UNIVERSITE DE MONTREAL

REALISATION D'UN MONTAGE DE DECHARGES PARTIELLES: DETECTION ELECTRIQUE ET OPTIQUE.

par

Claude HUDON
DEPARTEMENT DE GENIE PHYSIQUE
ECOLE POLYTECHNIQUE

MEMOIRE PRESENTE EN VUE DE L'OBTENTION
DU GRADE DE MAITRE ES SCIENCES APPLIQUEES (M.Sc.A.)

avril 1989

© Claude Hudon 1989

National Library of Canada
Bibliothèque nationale du Canada

Canadian Theses Service
Service des thèses canadiennes

Ottawa, Canada
K1A 0N4

The author has granted an irrevocable non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of his/her thesis by any means and in any form or format, making this thesis available to interested persons.

L'auteur a accordé une licence irrévocable et non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de sa thèse de quelque manière et sous quelque forme que ce soit pour mettre des exemplaires de cette thèse à la disposition des personnes intéressées.

The author retains ownership of the copyright in his/her thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without his/her permission.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège sa thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

ISBN 0-315-58182-4

Canada

UNIVERSITE DE MONTREAL

ECOLE POLYTECHNIQUE

Ce mémoire intitulé:

REALISATION D'UN MONTAGE DE DECHARGES PARTIELLES: DETECTION ELECTRIQUE ET OPTIQUE.

présenté par: .....Claude HUDON.....

en vue de l'obtention du grade de: .....M.Sc.A.....

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de:

M. .....R. MACIEJKO....., Ph.D., président

M. .....R. BARTNIKAS....., Ph.D.

M. .....S.SAPIEHA....., Ph.D.

SOMMAIRE

Il est bien connu que les résines d'époxy utilisées comme isolants électriques se détériorent sous l'effet du claquage diélectrique des gaz piégés dans l'isolant. Afin d'en connaître d'avantage sur les mécanismes de claquages nous avons fabriqué une cellule permettant d'étudier la dégradation de la résine soumise aux décharges partielles. Le système possède deux électrodes parallèles d'écartement ajustable à l'aide d'un micromètre. Le système est conçu pour fonctionner sous des pressions allant de 10^{-5} torr à 760 torrs(1.3 mPa à 101.3 kPa). Les échantillons d'époxy qui seront utilisés sont de deux types: des électrodes planes parallèles couvertes d'époxy jusque sur leur contour pour que le claquage du gaz soit contrôlé par l'écartement des électrodes, et une rondelle d'époxy ne contenant qu'une cavité sphérique unique.

Les premiers essais ont été réalisés pour tester les performances de la cellule d'essais. Dans ce but les essais sont effectués dans l'hélium à différents niveaux de pureté et sous tension continue. Le claquage électrique du gaz d'hélium fut détecté en mesurant l'impulsion électrique, à l'aide d'une résistance de détection en série avec le gap entre les deux électrodes planes, ainsi que l'impulsion lumineuse émise. On a trouvé que la largeur de l'impulsion optique est appréciablement plus grande que celle de l'impulsion électrique. La courbe de Paschen obtenue est comparable à celle retrouvée ailleurs dans la littérature. Il a été observé que les décharges de type étincelle ("spark") se produisaient dans le voisinage du minimum de Paschen alors que celles de type luminescent ("glow") se produisent de part et d'autre de ce minimum.

Abstract

It is well known that epoxy resins use as electrical insulation will deteriorate under the influence of dielectrical breakdown of gas traped in the insulation. In order to examine more extensively the aging mechanism involved a discharge chamber has been constructed to study degradation of epoxy resins subjected to partial discharges. The chamber has a micrometer-adjustable electrode system, and it is intended for operation at gas pressures between 10^{-5} torr and 760 torrs(1.3 mPa to 101.3 kPa). The epoxy specimens to be used in the degradation chamber are of two types: parallel-plane specimens that follow the contour of the electrodes such that the discharging gas gap is controlled by the electrodes spacing, and epoxy disk specimens containing a single spherical cavity or void.

Initial measurements were carried out to test the performance of the discharge chamber. For this purpose breakdown tests were carried out in helium of different purity levels, under d.c. conditions. The breakdown of the helium was detected both by the electrical pulse measured across a detection resistance in series with the spark gap, and by the optically measured light emission pulse. The width of the optical pulse was found to be appreciably larger then that of the electrical pulse. The measured Paschen curve compared well with data obtained from the literature. It was observed that spark type discharges occurred in the vicinity of the Paschen minimum, while glow discharges tended to prevail on either side of the minimum.

Remerciements

Je tiens à remercier Dr. Raymond Bartnikas pour son support et sa confiance en moi, mais surtout pour avoir su me guider adroitement dans mon travail grâce à sa grande expertise. J'aimerais également remercier mon co-directeur de projet Dr. Michel Wertheimer pour toutes ses discussions ainsi que la chance qu'il m'a offerte d'effectuer la transition entre le milieu universitaire et le milieu de la recherche industrielle. Finalement, je voudrais remercier M. Yvon McNicoll pour son support technique sans lequel je n'aurais su rencontrer les délais fixés.

TABLE DES MATIERES

Sommaire iv

Abstract v

Remerciements vi

Liste des tableaux ix

Liste des figures x

Liste des annexes xiii

Liste des symboles xiv

1 Introduction 1

1.1 Les décharges partielles 1

1.2 Objectifs du présent travail 4

2 Méthodologie expérimentale 6

2.1 Fabrication des échantillons 6

2.1.1 Mélange de la résine et injection de la cavité 7

2.1.2 Polissage et installation de la fibre optique 10

2.1.3 Moulage des électrodes encastrées 16

2.1.4 Démoulage et ouverture de la cavité 18

2.2 Le montage expérimental 20

2.2.1 Cellule d'essais 22

2.2.2 Instrumentation électronique 26

2.2.2.1 Mesures dans les gaz 26

2.2.2.2 Mesures d'échantillons solides 29

2.2.3 Instrumentation optique 30

3 Résultats et discussion 38

3.1 Temps de charge et de décharge 38

3.2 Caractéristiques des signaux optiques vs électriques 40

3.3 Caractéristiques des décharges dans l'hélium 47

3.3.1 Effet de la tension appliquée 47

3.3.2 Effets d'impuretés dans l'hélium et courbe de Paschen 50

4 Conclusions 63

4.1 Travaux futurs 64

Bibliographie 66

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I: Intensité des impulsions enregistrées pour les différents niveaux d'amplification du PM. 32

Tableau II: Tension d'amplification du photomultiplicateur et signal optique normalisé. 37

Tableau III: Caractéristiques des signaux de claquages avec des condensateurs de 100pF et 200pF. 43

Tableau IV: Temps d'attente et de montée en fonction de la surtension et de la contamination de l'hélium. 51

LISTE DES FIGURES

Figure 1 :	Montage servant à l'injection d'une cavité.	8
Figure 2 :	Tranche coupée de la tige d'époxy.	11
Figure 3 :	Système d'alignement de la fibre optique sur la cavité.	13
Figure 4 :	Rayons guidés par la fibre optique.	14
Figure 5 :	Distance entre la fibre et la cavité.	14
Figure 6 :	Ensemble de moulage des électrodes encastrées.	17
Figure 7 :	Système de détection optique et électronique dans le montage haute tension.	19
Figure 8 :	Les différentes étapes d'ouverture de la cavité. Vue de dessus et de profil.	21

Figure 9 : a) Schéma de la cloche à vide. 23

b) Base de la cloche à vide. 24

Figure 10 : Schéma de l'unité de pompage. 25

Figure 11 : a) Détecteur de courant situé sous l'électrode basse tension. 27

b) Détecteur de décharges partielles.

c) Circuit de détection de signaux rapides.

Figure 12 : Signal optique et électrique pour différents niveaux d'amplification du PM. 33

Figure 13 Graphique de l'amplitude normalisée du signal optique en fonction de la tension cathode-anode du PM. 37

Figure 14 : Schéma du circuit de charge et de décharge des électrodes. 39

Figure 15 : Signaux électriques et optiques sous tension de 303 V, pour deux condensateurs, un de 100pF et un de 200pF. V_{ca}=-850 V. 43

Figure 16 : Courant de la décharge. 45

Figure 17 : Intensité des signaux électrique et optique en fonction de la surtension appliquée. L'hélium pur est à la pression atmosphérique. 49

Figure 18 : Temps d'attente en fonction de la surtension appliquée. 52

Figure 19 : Temps de montée des signaux en fonction de la pression partielle d'air dans l'hélium. 55

Figure 20 : Tension de claquage de l'hélium en fonction de la pression partielle d'air. 56

Figure 21 : a) Courbe de Paschen de l'hélium. 58
b) Agrandi de la courbe de Paschen.

Figure 22 : a) Durée des impulsions par rapport à la courbe de Paschen. 60
b) Temps de montée de l'impulsion optique par rapport à la courbe de Paschen.

Figure 23 : Tension alternative appliquée à un échantillon contenant une cavité idéale. 62

LISTE DES ANNEXES

Annexe I :	Caractéristiques du photomultiplicateur RCA 31034-05 fournies par le manufacturier.	68
Annexe II :	Calcul du photocourant généré par une décharge partielle.	70
Annexe III:	Spécifications de la fibre optique de quartz AMP 501112-5.	73

LISTE DES SYMBOLES

Q_{max}:	intensité de la décharge (coulomb)
O.N.:	Ouverture numérique de la fibre optique
n_o:	indice de réfraction de la résine
θ_o:	angle d'incidence des rayons entrant dans la fibre
n_1:	indice de réfraction du coeur de la fibre
n_2:	indice de réfraction de la gaine de la fibre
λ:	longueur d'onde de la lumière
d:	diamètre de la cavité
L:	distance du centre de la cavité à la fibre
P.M.:	Photomultiplicateur
C_{cc}:	coupleur capacitif
C_t:	capacité de la cellule d'essais
C_p:	capacité parasite du reste du système
C_s:	condensateur en série avec C_t
L_p:	inductance de l'impédance de détection
R_p:	résitance totale du circuit de détection
Z_d:	impédance de détection
H.T.:	haute tension
V_{ca}:	tension appliquée entre la cathode et l'anode du P.M.
$(V_0)_{max}$:	tension maximale du signal électrique vue par l'oscilloscope
R_{scope}:	impédance d'entrée de l'oscilloscope
I_{max}:	photocourant maximum à l'anode du P.M.
I_{pc}:	photocourant à l'anode du P.M.
R:	résistance limitant le courant lors des essais sous tension continue

t_c:	temps de décharge électrique du gap
C:	condensateur de charge lors des essais sous tension continue
ε:	permitivité de l'hélium
A:	surface des électrodes
d_e:	diamètre des électrodes
C_g:	capacité du gap dans l'hélium
C_{tot}:	capacité totale impliquée lors de la charge
t_d:	temps de décharge électrique du gap
C_{tot2}:	capacité totale impliquée lors de la décharge
p_a:	rapport de la pression de l'air sur la pression totale dans l'enceinte
Δt:	durée de l'impulsion
Q_d:	charge dissipée lors de la décharge
Q:	charge initiale stockée dans le système
V_{cl}:	tension de claquage
V_{app}:	tension appliquée
I:	courant de la décharge
R_s:	résistance en série avec le gap
V_e:	Tension associée au signal électrique
V_o:	Tension associée au signal optique
Q_{d100}:	charge dissipée avec le condensateur de charge de 100 pF
Q_{d200}:	charge dissipée avec le condensateur de charge de 200 pF
V_s:	surtension appliquée lors du claquage
t_{lag}:	temps d'attente avant la décharge
t_{re}:	temps de montée du signal électrique
t_{ro}:	temps de montée du signal optique

I_c:	courant de charge
I_d:	courant de décharge
N:	nombre de décharges pour 1/4 cycle

1 INTRODUCTION

Les résines d'époxy sont utilisées à profusion comme isolant électrique dans les dispositifs haute tension tels les transformateurs, les alternateurs,les rondelles d'isolation, etc. L'époxy est un matériau de choix grâce à ses bonnes propriétés d'isolation électrique, sa faible absorption d'humidité, sa bonne résistance thermique, de bonnes propriétés d'adhésion et ses performances mécaniques. Tout en étant le meilleur choix pour ces applications, une exposition prolongée à une haute tension alternative provoque une érosion de l'isolant par le mécanisme de décharges partielles. Cette détérioration cause éventuellement la rupture diélectrique de l'isolant.

1.1 LES DECHARGES PARTIELLES

Dû à la nature même des méthodes de production des isolants à base de résine d'époxy, il réside, occasionnellement, dans le volume de l'isolant de petites cavités sphériques. Il est bien établi [1] que les isolants organiques soumis à des champs électriques élevés, sont dégradés par de faibles décharges qui ont lieu dans des cavités ou de petites fissures à proximité des conducteurs. Plusieurs études ont été réalisées, aussi bien sur des cavités cylindriques [2][3][4][5] ouvertes ou fermées, que sur des cavités sphériques [6][7][8][9]. Le dernier cas est évidemment plus près de la situation réelle.

Dans plusieurs cas on soupçonne que la cause principale du claquage électrique des isolants à base d'époxy est due aux décharges partielles dans les microcavités [9][10]. Les décharges ont lieu dans les cavités gazeuses à faibles contraintes électriques. Lorsqu'on applique une tension croissante sur ces matériaux, le claquage se produira dans ces dernières bien avant de se produire dans le diélectrique. Les espèces ionisées ainsi formées dans la cavité seront emportées par le champ électrique jusqu'à ce qu'elles atteignent les parois de l'isolant. Il en résulte une diminution du champ dans la cavité donc une extinction de la décharge. Ce processus se produit très rapidemment, la durée typique étant de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-6}sec [8][9]. L'existence de ces décharges a été mainte fois observée et n'est plus à prouver[4][9][11][12]. On cherche maintenant plutôt à prévoir leur comportement.

Plusieurs méthodes ont été élaborées afin de tester les appareils [7] isolés à l'époxy avant de les mettre en service. On espère ainsi éviter le bris prématuré de l'équipement. Lors de ces essais on fixe, par exemple, un seuil d'intensité de décharges qui détermine si la pièce contrôlée peut être installée ou non. Le seuil accepté est, dans une certaine mesure, arbitraire car la corrélation entre l'intensité des décharges partielles et le temps de vie de l'isolation n'est pas du tout évidente.

On sait cependant [13], de façon générale, que la détérioration par décharges partielles comprend les six étapes suivantes:

1° Erosion et production de produits chimiques (gaz, liquide, solide).

2° Diminution de l'épaisseur de l'isolant.

3° Formation de cratères.

4° Concentration de champs électriques.

5° Arborescence.

6° Claquage final.

Tout au cours de ces changements, les décharges passent d'impulsions initialement de grandes intensités à de très faibles décharges juste avant la 6ème étape [10]. Des raisons possibles de ce changement sont l'augmentation de la pression du gaz dans la cavité,ou la conductivité accrue des parois.

Alors qu'on pourrait croire que les décharges les plus intenses sont les plus dommageables pour l'isolant, il n'est en aucun cas prouvé que les caractéristiques initiales, qui présentent un petit nombre de grandes décharges, soient finalement plus dommageable que le mécanisme donnant lieu à un grand nombre de petites décharges [5][14].

