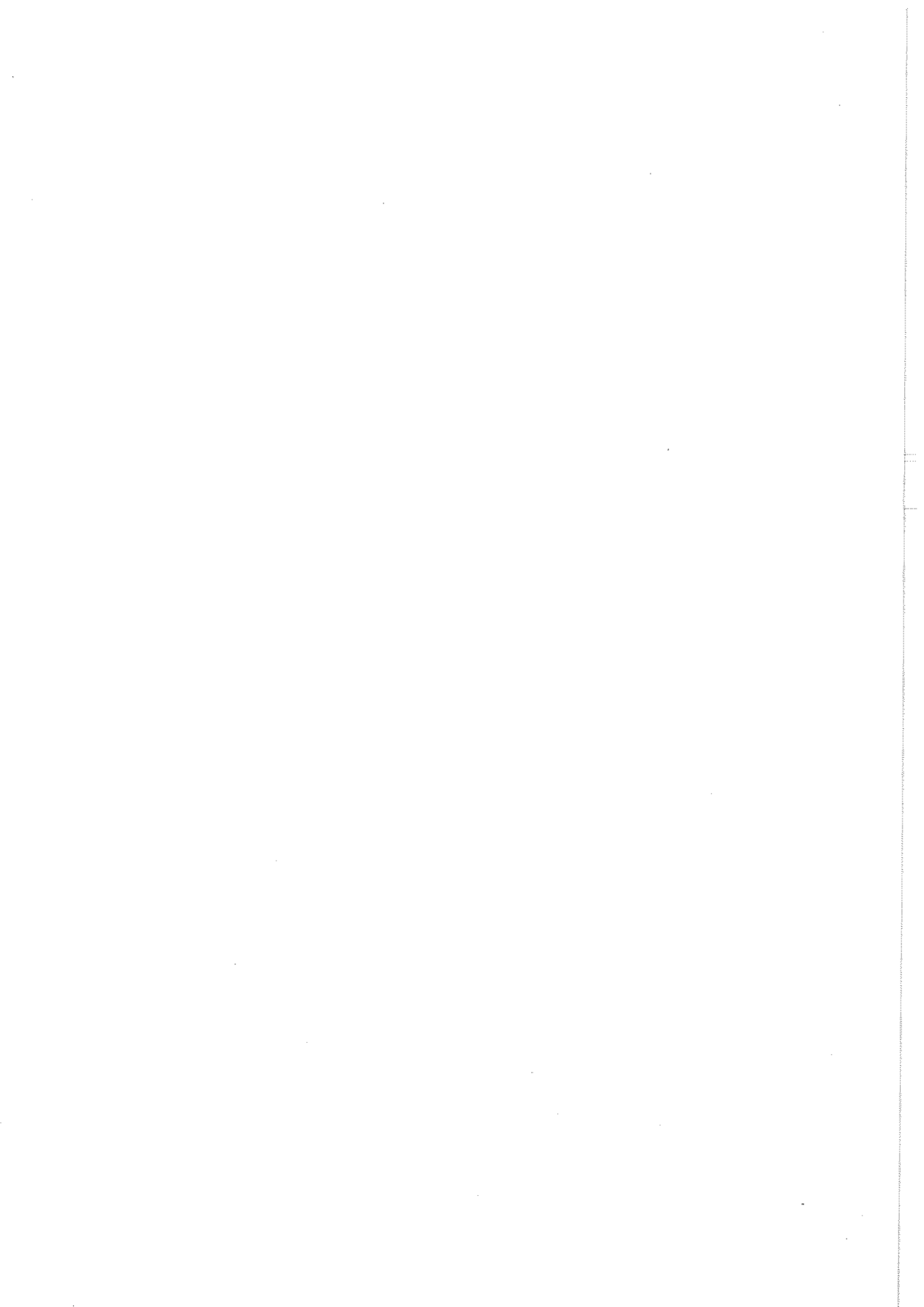


Figure 53 : Principe de fonctionnement du système intégrateur





A U T O R I S A T I O N D E S O U T E N A N C E

---

VU les dispositions de l'article 5 de l'arrêté du  
16 Avril 1974

VU les rapports de présentation de Messieurs

N. FELICI  
R. COELHO  
R. TOBAZEON

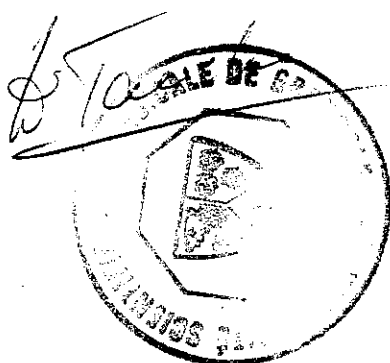
**Monsieur Abderrahmane BEROUAL**

est autorisé à présenter une thèse en soutenance en vue  
de l'obtention du grade de  
DOCTEUR D'ETAT ES SCIENCES.

Fait à Grenoble, le 16 JAN. 1987

Le Président de l'U.S.T.M.G.

Le Président de l'I.N.P.G



D. BLOCH  
Président  
de l'Institut National Polytechnique  
de Grenoble  
P.O. le Vice-Président,





## RESUME

Un nouveau dispositif expérimental permet de visualiser aisément, en géométrie pointe-plan sous créneau de tension, les "streamers" qui précèdent généralement le claquage. Pour de très nombreux liquides, il existe une relation étroite entre la forme du streamer, sa vitesse de propagation, les courants et la lumière émise quelle que soit la polarité. Les vitesses augmentent par addition de composés capteurs d'électrons ou à bas potentiel d'ionisation.

Pour des pressions et des pentes de rampe de tension élevées, les champs harmoniques de génération des streamers sont suffisants pour produire une émission ou ionisation de champ.

On montre que les processus gazeux interviennent dans les deux polarités. L'analyse du bilan énergétique indique que les mécanismes dominants sont la vaporisation pour les streamers lents et la dissociation et l'ionisation pour les streamers rapides, ce qui est confirmé par chromatographie et spectroscopie d'émission.

## MOTS - CLES

Electrotechnique

Liquides isolants

Préclaquage et claquage sous impulsion de tension

Streamers

Action des additifs

Mesure des courants prédisruptifs et des émissions lumineuses

Chromatographie et spectroscopie d'émission