Un problème rapidement rencontré dans l'analyse de décharges partielles, est que les détecteurs d'abord utilisés étaient conçus pour répondre au changement abrupt de la tension [11], et ne pouvaient absolument pas détecter la présence de multitudes de microdécharges expérimentalement observées par Tanaka [13] ni de décharges de type luminescent ("glow"). D'ailleurs lors de mesures électriques conventionnelles de décharges partielles, la valeur des quantités observées (courant de décharge, intensité de décharge Q_{max}) diminue graduellement pendant l'application de la tension, alors que le matériau continue de se dégrader jusqu'à la rupture [10].

Une alternative fort intéressante exploitée depuis quelques années [2][7][8][15] est la détection optique de la lumière émise lors de la décharge électrique. Elle apporte beaucoup d'information supplémentaire en plus d'être assez sensible pour détecter les décharges luminescentes . Comme on le sait [10][13], le courant de décharges partielles décroît avec le temps d'application de la contrainte, alors que le photocourant dû à l'émission lumineuse des décharges, lui, maintient une valeur non nulle jusqu'au claquage final.

1.2 Objectifs du present travail

Le but de ce projet est d'étudier la dégradation de l'époxy soumis à l'érosion par des décharges partielles. Afin d'obtenir l'information la plus complète qui soit du phénomène, on propose d'effectuer une analyse aussi bien des signaux électriques que optiques. On tentera de reproduire une situation la plus représentative possible de la réalité. On appliquera ainsi une haute tension alternative sur une cellule d'essai d'époxy contenant une cavité sphérique, unique. Cette cavité sera moulée entre deux électrodes planes et parallèles. Cette géométrie nous assure de soumettre la cavité à un champ électrique uniforme et calculable.

Etant donné l'ampleur du projet il sera réalisé en deux parties. La première, qui est présentée dans ce rapport, est réalisée dans le cadre d'un projet de maîtrise. La deuxième partie fera l'objet de recherches futures.

Dans le chapitre qui suit on présentera la méthode élaborée pour la fabrication des échantillons ne contenant qu'une seule cavité artificiellement formée. La procédure permettant l'ouverture pour l'inspection post mortem de la cavité est aussi décrite dans le chapitre suivant. La dernière partie du chapitre sera consacrée à la description du montage ainsi qu'à celle de l'instrumentation optique et électronique.

L'étape suivante est la vérification du montage qui a dû être construit de toutes pièces. Pour ne pas se perdre dans la complexité du phénomène à étudier, en plus des problèmes probables provenant du montage et des connexions, le reste de ce travail sera voué à cette vérification. Tous les essais de claquage à venir seront réalisés dans l'hélium en champ électrique uniforme.

On démontrera dans le 3ème chapitre à l'aide des résultats des différents essais que le montage est opérationnel. Ces essais comprennent des mesures de temps de décharges, d'intensité relative des signaux optique et électrique, de retard d'un signal par rapport à l'autre et de durée des signaux. L'effet de la contamination de l'hélium sur le temps de montée des signaux et sur la tension de claquage seront aussi étudié. Comme dernière étape de vérification du montage on tracera finalement la courbe de Paschen de l'hélium. On terminera ce travail en tirant quelques conclusions intermédiaires qui nous permettront de passer aux mesures de décharges partielles.

2 METHODOLOGIE EXPERIMENTALE

2.1 FABRICATION DES ECHANTILLONS

La dégradation des isolants électriques par décharges partielles a lieu dans des cavités piégées dans l'isolant. Particulièrement dans le cas des résines d'époxy utilisées comme isolant dans les machines tournantes, ces cavités sont créées et piégées lors du durcissement de ces résines thermodurcissables. On doit donc prendre grand soin en produisant des échantillons qu'ils ne contiennent qu'une seule cavité; ainsi on pourra étudier un phénomène isolé où toute la dégradation se produira dans cette seule cavité formée artificiellement.

Le vieillissement de l'isolant soumis aux décharges partielles se fera en appliquant une tension alternative à 60 Hz et de quelques kilovolts pour simuler les conditions trouvées dans les enroulements de machines tournantes. Afin que la cavité soit soumise à un champ électrique uniforme, l'échantillon sera composé de deux électrodes planes, parallèles, moulées dans une matrice d'époxy; cette situation est équivalente à celle où une barre d'alternateur repose dans sa fente de soutien tout en laissant un espace entre cette barre et le fond de la fente. Le seul défaut de cette cellule d'essai devra être la cavité sphérique placée au centre des électrodes et centrée dans l'écartement de celles-ci.

2.1.1 Mélange de la résine et injection de la cavité

La procédure permettant l'injection d'une cavité unique, pour l'instant remplie d'air, est assez délicate. La méthode est semblable à celle employée par Weldingh [9]. On ne doit pas dévier de cette procédure si on désire effectuer des mesures comparatives sensées.

Les produits utilisés pour le mélange de la résine sont répartis dans les proportions suivantes: résine d'époxy Shell epikote 812 : 1.0, durcisseur Shell "methyl nadic anhydrid": 1.0 et accélérateur Shell dimethyl phenol : 0.045. On mélange ces trois produits pendant 30 minutes à température ambiante, en agitant légèrement sous un vide grossier d'une dizaine de mbars. Cette étape nous assure qu'aucune autre cavité, que celle injectée à l'étape suivante, ne sera présente dans la matrice. L'injection de la cavité est réalisée à l'aide d'un montage semblable à celui utilisé par Weldingh [9]. Il s'agit d'un porte échantillon rotatif monté sur une plaque adaptée sur un four (voir figure 1).

La résine préparée à l'étape précédente est versée dans deux éprouvettes. Une de ces éprouvettes est en polypropylène et a un diamètre de 1.3 cm. Le polypropylène permettra, plus tard, de facilement démouler l'échantillon. On remplit complètement cette éprouvette de résine et on la bouche à l'aide d'une membrane de latex. On la place ensuite dans le support rotatif à l'intérieur du four chauffé à 70°C. L'éprouvette tourne à une vitesse d'environ 100 tours par minute. Ceci permet un durcissement uniforme du mélange.

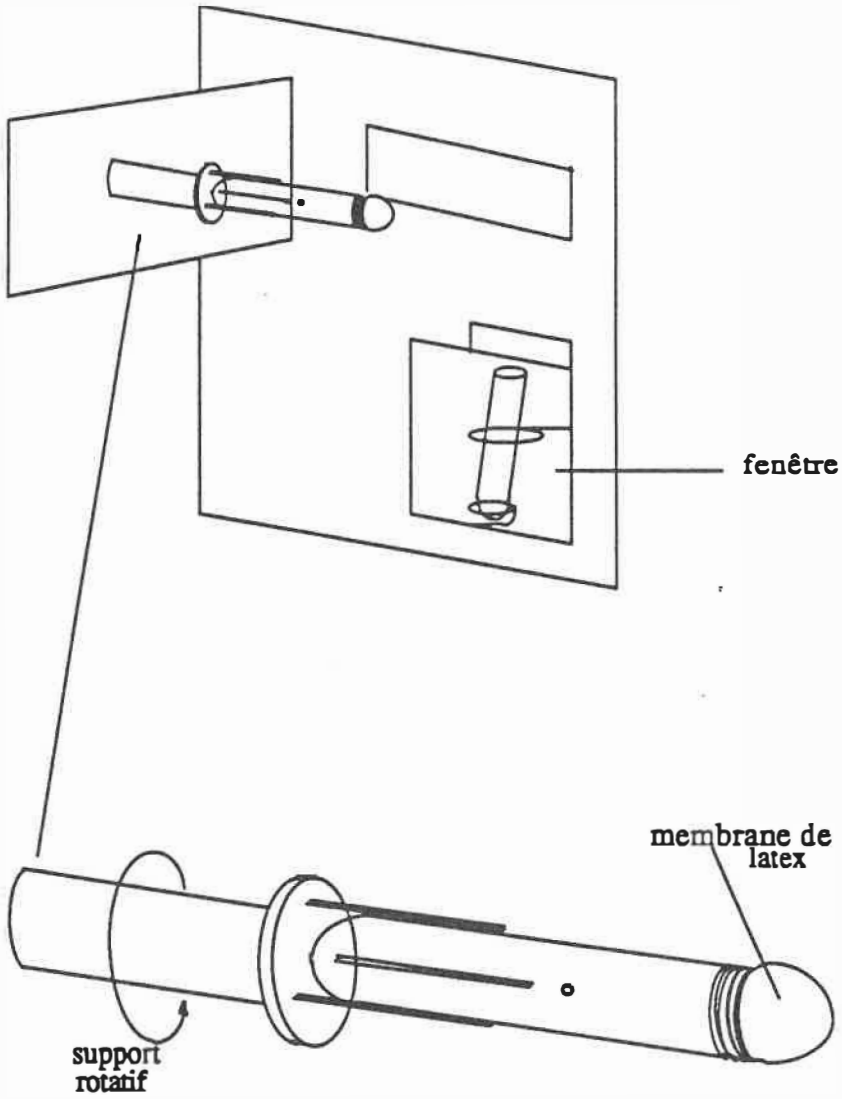


Figure 1 Montage servant à l'injection d'une cavité.

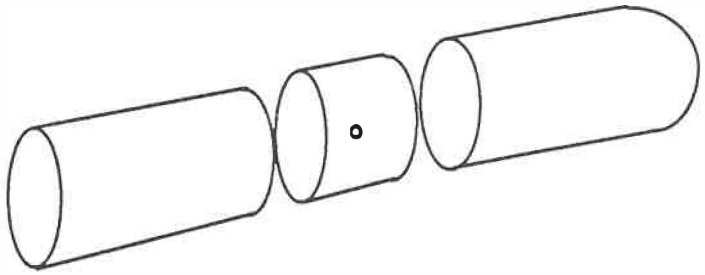
La seconde éprouvette est placée dans un support fixe à l'intérieur du four, devant une fenêtre. On laisse ainsi la résine durcir pendant deux heures, jusqu'à ce qu'elle soit de la viscosité désirée, c'est-à-dire assez liquide pour y injecter une bulle d'air. Si le mélange est trop liquide, la bulle injectée aura tendance à migrer vers les parois de l'éprouvette. Comme on désire obtenir une cavité sphérique, non déformée, on devra piéger la cavité au centre de l'éprouvette. Afin de réaliser ceci, on utilise une pipette Pasteur à l'aide de laquelle on prélève un peu de résine dans l'éprouvette fixe, puis une petite quantité d'air. On replonge la pipette dans la résine et en prélève une autre quantité. On obtient ainsi une bulle d'air piégée dans la pipette, entre deux colonnes de résine. L'étape suivante consiste à percer la membrane de latex fermant l'éprouvette en rotation. On introduit dans ce petit trou la pipette contenant la bulle d'air. On souffle ensuite le contenu de la pipette dans l'éprouvette en rotation. La vitesse de rotation nous assure que la bulle restera au centre de l'éprouvette de polypropylène. La vitesse de rotation a été choisie de telle façon à ce que la bulle injectée reste sphérique pour toute la période de durcissement. Une vitesse trop élevée aurait étirée la bulle dans une forme ellipsoïdale. L'éprouvette en rotation est ensuite placée au four, pour durcissement final à une température de 70°C pendant deux heures. La dimension de la cavité ainsi produite est d'approximativement 1 mm de diamètre. Cette cavité est contenue au centre d'une tige cylindrique d'époxy, très dure, et faisant 13 mm de diamètre. On doit maintenant prélever cette cavité et la mouler entre deux électrodes parallèles.

2.1.2 Polissage et installation de la fibre optique

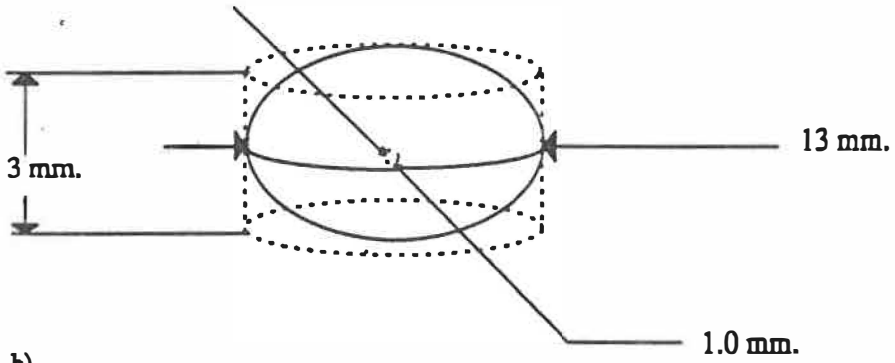
Il est possible d'utiliser une fibre optique comme guide pour détecter la lumière émise par les décharges dans un échantillon d'époxy [7].

La première étape, ici, est de couper une tranche de la tige contenant la cavité et ayant une épaisseur d'environ 5 mm. On polit ensuite cette pastille à l'aide de toile d'émeri de 240, 400 et 600 grains. La forme finale de la pastille est ellipsoïdale, comme on peut le voir sur la figure 2. Cette forme est choisie pour que la jonction entre la nouvelle résine, coulée entre les électrodes, et la pastille ne soit pas parallèle au champ électrique appliqué. On termine le polissage avec un plateau tournant muni d'un feutre et d'un agent abrasif d'alumine 0.3 μm. On ajoute ici qu'afin de pouvoir effectuer les mesures optiques désirées sur l'émission lumineuse créée par les décharges partielles dans la cavité, on modifie la pastille pour qu'on puisse y adapter une fibre optique.

Le couplage par la fibre optique est une alternative au montage avec lentille, proposée dans le but d'améliorer le facteur géométrique, c'est-à-dire la fraction de lumière détectée sur celle émise. Son avantage principal est, toutefois, d'éliminer tous les problèmes d'alignement associés à l'utilisation d'un banc optique. Un tel montage nécessiterait également un blindage adéquat de toutes les pièces situées près de la borne haute tension, ce qui n'est pas le cas pour la fibre. L'utilisation de la fibre permet, en plus, de placer le photodétecteur loin de la haute tension, évitant ainsi tout problème de stabilité qu'engendrerai cette dernière.



a)



b)

Figure 2 a) Tranche coupée de la tige d'époxy.
b) Pastille d'époxy polie.

La méthode élaborée pour fixer la fibre sur la pastille est la suivante: on perce un trou selon le diamètre de cette pastille et aligné sur la cavité. La profondeur de ce trou est d'environ 3.5 mm et son diamètre de 1 mm. On remplit ensuite ce trou d'un mélange de résine dégazé et de même composition que celle de la pastille. Cette résine liquide nous permet d'avoir une bonne adaptation des indices de réfraction de la fibre et de la résine. Un faisceau lumineux provenant d'un laser He-Ne et passant par la cavité éclaire l'extrémité de la fibre qui trempe dans la résine. Le système est aligné de façon à obtenir un maximum de puissance lumineuse à la sortie de la fibre (voir figure 3). On chauffe ensuite la pastille pour fixer la fibre en place.

On retrouve dans la littérature [3] que si le gaz contenu dans la cavité est de l'air, l'émission lumineuse sera centrée autour des raies d'émission de l'azote neutre (N_2), soit $350 < \lambda < 450$ nm. On ne peut donc pas utiliser les fibres de télécommunication conventionnelles puisque leur bande passante est située dans l'infrarouge. On utilisera plutôt une fibre multimode en quartz (AMP Pn501112-5) plus transparente dans le visible et l'ultraviolet. La distance à laquelle la fibre doit être de la cavité est dictée par son cône d'ouverture numérique. La lumière sera guidée par la fibre (figure 4) seulement si la condition suivante est respectée:

$$O.N. = n_o \sin\theta_o \qquad (2.0)$$

O.N. est l'ouverture numérique de la fibre optique, θ_o est l'angle d'incidence (figure 4) et n_o est l'indice de réfraction de la résine.

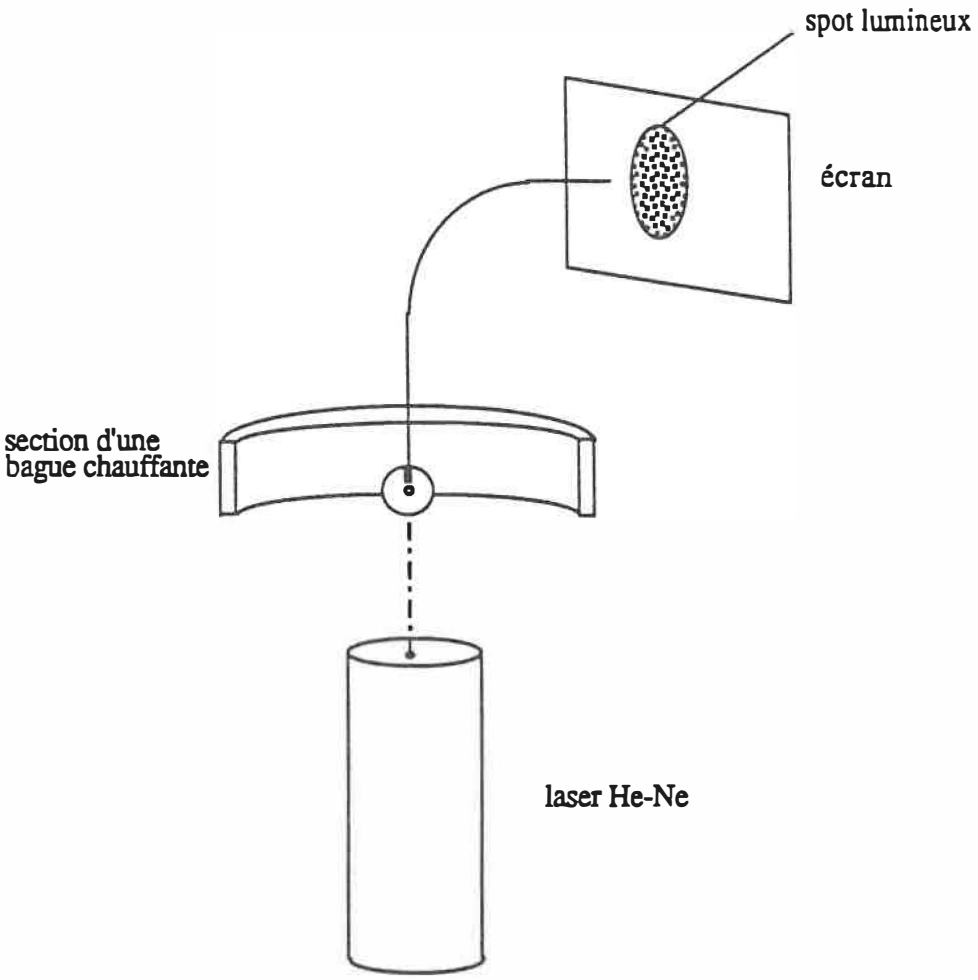
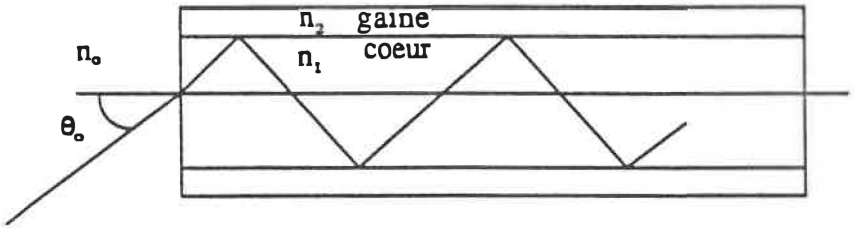
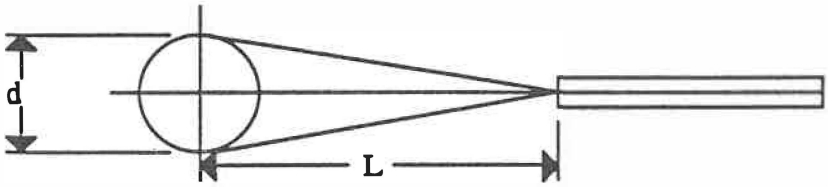


Figure 3 Système d'alignement de la fibre optique sur la cavité.



où n_o est l'indice de réfraction de la résine.
θ_o est l'angle d'incidence.
n_2 est l'indice de réfraction de la gaine
n_1 est l'indice de réfraction du coeur de la fibre

Figure 4 Rayons guidés par la fibre optique



d: diamètre de la cavité
L: distance du centre de la cavité à la fibre

Figure 5 Distance entre la fibre et la cavité.

Pour la fibre de quartz utilisée, O.N.= 0.2 (spécification de la fibre annexe III) alors que l'indice de réfraction de la résine est n_o= 1.6, ce qui donne

$$\theta_o = \sin^{-1}\frac{0.2}{1.6} = 7.18° \qquad (2.1)$$

Pour capter le maximum de lumière possible,émise par la cavité, on fixe la fibre a une distance (L) telle que les rayons extrêmes sont incidents à l'angle θ_o sur la face de la fibre (voir figure 5). Connaissant l'angle θ_o , la distance L est fixée par le diamètre de la bulle, ainsi:

$$L = \frac{d/2}{tg\theta_o} \qquad (2.2)$$

$$L = 3.97 \text{ mm}$$

où d est le diamètre de la cavité, soit 1.0 mm

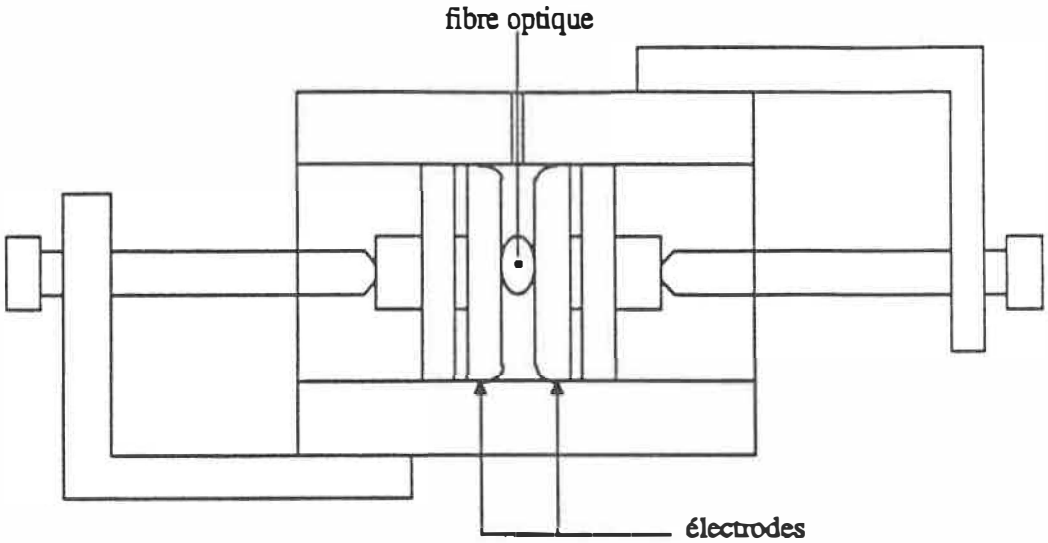
On a à présent produit une pastille d'époxy de 13 mm de diamètre et 3.0 mm d'épaisseur, contenant en son centre une cavité sphérique, remplie d'air, de 1.0 mm de diamètre. A une distance de 3.97 mm de la cavité, une fibre optique de quartz est alignée et fixée sur la pastille. Il reste maintenant à mouler cette pastille entre deux électrodes parallèles pour compléter la cellule d'essai.

2.1.3 Moulage des électrodes encastrées

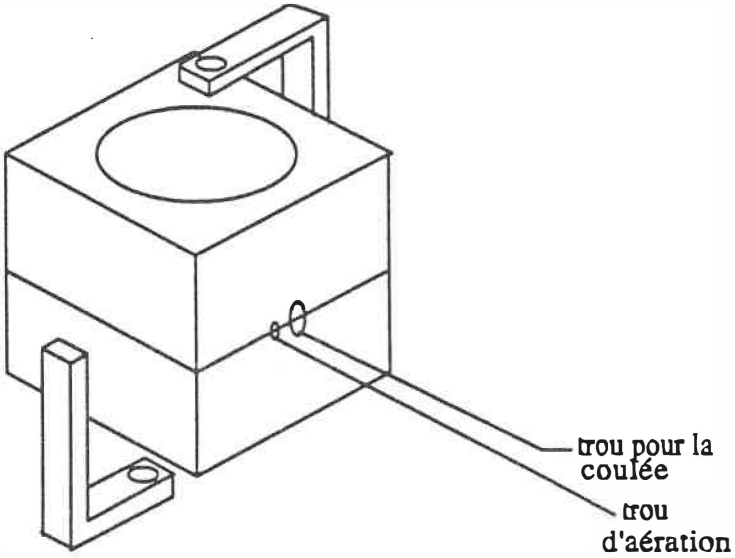
Cette étape de production est une des plus importantes et délicates. Le moulage s'effectue dans un moule d'acier inoxydable spécialement conçu à cette fin. Il est composé d'un cylindre dans lequel s'ajuste les deux électrodes. Ces dernières sont poussées par deux pistons (voir figure 6). Elles sont fabriquées en acier inoxydable, mesurent 5.08 cm (2 pouces) de diamètre et leur coin entre la face plane et le contour est arrondi avec un rayon de courbure de 0.3175 cm (1/8 pouce).

Avant d'assembler toutes les pièces du moule on les enduit d'une très mince couche d'agent démoulant (Ciba-Geigy RP 803) pour faciliter l'ouverture de celui-ci après le durcissement final. La pastille préparée à l'étape précédente est coincée entre les deux électrodes. De cette façon la cavité peut être centrée entre les électrodes. La fibre optique sort par le trou de ventilation du moule; on peut ainsi brancher l'extrémité libre après le moulage. Une fois cet ensemble fixé, on le fait chauffer au four à une température de 70°C. Un mélange de résine, identique à celui de la pastille, est préparé et dégazé. Le remplissage du moule se fait sous un vide grossier de quelques torrs et à température ambiante. Après remplissage et 30 minutes de dégazage, le moule est transféré dans le four à une température de 80°C où il terminera son thermodurcissement.

Il est primordial que l'adhérence de la résine sur les électrodes soit parfaite, afin d'éviter que les décharges partielles ne se produisent en d'autres sites que celui de la cavité. Si c'était le cas, on enregistrerait quand même un signal pour toute la durée de la



a) vue en coupe



b) vue isométrique

Figure 6 Ensemble de moulage des électrodes encastrées

dégradation, soit une centaine d'heures, mais il serait représentatif de décharges partielles à une interface conductrice isolante. Ce n'est clairement pas la situation qu'on désire étudier. On doit en plus s'assurer que les électrodes soient parfaitement planes et parallèles afin d'obtenir un champ électrique homogène dans tout le gap.

Après refroidissement, on ouvre le moule et récupère la cellule d'essai qui sera disposée dans le montage haute tension, comme montré sur le schéma de la figure 7. L'alignement du photomultiplicateur et de la fibre fixe se fera de façon définitive et on ne changera que la fibre amorce à chaque essai (figure 7).

2.1.4 Démoulage et ouverture de la cavité

La dernière étape à laquelle on s'attarde dans ce chapitre, démontre qu'il est possible de prélever la cavité, après le claquage final, pour des fins d'analyse. Malgré une très forte adhérence de l'époxy sur les électrodes il est possible de les séparer proprement sans détruire la cavité. Cette séparation s'effectue par choc thermique. Pour ce faire on trempe la tige d'attache d'une des électrodes dans un bain d'azote liquide. Comme les deux matériaux ont des coefficients de dilatation thermique très différents, la contraction de l'électrode permet une séparation nette de la rondelle d'époxy. On fait de même pour l'autre électrode. Pour réussir à sectionner la cavité en deux parties selon l'épaisseur de la rondelle, demande un peu d'adresse. La raison pour laquelle la rondelle est coupée selon l'épaisseur est qu'on s'attend à retrouver les plus grands changements sur les parois de la cavité les plus rapprochées des électrodes [9]. Ces

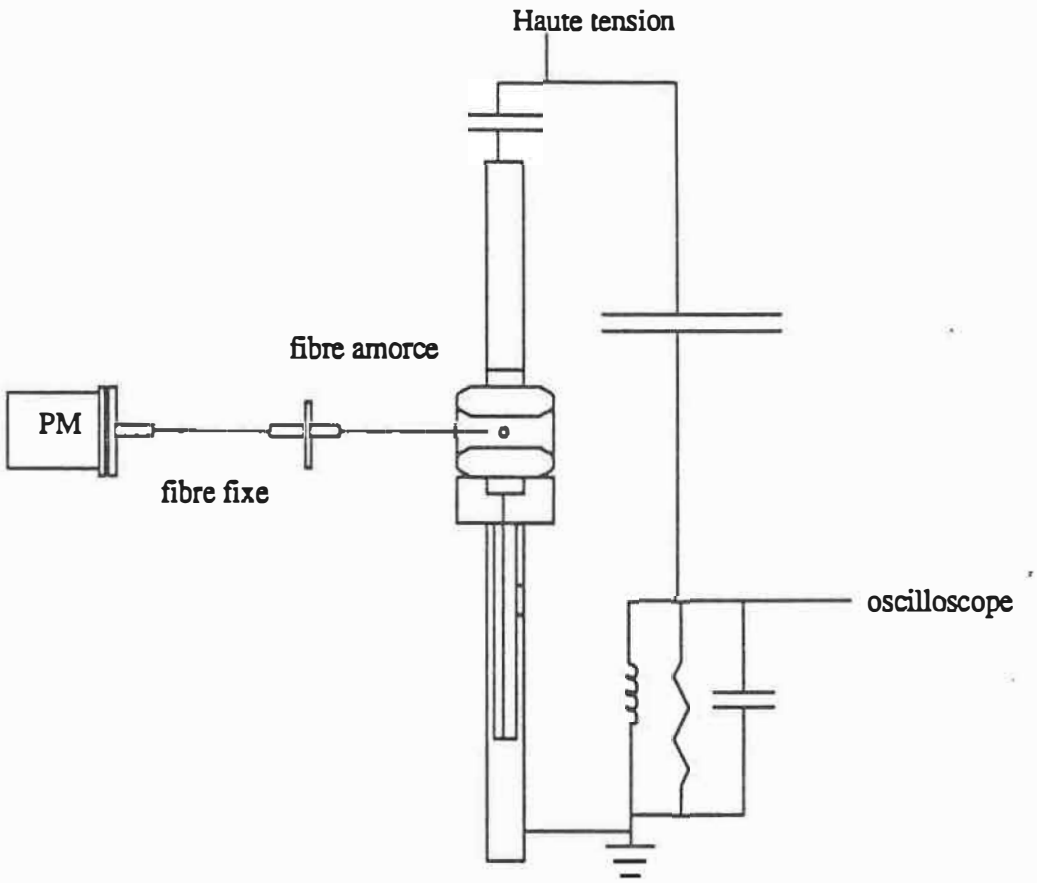


Figure 7 Système de détection optique et électronique dans le montage haute tension.

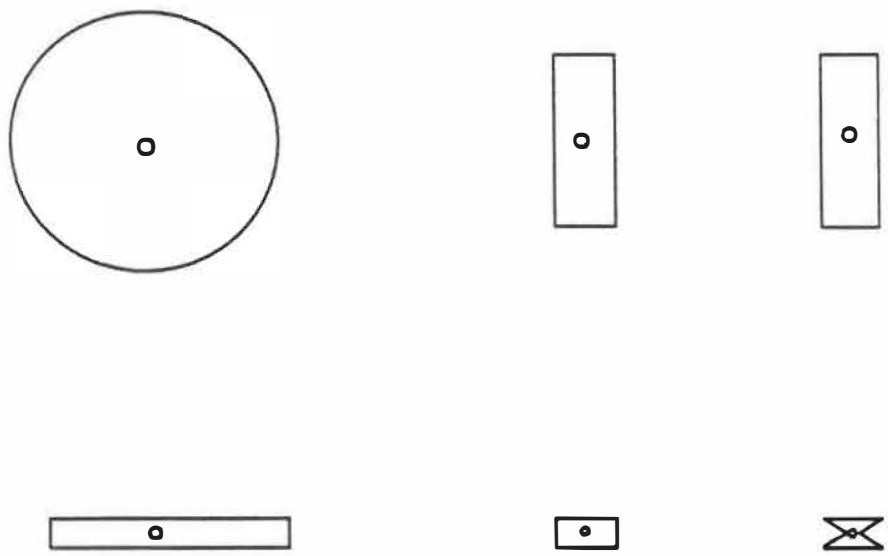
parois doivent donc être gardées intactes. On peut voir sur la figure 8 a) à d) les différentes étapes d'ouverture de la cavité.

On coupe d'abord une plaquette dans la rondelle (8a). On utilise ensuite une mince lame pour couper et affaiblir la paroi de la plaquette au niveau du centre de la bulle (8c). Avec une force de torsion s'appliquant entre les parties supérieure et inférieure (8d), on arrive à séparer les deux parties désirées, l'une de l'autre. Le principe est simple; la difficulté vient du fait que la plaquette n'a que 3 mm d'épaisseur.

Ceci termine le chapitre sur la fabrication de la cellule d'essai. Elle est maintenant prête à être utilisée dans le montage haute tension. Dans la section suivante on traitera de l'élaboration et la réalisation du montage, ainsi que des instruments de détection, qui nous permettront d'effectuer des mesures de décharges partielles.

2.2 Le montage experimental

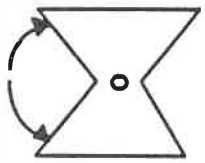
On tentera de démontrer au cours de cette section, à l'aide de différents essais, que les résultats obtenus sont reproductibles. Comme on le verra certains de ces essais pourrons être utilisés pour analyser les décharges partielles lors des mesures sous haute tension alternative.



a) rondelle d'époxy contenant une cavité

b) plaquette d'époxy coupée de la rondelle

c) plaquette quasi sectionnée



d) ouverture de la cavité

Figure 8 Les différentes étapes d'ouverture de la cavité. Vue de dessus et de profil.

2.2.1 Cellule d'essais

Le système de décharge est monté à l'intérieur d'une cloche à vide en forme de croix (voir la figure 9a). Aux extrémités des deux bras horizontaux il y a des fenêtres de quartz. Ces fenêtres permettent d'observer et de détecter le signal lumineux émis par une décharge électrique entre deux électrodes. La détection optique se fait à l'aide d'un photomultiplicateur. Une vis micrométrique est fixée sur la plaque supérieure fermant la cloche. Ce micromètre permet de varier l'écartement entre les électrodes, où aura lieu le claquage.

On voit sur le schéma de la cloche que l'enceinte repose sur une base décagonale (figure 9b). Sur ses faces sont branchés les instruments suivants: 1 : Une prise multifonction, 2 : L'entrée d'air sec contrôlé par microvalve, 3 : L'entrée d'hélium, contrôlé par microvalve, 4 : Une jauge Pirani (Accuvac LPC501), 5 : Une jauge Penning (Alcatel FA101), 6 : La sortie BNC du signal électrique, 7 : Une jauge Pirani pour vide primaire, 8 : Porte libre, 9 : Sortie vers le système de pompage, 10: Thermocouple. On peut également voir sur la figure 10 l'unité de pompage.

Avant de passer aux mesures de décharges partielles, on va s'assurer que le montage actuel, et toutes ses connections, n'entraîne pas de distorsion des signaux. Pour s'affranchir de ceci on réalisera le claquage de gaz en champ uniforme entre deux électrodes planes et parallèles. On utilisera cet arrangement simple pour montrer que les

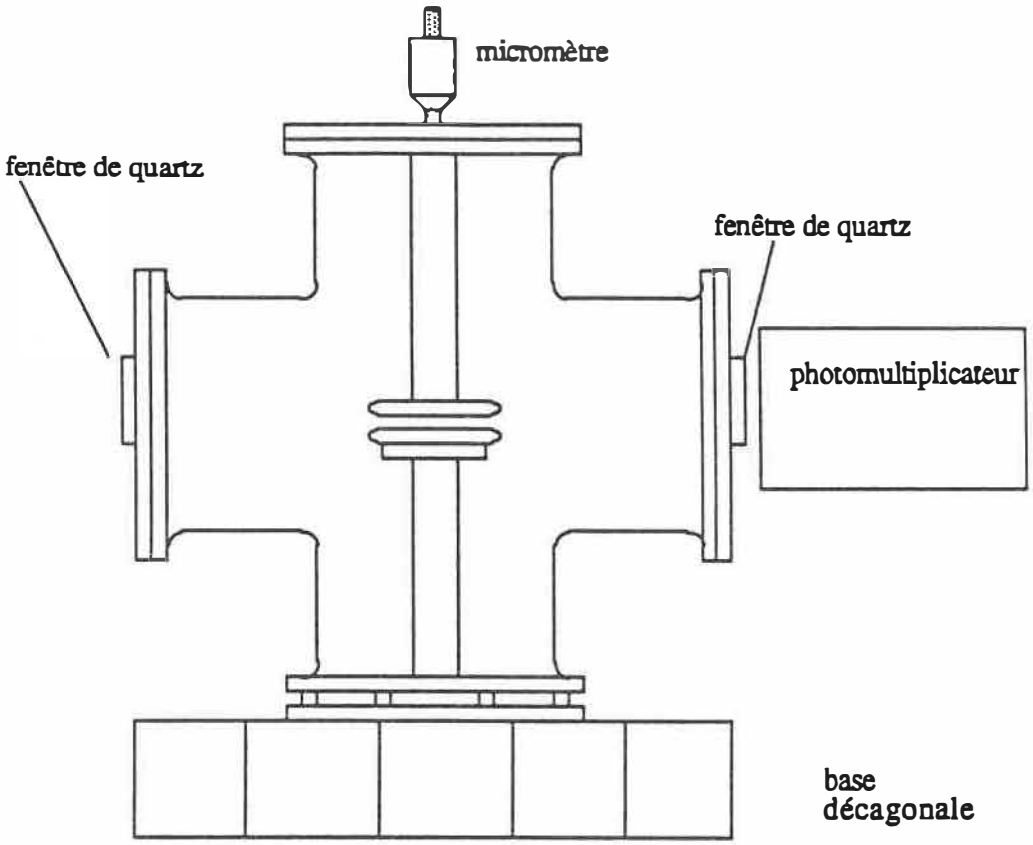
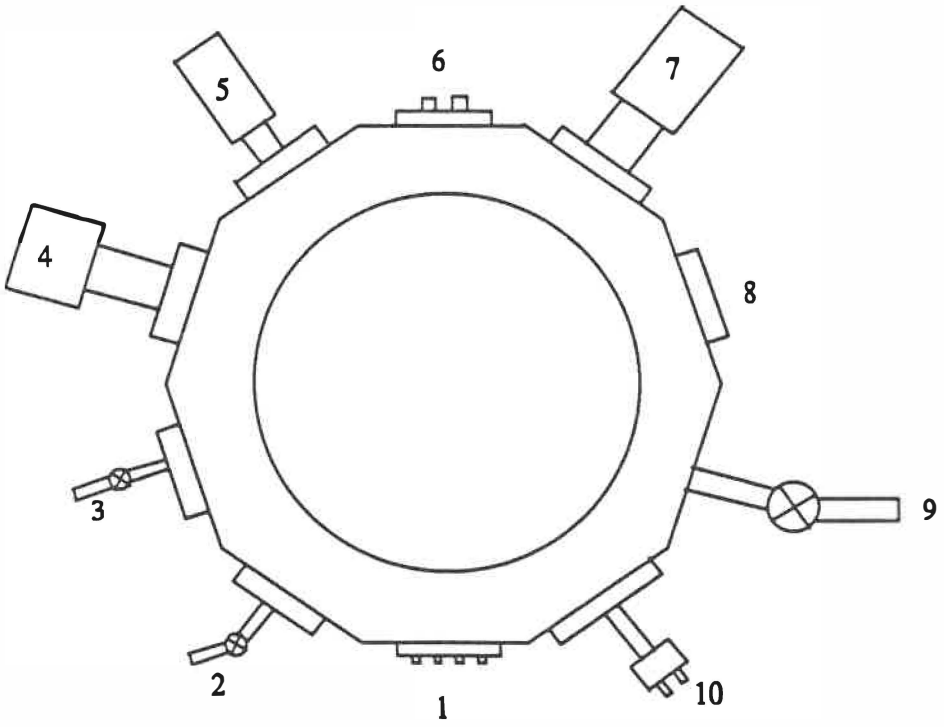


Figure 9 a) Schéma de la cloche à vide.



1: Prise multifonction.
2: Entrée d'air.
3: Entrée d'hélium.
4: Jauge Pirani.
5: Jauge Penning.
6: Sortie bnc.
7: Jauge Pirani.
8: Porte libre.
9: Pompe.
10: Thermocouple.

Figure 9 b) Base de la cloche à vide.

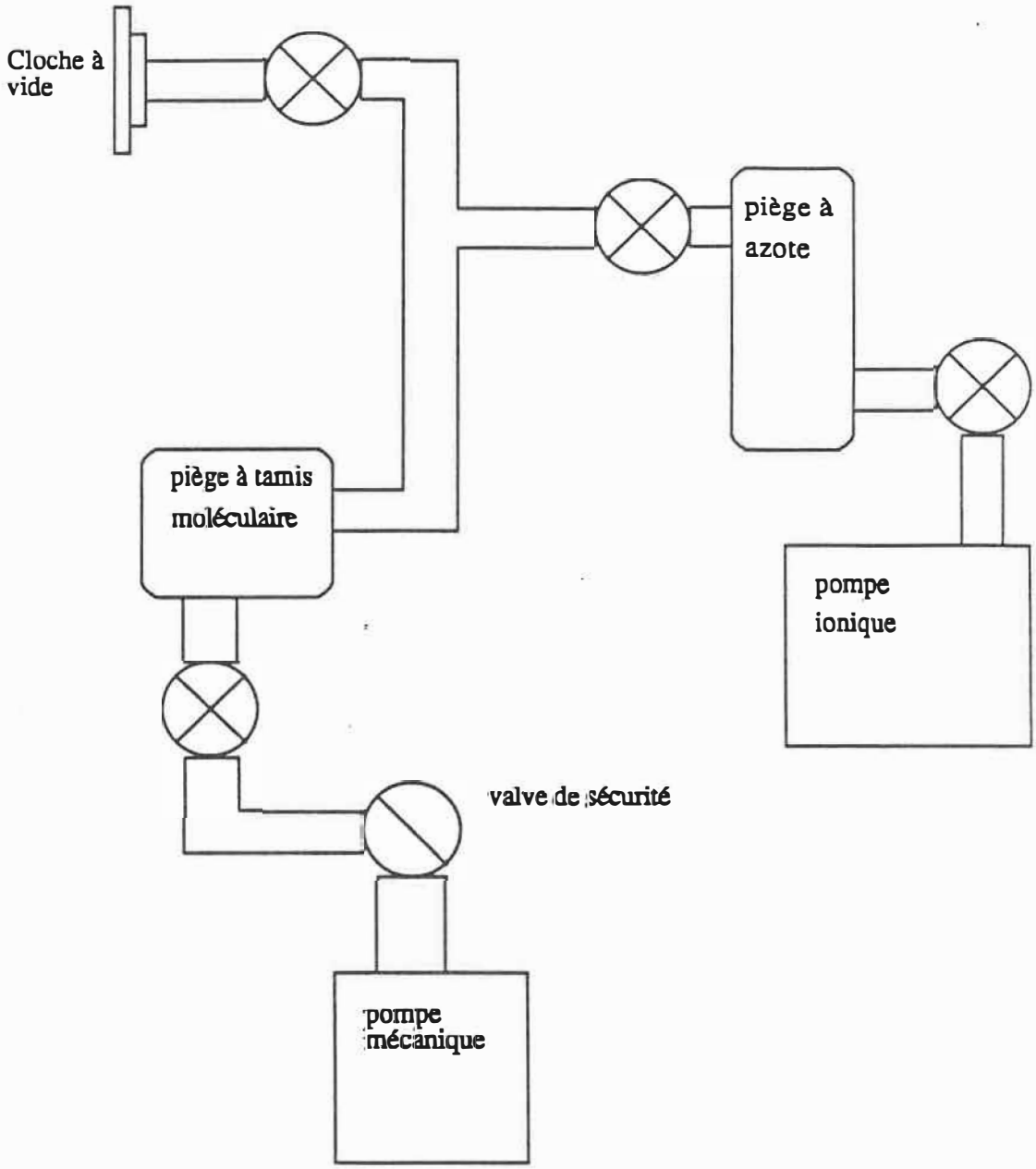


Figure 10 Schéma de l'unité de pompage.

résultats de claquages sont reproductibles. Le gaz utilisé sera l'hélium. On tentera d'en retrouver la courbe de Paschen, connue de la littérature [16]. Il est clair que ce gaz devra être le plus pur possible. Une fois ces étapes accomplies, on pourra passer au système plus complexe de vieillissement de l'époxy par décharges partielles.

2.2.2 Instrumentation électronique

2.2.2.1 Mesures dans les gaz

Dans le présent travail, les claquages étudiés ont lieu dans l'hélium qui occupe le volume de l'enceinte montré à la figure 9a). Sous ces conditions, les tensions continues qu'on doit appliquer pour observer un claquage n'excèdent jamais 1.0 kV. Dans un tel type de montage il est possible, à l'aide du detecteur de courant montré à la figure 11a), d'obtenir un signal électrique aux bornes de la résistance de détection de 50 Ω lorsqu'il y a claquage électrique dans le gaz. Le signal électrique est acheminé par câble coaxial (RG58 d'impédance caractéristique de 50 Ω) à l'entrée d'un oscilloscope échantillonneur Hewlett Packard 54 200A, lui aussi adapté à 50 Ω. Les premiers essais sont réalisés en remplissant l'enceinte de la figure 9 d'hélium et en appliquant une tension continue (DC) jusqu'à ce qu'il y ait claquage.

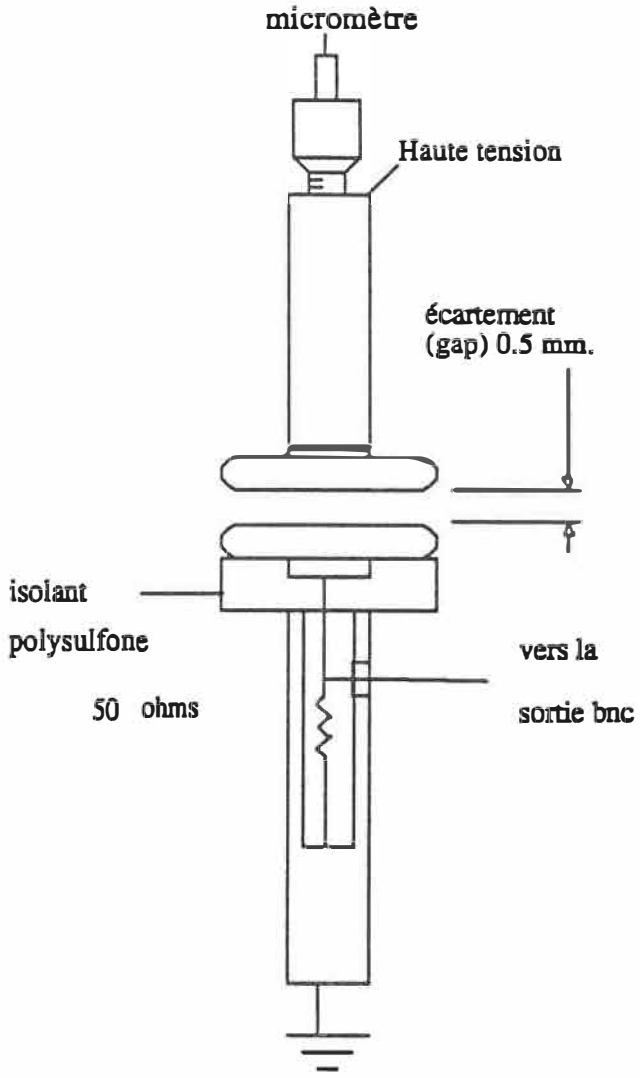
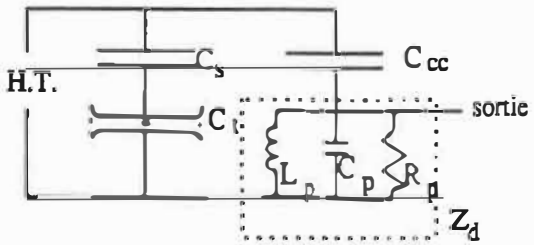
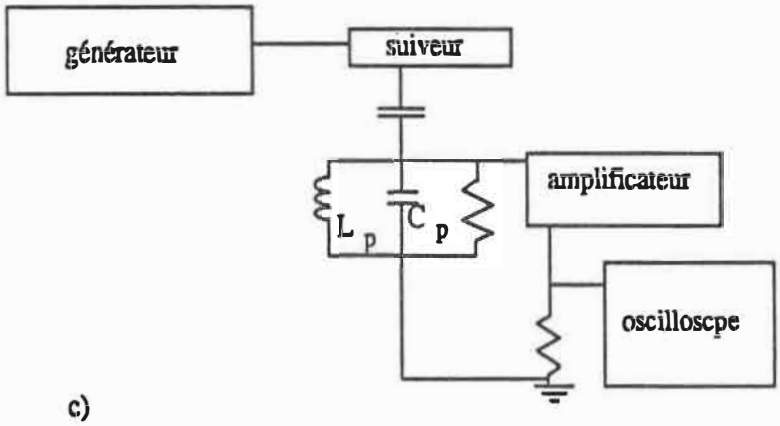


Figure 11a) Détecteur de courant situé sous l'électrode basse tension.

C_{cc} : coupleur capacitif
C_t : cellule d'essais
C_p : capacité de tout le système
C_s : capacité en série avec C_t
L_p : Inductance
R_p : résistance de détection plus résistance d'entrée de l'amplificateur.
Z_d : impédance de détection



b)



c)

Figure 11b) détecteur de décharges partielles.
c) circuit de détection de signaux rapides.

2.2.2.2 Mesures d'échantillons solides

En utilisant la même méthode de détection que lors des essais de claquage du gaz sous tension continue on trouverait, dans le cas des échantillons solides, des signaux représentant assez exactement le temps de montée, la durée et la forme des décharges. Si parcontre on s'intéresse au taux de répétition des décharges et qu'on désire une plus grande sensibilité on adoptera plutôt le détecteur du type RCL déjà largement utilisé pour de telles mesures [17][12] et montré à la figure 11b).

Il est aussi évident que l'intensité de claquages mesurée dans les gaz, alors qu'il y avait décharge complète des condensateurs dans le gap entre les électrodes, est beaucoup plus élevée que celle des décharges partielles. Ici la décharge ne donne lieu qu'à des impulsions de très faible intesité aux bornes du circuit résonnant. Un amplificateur très rapide a dû être fabriqué pour détecter de tels signaux. La bande passante des transistors (Motorola BFR90) utilisés dans l'amplificateur est de 5 GHz. Une telle largeur de bande est nécessaire car on sait par la littérature [8][12][15] que le front des décharges a un temps de montée de l'ordre de la nanoseconde.

Bien qu'aucune mesure sur échantillons solides sous tension alternative n'est encore possible, une simulation de décharges rapides a été réalisée à l'aide d'un générateur d'impulsion carrée de basse tension (générateur Hewlett Packard 8082A). Cet appareil permet de générer des impulsions de temps de montée de t_r=6.0 ns, mesuré à l'aide de l'oscilloscope mentionné à la sous-section précédente. Cette vitesse correspond à la limite fréquentielle de l'oscilloscope. Lorsqu'on injecte un signal dans

le circuit (figure 11c) on enregistre à l'oscilloscope une réponse de temps de montée comparable, soit t_r=6.7 ns avec une légère oscillation atténuée. En ayant environ la même vitesse lorsque l'impulsion entre directement dans l'oscilloscope que lorsqu'elle passe par tout le circuit, on s'assure que ce circuit ne limite pas la vitesse de détection. On note que ce circuit n'est pas représentatif d'une situation réelle de décharges et ne peut pas être utilisé pour calibrer l'intensité de la décharge. D'autre part, le détecteur de décharges partielles montré en 11b) est seulement valable pour détecter les changements abrupts de tension. On devra donc aussi effectuer des mesures optiques en parallèle pour avoir une source d'information complémentaire.

2.2.3 Instrumentation optique

Le signal lumineux émis par la décharge entre les électrodes peut être suivi à l'aide d'un photomultiplicateur (RCA 31034-05, spécification données dans l'annexe I). Ce photomultiplicateur (PM) est aligné sur l'écartemment de 0.5 mm, à l'aide d'un laser He-Ne. On dirige le faisceau sur une cache à l'entrée du PM (montré sur la figure 9a) en passant par les deux fenêtres de quartz de l'enceinte. Pour régler le niveau d'amplification du PM, on soumet d'abord le système a une contrainte électrique. En observant visuellement l'écartement (dans l'obscurité), il est possible de voir la lueur émise. On répète plusieurs fois cette étape en réglant à chaque fois le niveau d'amplification du PM.

On enregistre à chaque fois à l'aide de l'oscilloscope les signaux électrique et optique. On peut ainsi tracer la courbe de l'intensité optique en fonction de la tension appliquée entre l'anode et la cathode du PM (V_{ca}). On suppose que pour une tension constante appliquée sur les électrodes, l'intensité lumineuse est à peu près constante. On voit sur la figure 12 les différents signaux enregistrés. Les caractéristiques de ces signaux sont regroupées dans le tableau I. On remarque d'abord que l'impulsion optique est beaucoup plus longue que son homologue électrique et qu'elle est légèrement décalée par rapport au signal électrique. On discutera cette observation en détail plus tard. Le fait que les signaux ne soient pas de la même polarité est normal, car le photocourant est indépendant de la polarité de la décharge électrique. La polarité de ce dernier ne dépend que de la tension entre la photocathode et les dynodes.

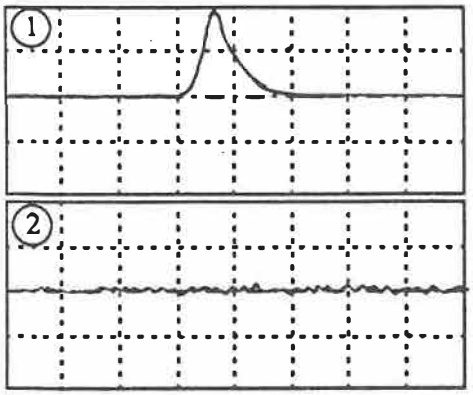
Deux valeurs limites du PM doivent être respectées. La première est la tension V_{ca} qui ne doit pas excéder 2.2 kV. La seconde, plus limitative, est que le photocourant à l'anode ne doit pas dépasser 100 nA en utilisation continue. On utilise ici le PM en mode impulsionnel, beaucoup mois exigeant qu'en continu. Néanmoins, l'amplification sera quand même réglée de façon à ne pas excéder 100 nA de photocourant.

TABLEAU I Intensité des impulsions enregistrées à la figure 12, pour les différents niveaux d'amplification du photomultiplicateur.

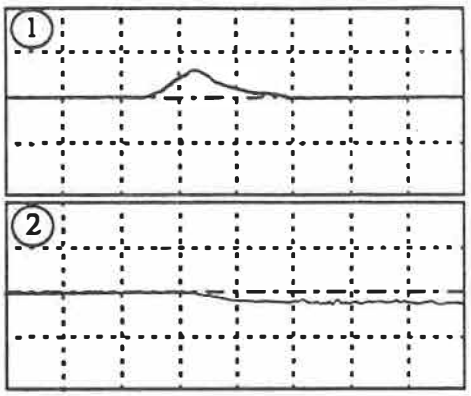
figure	Vapp(V)	-Vca(V)	Ve(mV)	Vo(mV)	- Vo/Ve
a	350	300	226	0	0.00
b	380	540	581	2.9	0.005
c	350	600	238	7.10	0.0298
d	380	690	1230	27.7	0.0225
e	380	830	452	83.9	0.186
f	380	900	484	254	0.506
g	380	1100	387	1290	3.333
h	350	1510	10.3*	14 200	1378*

* Cette valeur est erronée à cause de l'échelle de temps choisie.

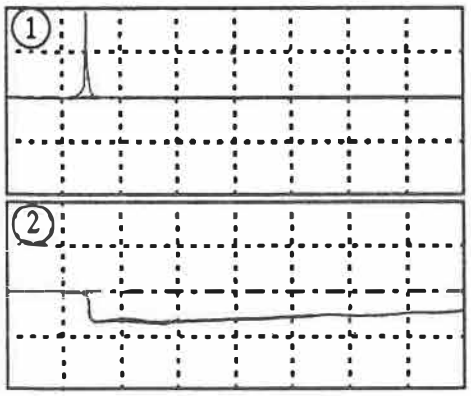
où Vapp est la tension appliquée.
Vca est la tension d'amplification du PM.
Ve est l'intensité du signal électrique.
Vo est l'intensité du signal optique.



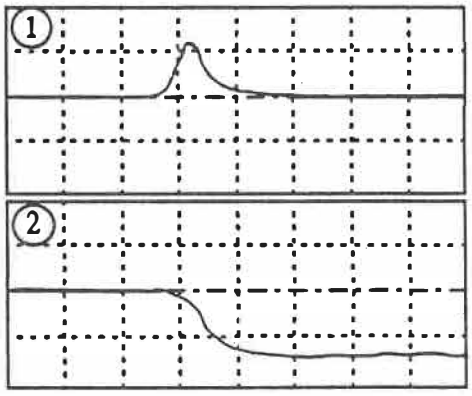
a) horizontal 500 ns/div
vertical 1 125 mV/div
2 10 mV/div



b) horizontal 200 ns/div
vertical 1 1.0 V/div
2 10 mV/div

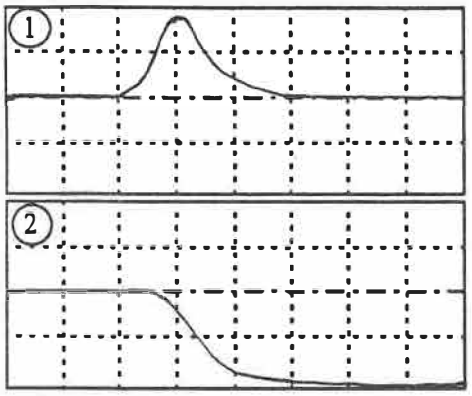


c) horizontal 10 µs/div
vertical 1 125 mV/div
2 10 mV/div

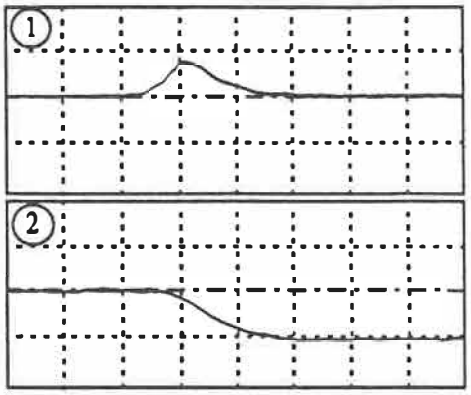


d) horizontal 200 ns/div
vertical 1 1.0 V/div
2 20 mV/div

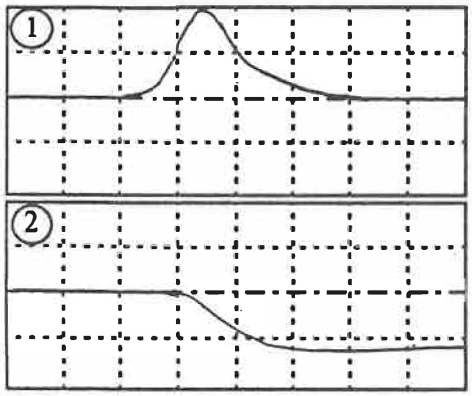
Figure 12 Signal optique (trace inférieure) et électrique (trace supérieure) pour différents niveaux d'amplification du PM. La tension $-V_a$ est de a) 300v, b) 540V, c) 600V et d) 690V.



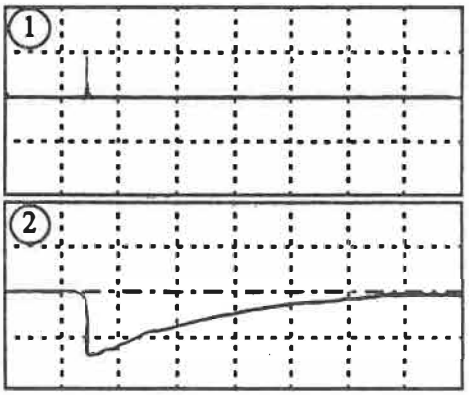
e) horizontal 200 ns/div
vertical 1 250 mV/div
2 40 mV/div



f) horizontal 200 ns/div
vertical 1 500 mV/div
2 200 mV/div



g) horizontal 200 ns/div
vertical 1 200 mV/div
2 1.0 V/div



h) horizontal 100 µs/div
vertical 1 10.0 mV/div
2 10 V/div

Figure 12 (suite) Signaux électrique et optique. Les caractéristiques de ces signaux sont regroupées dans le tableau L-V_{ca} est de e) 830V, f) 900V, g) 1100V et h) 1510V.

La sortie du PM est branchée directement sur l'entrée de l'oscilloscope dont l'impédance est 1 MΩ. La tension maximale acceptée est :

$$(V_o)_{max} = R_{scope}\, I_{max} = 10^6\Omega \times 100 \times 10^{-9}A = 100\ mV \qquad (2.3)$$

On observe au tableau I l'intensité croissante des signaux optiques, enregistrés à la figure 12, avec l'augmentation de l'amplification du PM, alors que toutes les décharges sont réalisées dans les mêmes conditions. On s'aperçoit que le niveau de signal acceptable correspondant à la limite de courant du PM ($(V_o)_{max}$=100mV) est obtenu pour une tension $V_{ca} \cong$ -850 Volts, bien en-deçà de la limite de 2.2 kV. La marge de manoeuvre d'amplification du signal optique est donc très grande. On voit en plus sur la figure 13 que cette amplification est d'autant plus grande qu'on excède la tension V_{ca} =-800 Volts. Les capacités de l'appareil dépassent les besoins de la cause, mais lors des décharges partielles dans la cavité le niveau d'émission lumineuse sera beaucoup plus faible. On pourra alors augmenter la tension d'amplification pour être dans des limites acceptables du photocourant.

Les auteurs Stone et Boggs [15],Filippini et al.[18], et Bamji et al.[19] ont déjà utilisé ce type de PM dans des expériences similaires, où il s'est avéré très efficace. Incidemment, les derniers auteurs l'ont utilisé pour la détection du seuil d'émissions lumineuses dans les premières phases d'arborescence électrique dans le polyéthylène. Ces impulsions sont environ trois ordres de grandeur [19] moins intenses que celles émises par des décharges partielles. On peut d'ailleurs voir dans l'annexe II le calcul du photocourant attendu si l'on utilisait l'amplification maximale lors de mesures de

décharges partielles. Dans ces conditions on serait alors bien au-dessus de la limite de 100 nA avec I_{pc}= 1.21 mA.

TABLEAU II Tension d'amplification du photomultiplicateur (Vca) et signal optique normalisé $-V_0 / V_e$.

- Vca (V)	$-V_0 / V_e$
300	0.000
540	0.005
600	0.030
690	0.023
830	0.186
900	0.506
1100	3.333

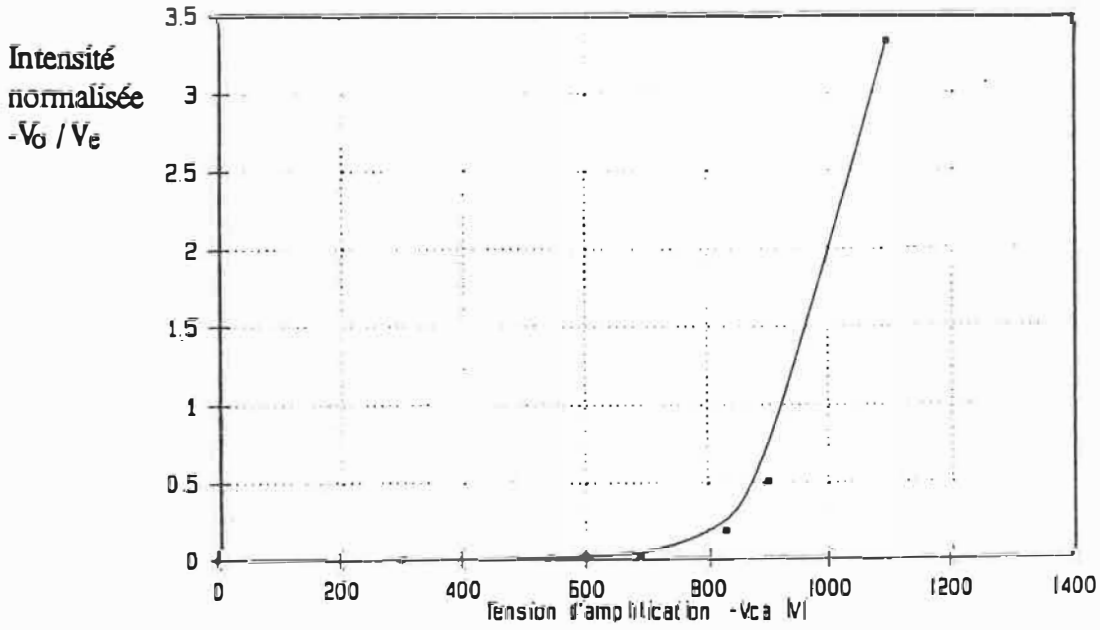


Figure 13 Graphique de l'amplitude normalisée du signal optique en fonction de la tension cathode anode du PM.

3 RESULTATS ET DISCUSSION

Jusqu'ici, dans le projet, aucune mesure quantitative n'a été effectuée. Le but de cette section est de réaliser de telles mesures pour voir si on observe une corrélation entre les mesures électrique et optique et ce qu'on peut en déduire.

3.1 TEMPS DE CHARGE ET DE DECHARGE

Le schéma du montage est montré à la figure 14. La résistance R =11.2 MΩ sert à limiter le courant et permet un temps de charge (t_c) assez lent des électrodes et du condensateur de charge C de 100 pF. Afin de déterminer ce temps de charge (t_c), on doit d'abord évaluer la capacité associée au gap entre les électrodes. On a:

$$C_g = \frac{\varepsilon A}{d_e} \qquad (3.1)$$

où ε est la permittivité de He $\cong 8.85 \times 10^{-12}$ F/m., A : surface du gap=πr^2, r : rayon d'une électrode 25.4 mm. et d : écartement des électrodes 0.5 mm.

$$\text{d'où} \qquad C_g = \frac{\varepsilon \pi r^2}{d_e} = \frac{8.85 \times 10^{-12}\, \pi (25.4)^2}{0.5 \times 10^3} = 36 \text{ pF} \qquad (3.2)$$

En additionnant cette capacité à celle de 100 pF, en parallèle (figure 14), on déduit que le temps de charge du système est de :

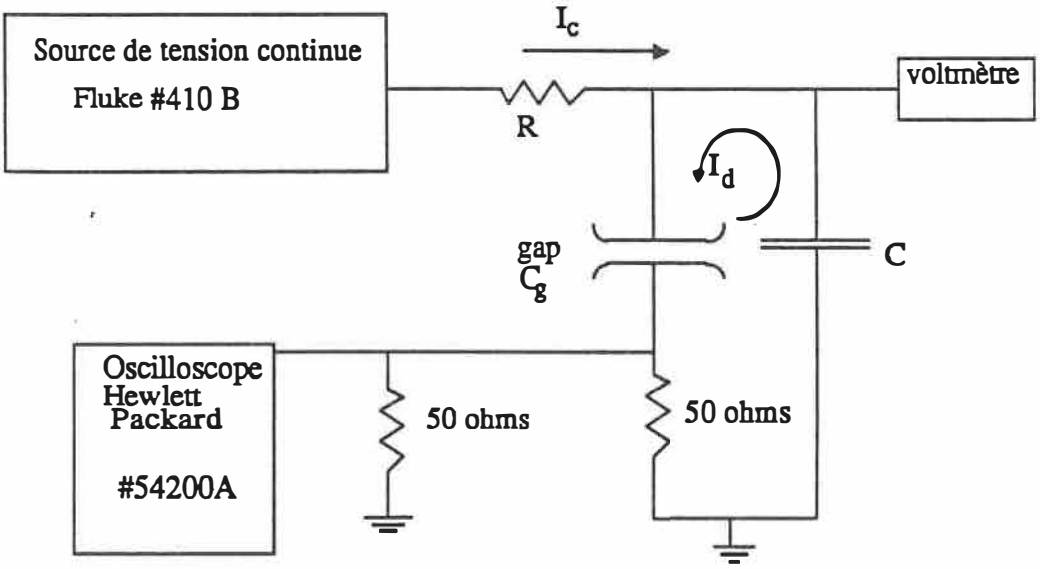


Figure 14 Schéma du circuit de charge et de décharge des électrodes.

$$t_c = R\,C_{tot} = 11.2\times10^6\times 136\text{ pF} = 1.5\text{ msec.}$$

A partir du seuil où la tension appliquée est suffisamment élevée pour observer un claquage, les charges accumulées sur les électrodes et sur C s'écouleront dans la résistance de 50 Ω avec un temps caractéristique de décharge (t_d) trouvé en utilisant la capacité équivalente du circuit de décharge qui est:

$$C_{tot2} = \frac{C\,C_{gap}}{C+C_{gap}} = \frac{3600\text{ pF}^2}{136\text{ pF}} = 26.5\text{pF} \qquad (3.4)$$

On obtient le temps:

$$t_d = C_{tot2}\times 51\Omega = 26.5\text{ pF}\times 51\Omega = 1.35\text{ nsec.} \qquad (3.5)$$

En ayant $t_d x10^6 = t_c$ on s'assure qu'une décharge complète du système aura lieu, lors d'un claquage, sans qu'il ressente l'effet du générateur de tension.

Dans les sections suivantes nous réaliserons de telles décharges tout en variant différents paramètres pour nous assurer que le système réagit bien de façon prévisible.

3.2 Caracteristiques des signaux optiques vs electriques

On a déjà vu à la figure 12 le type de décharge attendu. On sait aussi que la décharge devrait être représentative de la charge emmagasinée sur le condensateur de charge C en parallèle avec le gap des électrodes. Si on augmente la valeur de ce

condensateur on devrait aussi obtenir une décharge plus intense. On effectue ce changement avec un condensateur de 100 pF et un autre de 200 pF. L'expérience est réalisée pour trois mélanges d'air et d'hélium. Les trois mélanges ont un rapport de pression d'air face à la pression totale (p_a) de 1.33×10^{-3}, 1.33×10^{-4} et $<< 10^{-6}$. Dans tous les cas la tension appliquée est de 303 volts. La tension appliquée V_{app} sera toujours la tension effective entre la masse et l'électrode haute tension. Les signaux enregistrées sont montrées à la figure 15.

La tension de claquage V_{cl} indiquée à la figure 15 est le seuil sous lequel le champ électrique ne sera plus assez élevé pour provoquer la rupture diélectrique du gaz. On a déterminé sa valeur en appliquant une tension à laquelle on pouvait observer une décharge électrique dans le gaz, puis en coupant l'alimentation on a diminué la tension appliquée jusqu'à ce qu'on observe plus de décharges. On a répété cette augmentation et diminution de V_{app} à l'intérieur des nouvelles limites jusqu'à déterminer le seuil où il n'y avait plus amorce de la décharge. A ce seuil on retrouve $V_{app}=V_{cl}$.

On remarque que plus l'hélium est pur, plus la décharge enregistrée est lente et large; aussi, ce qui est plus important ici, est que dans les trois cas l'intensité de la décharge augmente avec la capacité du condensateur C. C'est bien le résultat attendu. En poussant un peu plus loin l'analyse de ces résultats, on s'attend à ce que lors de la décharge électrique du condensateur C dans le gap et la résistance de détection, que la tension diminue aux bornes des électrodes. Il n'y aura, cependant, pas décharge complète. Lorsque la tension aura atteint sa valeur d'extinction, valeur près du seuil du claquage, le champ électrique ne sera plus assez élevé pour maintenir l'avalanche entre

les électrodes. Comme la décharge des condensateurs n'est pas complète et qu'en plus on doit tenir compte de la capacité du gap, l'intensité des décharges pour les deux condensateurs, 100pF et 200pF, ne sera pas dans un rapport 1:2. On s'attend toutefois à retrouver un rapport constant pour chacun des trois mélanges étudiés. Voyons s'il en est ainsi. La décharge est représentée schématiquement à la figure 16. La charge initiale stockée, sur la capacité équivalente totale du circuit C_{tot2}, est de:

$$Q = C_{tot2}\, V_{app} \qquad (3.6)$$

où V_{app} est la tension appliquée. Avec V_e étant la tension associée au signal électrique on trouve le courant de la décharge suivant:

$$I = V_e/R_s \qquad (3.7)$$

et la charge dissipée lors de cette décharge est:

$$Q_d = I\Delta t \qquad (3.8)$$

où Δt est la durée de l'impulsion, soit la largeur à mi-hauteur.
Combinons (3.7) et (3.8)

$$Q_d = V_e\Delta t/R_s \qquad (3.9)$$

Le tableau III nous présente toutes ces caractéristiques pour chacun des claquages. Vérifions que les trois rapports de charges dissipées sont bien identiques:

$$p_a = 1.33\text{x}10^{-3} \qquad Q_{d100}/Q_{d200} = 8.8/11.2 = 0.79 \qquad (3.10)$$

$$p_a = 1.33\ 10^{-4} \qquad Q_{d100}/Q_{d200} = 20.8/27.3 = 0.76 \qquad (3.11)$$

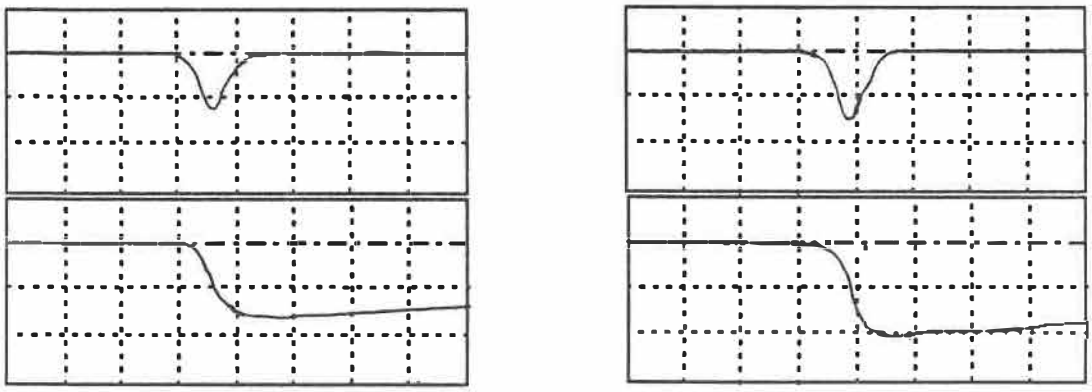
$$p_a \ll 10^{-6} \qquad Q_{d100}/Q_{d200} = 26.8/34.4 = 0.78 \qquad (3.12)$$

TABLEAU III

Caractéristiques des signaux de claquages avec des condensateurs de 100 pF et 200pF.

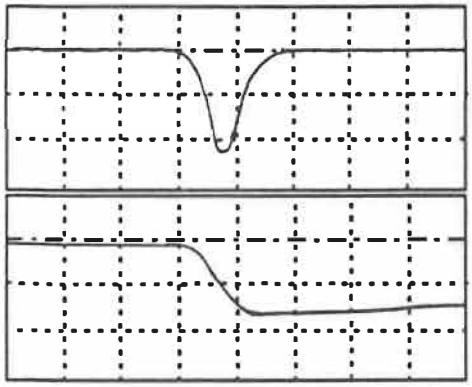
C (pF)	100					200				
p_a	V_{cl} (V)	V_e (mV)	Δt (µs)	Q_d (nC)	Q(nC)	V_{cl} (V)	V_e (mV)	Δt (µs)	Q_d (nC)	Q(nC)
1.33×10^{-3}	288	47.7	4.6	8.8	40.4	288	60.6	4.6	11.2	72.0
1.33×10^{-4}	271	86.5	6.0	20.8	40.4	271	112.0	6.1	27.3	72.0
$<< 10^{-6}$	260	42.6	15.7	26.8	40.4	260	55.5	15.5	34.4	72.0

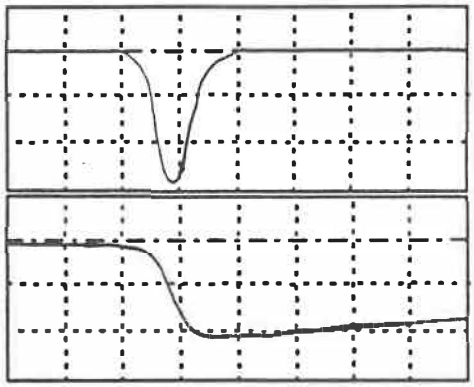
où Δt est la durée de l'impulsion
Q_d est la charge dissipée
Q est la charge initiale du système
V_{cl} est la tension de claquage
V_e est la tension du signal enregistré.



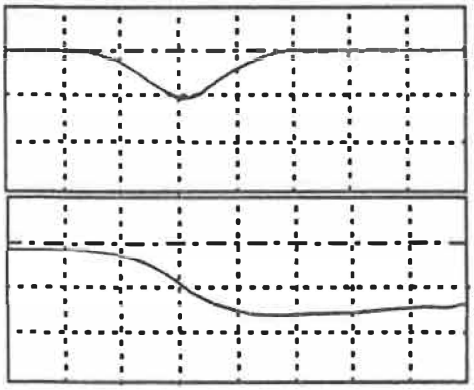
a) $p_a = 10^{-3}$

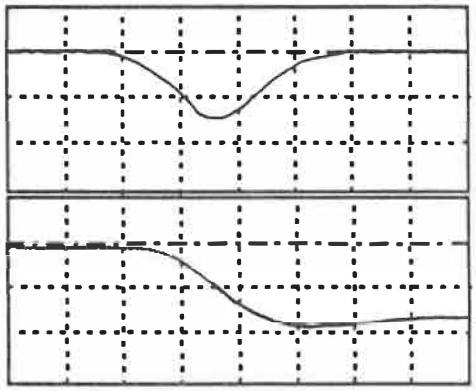
Figure 15 Signaux électriques (traces supérieures) et optiques (traces inférieures) V_{app}=303V. Les deux condensateurs sont C=100pF (courbe de gauche) et C=200pF(courbe de droite). V_{ca}= -850V (amplification du PM).
Echelle horizontale : 10.0 µs/div
verticale supérieure : 40.0 mV/div
inférieure : 50.0 mV/div





b) $p_a = 10^{-4}$





c) $p_a = 10^{-6}$

Figure 15 (suite)

Echelle horizontale : 10.0 µs/div
verticale supérieure : 40.0 mV/div
inférieure : 50.0 mV/div

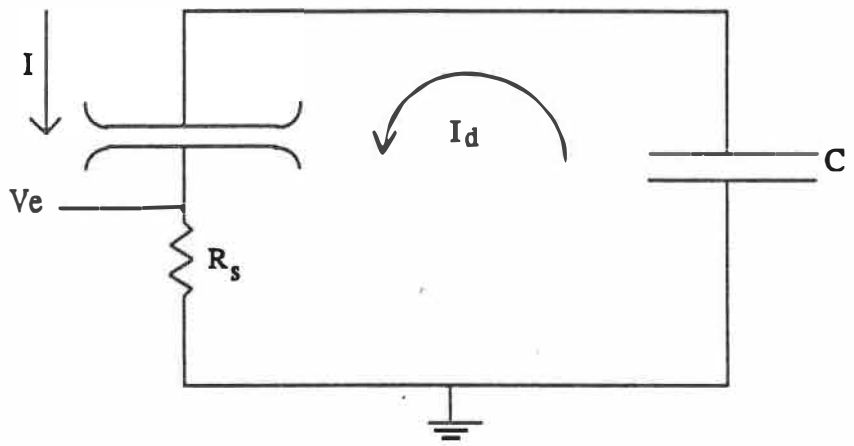


Figure 16 Courant de la décharge.

Pour un même mélange gazeux l'intensité de la décharge est régie par la grosseur du condensateur utilisé. Comme le rapport des charges dissipées lorsqu'on utilise C = 100pF et C= 200pF est presque identique pour les trois mélanges, on sait ainsi que l'intensité des impulsions enregistrées est représentative de la charge de ces condensateurs. Ceci nous assurera plus tard de bien calibrer le système. De plus, dans tous les cas aucune oscillation n'a été enregistrée. Ceci montre que tout le circuit électrique répond de façon adéquate sans donner lieu à des réflexions indésirables du signal. On remarque cependant une différence majeure entre le signal électrique et son équivalent optique: leur durée. On note aussi sur les figures 15a),b) et c) que le signal optique accuse un léger retard sur le signal électrique. Voyons si ces deux caractéristiques reflètent bien la réalité.

Le retard observé peut être expliqué comme suit: la décharge électrique est causée par une avalanche électronique qui génère des ions et d'autres électrons. Ces deux espèces sont accélérées dans le champ électrique et causent d'autres ionisations et excitent des molécules. L'impulsion lumineuse vient de la désexcitation de ces dernières, ou d'une désexcitation après recombinaison d'électrons et ions. Le signal lumineux est une conséquence de la décharge électrique, on s'attend donc à observer un certain retard.

On remarque également que la durée des impulsions lumineuses enregistrées est beaucoup plus longue que celle de leur homologue électrique. Il est connu [20] que les gaz nobles comme l'hélium possèdent des états d'excitation métastables qui ont des durées de vie de l'ordre de 10^{-3}sec, beaucoup plus longues que celles des transitions

directes qui se produisent en 10^{-8}sec. Expérimentalement, on trouve dans le cas de l'hélium le plus pur un temps de vie de l'ordre de 10^{-5}sec. On obtient plus loin des temps de 10^{-4}sec. La largeur du signal optique mesurée semble bien provenir de la désexcitation des états métastables.

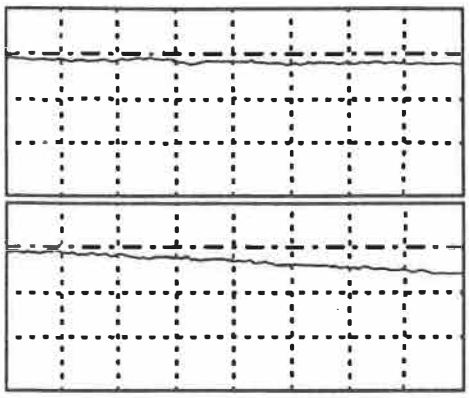
3.3 Caractéristiques des décharges dans l'hélium

Comme on vient de le voir dans les pages précédentes, l'influence de la composition du gaz est très grande sur le niveau du seuil de claquage aussi bien que sur la durée et l'intensité des signaux. Il est donc raisonnable de chercher à savoir comment varie la décharge en fonction de la contamination de l'hélium par l'air. On pourra déduire si l'influence des fuites de notre système est trop importante pour mesurer la courbe de Paschen dans l'hélium.

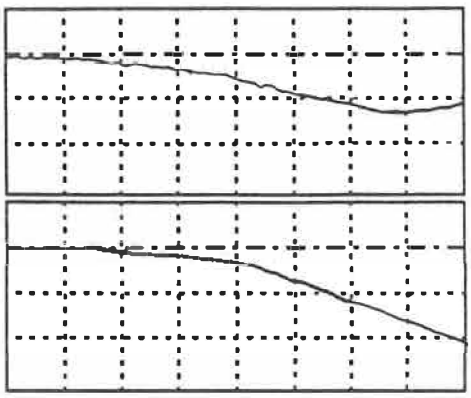
3.3.1 Effet de la tension appliquée

On effectue le claquage sous tension continue dans l'hélium de grande pureté pour trois surtensions (V_S), à savoir 10 V, 20 V et 30 V; elles sont appliquées sur le circuit montré à la figure 16, avec un condensateur C= 100pF, et l'on obtient les trois signaux de la figure 17. La surtension est donnée par la relation suivante $V_S = V_{app} - V_{cl}$. On y voit que l'intensité de la décharge est directement proportionnelle à la surtension. Le temps de montée et la largeur de l'impulsion dépendent aussi fortement de cette

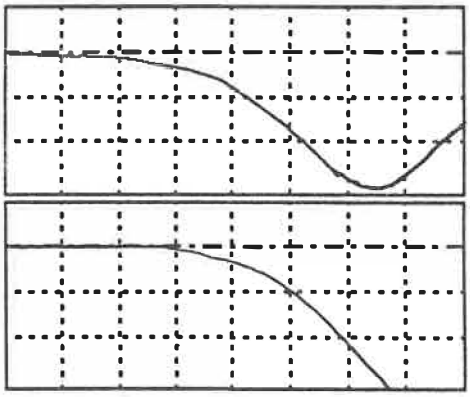
surtension. Afin d'obtenir un signal qui soit le plus représentatif du claquage en amplitude, en largeur et en temps de montée, on devrait idéalement appliquer exactement la tension du seuil de claquage. Cependant, comme on peut le voir, pour de faibles surtensions l'intensité du signal devient trop faible pour être détectée. On peut remédier à ce problème en augmentant la capacité du condensateur C, mais on fait alors encore face à un autre problème d'ordre pratique, soit le temps d'attente avant la décharge. Il a été observé qu'en effectuant le claquage à faible surtension, par exemple V_S= 5 V, que les temps d'attente pouvaient facilement atteindre 30 minutes sans observer de décharges. Lorsqu'on augmente V_S le temps d'attente peut diminuer de plusieurs minutes à quelques secondes. C'est aussi ce qu'observe Tilles [21]. Toutes les mesures suivantes s'effectueront à surtension constante, afin de fixer le plus de paramètres possibles.



a)



b)



c)

Figure 17 Intensité des signaux électrique (traces supérieures) et optique (traces inférieures) en fonction de la surtension appliquée.
L'Hélium pur est à pression atmosphérique. a) V_s = 10 V
b) V_s= 20 V et c) V_s= 30 V
Echelle horizontale : 10.0 µs/div
verticale : 10.0 mV/div

3.3.2 Effets d'impuretés dans l'hélium et courbe de Paschen

Avant de passer aux mesures de la courbe de Paschen de l'hélium pur, on réalise l'étude de l'influence d'impuretés sur les caractéristiques de la décharge. Les mesures sont réalisées de façon indépendante, c'est-à-dire on effectue plusieurs purges du système entre chaque expérience. Elles sont prises pour cinq mélanges différents: soit $p_a = 10^{-5}$, 10^{-4}, 10^{-3}, 3.1×10^{-3} et $<< 10^{-6}$. On mesure tous les claquages à une pression totale de 760 torrs. Quatre valeurs de V_S sont aussi utilisées pour chacun des mélanges.

Les résultats obtenus sont montrés au tableau IV. Chaque valeur inscrite dans ce tableau représente une moyenne de cinq mesures. On voit, encore une fois, sur la figure 18 la forte dépendance du temps d'attente sur la surtension qu'observait Tilles [21]. Seule la valeur pour V_S de 5 V et $p_a = 10^{-5}$ dévie de la tendance générale. Cet écart peut être dû à un mauvais échantillonage statistique, les moyennes n'étant faites que sur 5 mesures. Du reste, on voit clairement une tendance qui indique des temps d'attente beaucoup plus longs pour les surtensions < 10 V et ceci pour tous les autres mélanges.

La raison de ce comportement est la suivante: plus la surtension est faible, plus un électron initiateur devra parcourir un grand trajet dans la direction du champ avant d'acquérir l'énergie nécessaire pour causer l'ionisation d'une molécule de gaz. Ceci implique que seuls les électrons entrant près de la cathode pourront causer cette ionisation. Cependant, plus la tension est élevée plus l'électron pourra entrer loin de la cathode tout en réussissant à ioniser le gaz. Cette condition, étant moins restrictive sur

TABLEAU IV Temps d'attentes et de montée en fonction de la surtension et de la pureté de l'hélium.

V_s (V)	p_a	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	$3.1.x10^{-3}$	$<<10^{-6}$
	V_{cl} (V) / temps	251	255	284	319	262
5	t_{re} (µs)	—	—	11.1	4.3	—
	t_{ro} (µs)	76.0	96.3	10.7	5.3	—
	t_{lag} (s)	30.0	130.0	112.0	59.0	>900
10	t_{re} (µs)	48.5	39.3	6.1	2.2	—
	t_{ro} (µs)	56.6	30.2	6.5	2.6	180
	t_{lag} (s)	46.0	42.0	76.0	21.0	54.0
15	t_{re} (µs)	22.5	19.1	3.7	1.5	76.8
	t_{ro} (µs)	25.1	17.9	4.1	1.1	76.6
	t_{lag} (s)	33.0	27.0	27.0	22.0	22.0
20	t_{re} (µs)	14.0	12.4	2.7	1.1	49.4
	t_{ro} (µs)	15.9	12.4	3.0	1.3	48.8
	t_{lag} (s)	15.0	12.0	23.0	5.0	20.0

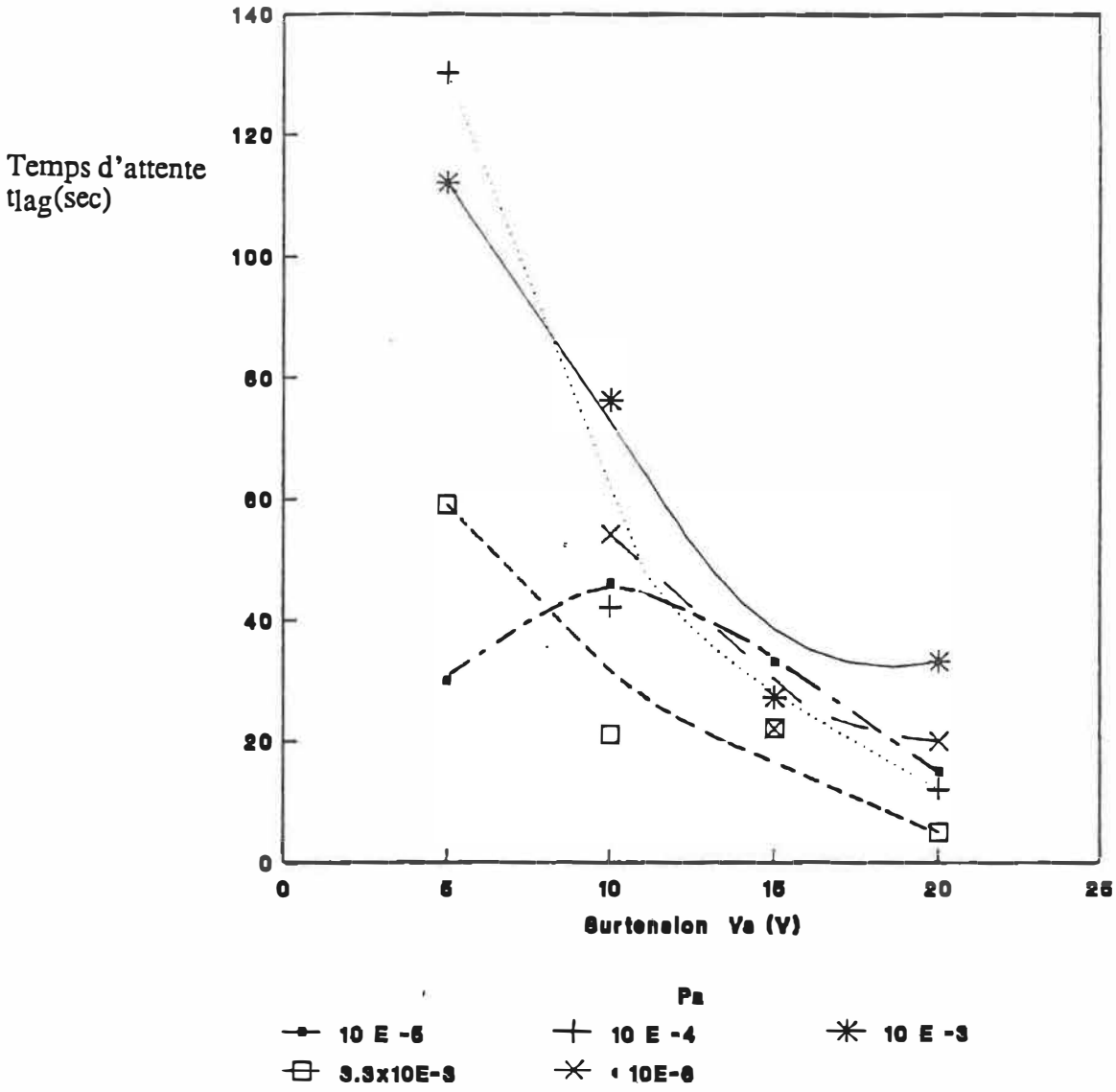


Figure 18) Temps d'attente avant la décharge(t_{lag}) en fonction de la surtension appliquée (V_S).

la position d'incidence de l'électron initiateur, aura comme conséquence des temps d'attente moins longs.

Il y aura toutefois une limite inférieure. Elle correspond à la tension qui permet à n'importe quel électron incident sur le gap de créer une ionisation. Pour une augmentation plus poussée de la tension appliquée, le temps moyen d'attente ne diminuera plus. Cette tendance est également observée sur la figure 18. Ce phénomène d'attente de l'électron initiateur aura comme influence, lors des essais sous haute tension alternative, de permettre à la tension qui variera dans le temps de monter à une surtension différentes à chaque décharge partielle. Comme on l'a vu à la figure 17 la valeur de V_s dicte aussi celle du signal observé. Ceci se reflétera sur une dispersion dans les valeurs des intensités enregistrées. Analysons maintenant les caractéristiques propres à l'impulsion en fonction de p_a, soit les temps de montée optique (t_{ro}) et électrique (t_{re}) ainsi que la tension de claquage, pour une pression de 760 torrs. Dans les deux cas les temps de montée sont mesurés entre le temps où l'intensité du signal vaut 10% de sa valeur maximale et celui où l'intensitée est à 90% du maximum.

A l'aide de la figure 19 nous pouvons affirmer que:

i) lorsque $p_a < 10^{-3}$, t_{ro} et t_{re} sont très sensible à ses variations,

ii) plus V_s est élevé, plus t_r est court,

iii) pour $p_a < 10^{-3}$ V_s a une grande influence sur t_r,

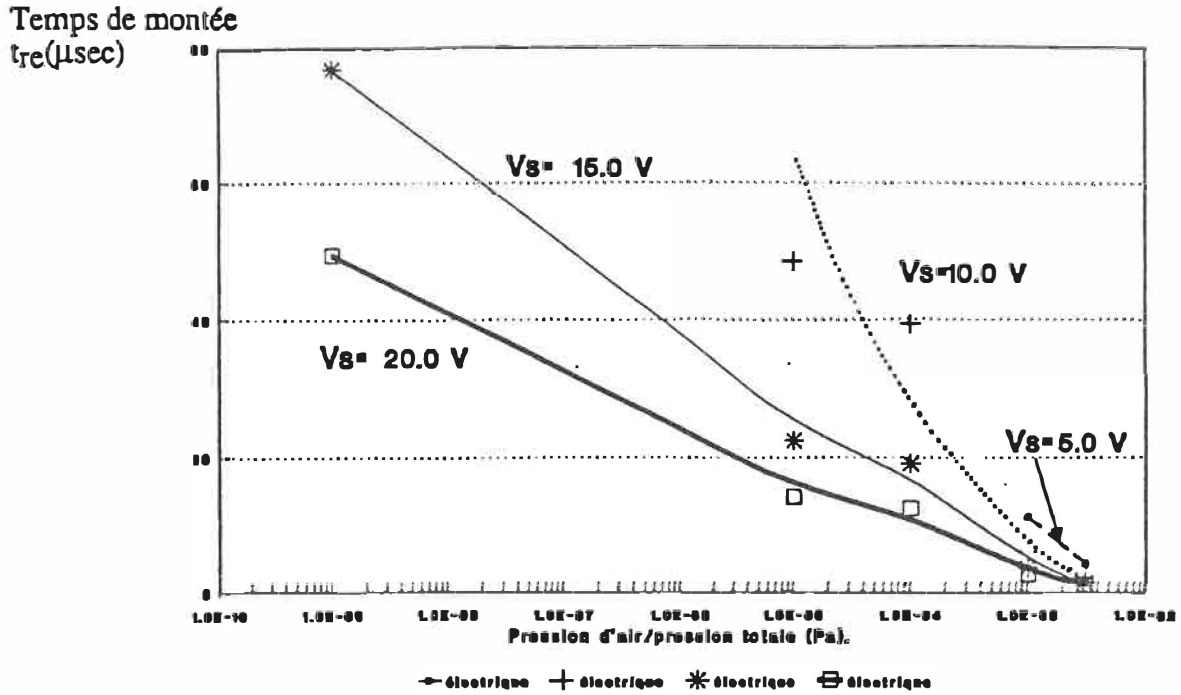
iv) dans chaque cas t_{re} et t_{ro} suivent la même progression.

Donc il est impotant de contrôler p_a et V_s afin d'obtenir des mesures reproductibles.

L'influence de la pureté de l'hélium sur V_{cl} est montré sur à la figure 20. Cette influence est grande pour $p_a > 10^{-4}$. Pour tout mélange plus pur on considère V_{cl} indépendant de p_a. Comme il est assez facile d'atteindre de telles puretés avec notre système, on devrait pouvoir retrouver la courbe de claquage de Paschen assez précisément.

On retrouve d'ailleurs à la figure 21 la courbe de V_{cl} pour l'hélium sous différentes pressions, à température ambiante. Elle est comparable à celles trouvées dans la littérature [16]. Pour toute la plage de pressions couverte, plusieurs types de décharges ont été observés: dans la région du minimum on obtient les décharges les plus courtes et les plus rapides de temps de montée. Lorsqu'on s'éloigne de ce minimum, les décharges deviennent plus longues et plus lentes (voir figure 22), on associe ces décharges aux deux types bien connues de la littérature [11], soit la décharge rapide ("spark discharge") et la décharge luminescente, lente ("glow discharge").

Les résultats qu'on vient de voir nous permettrons d'expliquer certains comportements. Par exemple, Kitamura et al.[10] ont déjà observés une transition de décharges intenses, au début de la dégradation, à des décharges de beaucoup plus faibles intensités après plusieurs heures d'exposition. Les hypothèses qui ont été soulevées ici,



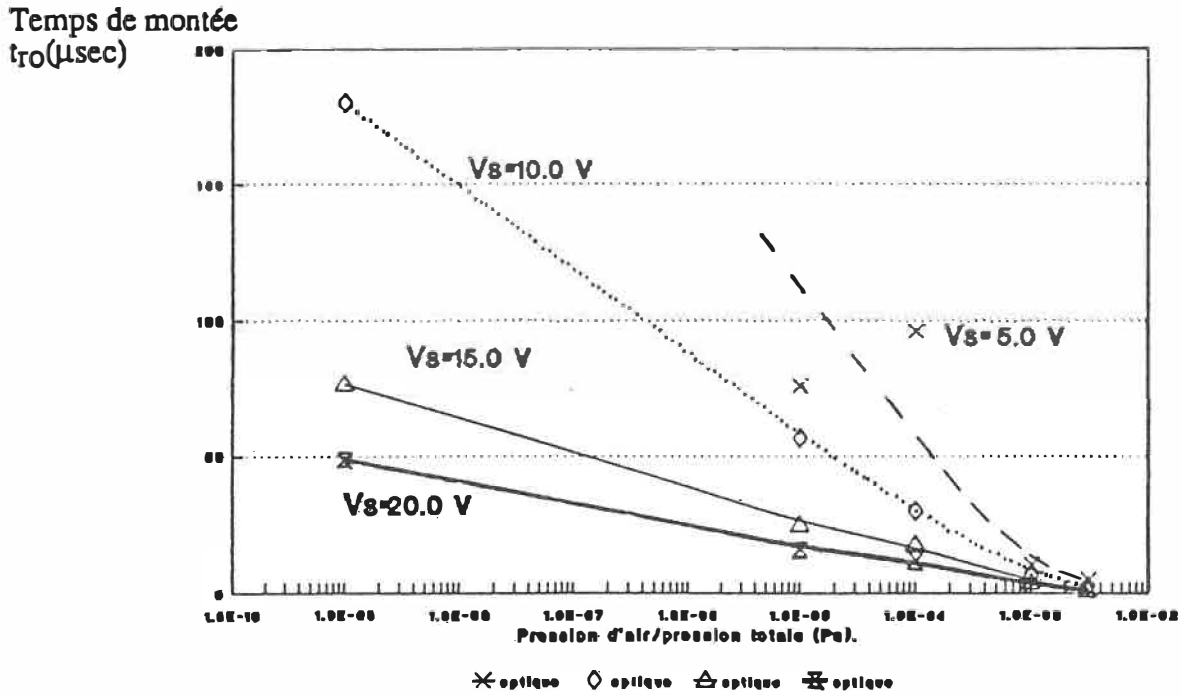


Figure 19) Temps de montée des signaux électrique t_{re} et optique t_{ro}, en fonction du rapport de la pression d'air sur la pression totale(pa).

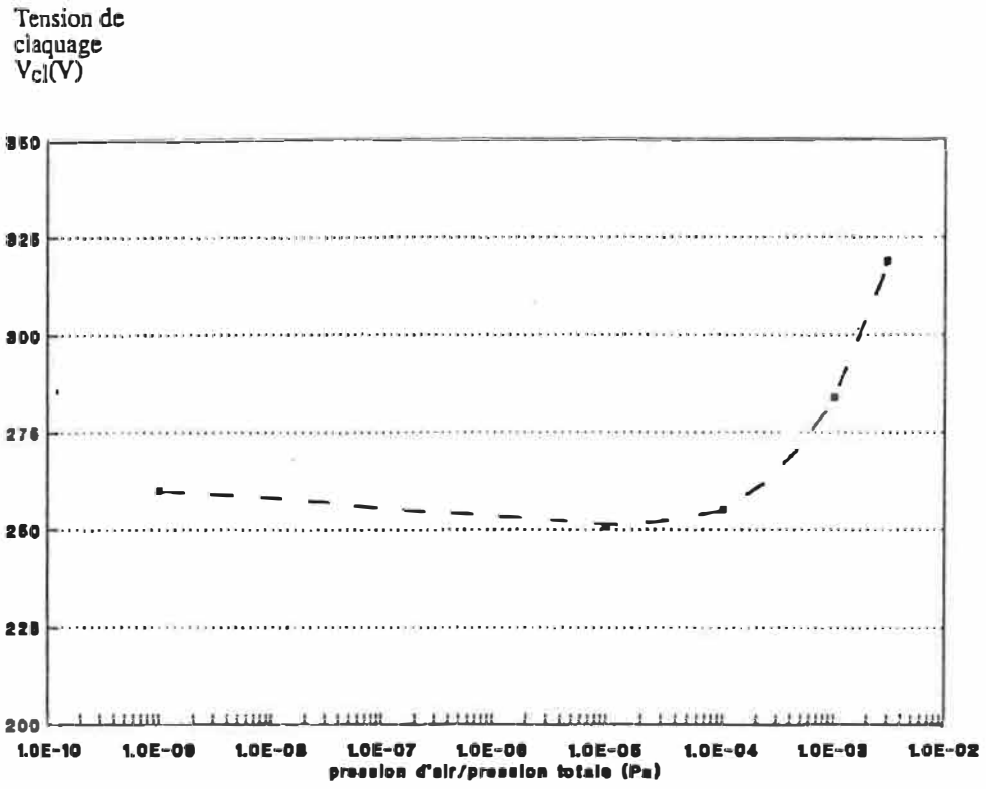


Figure 20) Tension de claquage de l'hélium (V_{cl}) en fonction de la pression d'air sur la pression totale (pa).

pour expliquer ce phénomène, sont soit une augmentation de la conductivité des parois ou un changement de la pression du gaz contenu dans la cavité. Basé sur les observations précèdentes, il nous sera possible d'évaluer l'importance de la pression sur le changement de caratéristiques des décharges partielles.

On peut montrer que si la transition mentionnée plus haut est due à une variation de pression, on devra observer une diminution d'intensité combinée à une diminution du taux de décharges. Ce qui ne serait pas nécessairement le cas si le changement était dû à une augmentation de la conductivité des parois. Le fait que le taux de décharges et les caratéristiques de temps de montée et d'intensité varie de la même façon peut s'expliquer à l'aide de la courbe de Paschen et de la figure 22. Au minimum de la courbe la tension de claquage est à son plus bas. Pour une tension alternative d'amplitude maximale constante, c'est dans ces conditions qu'on observera la plus grande fréquence des décharges. On peut voir sur la figure 23 que pour 1/4 de cycle de la tension appliquée le nombre de décharges (N) sera donné par:

$$N = \frac{V_{app}}{V_{cl}} \qquad (3.14)$$

Tension de claquage V_{cl} (V)

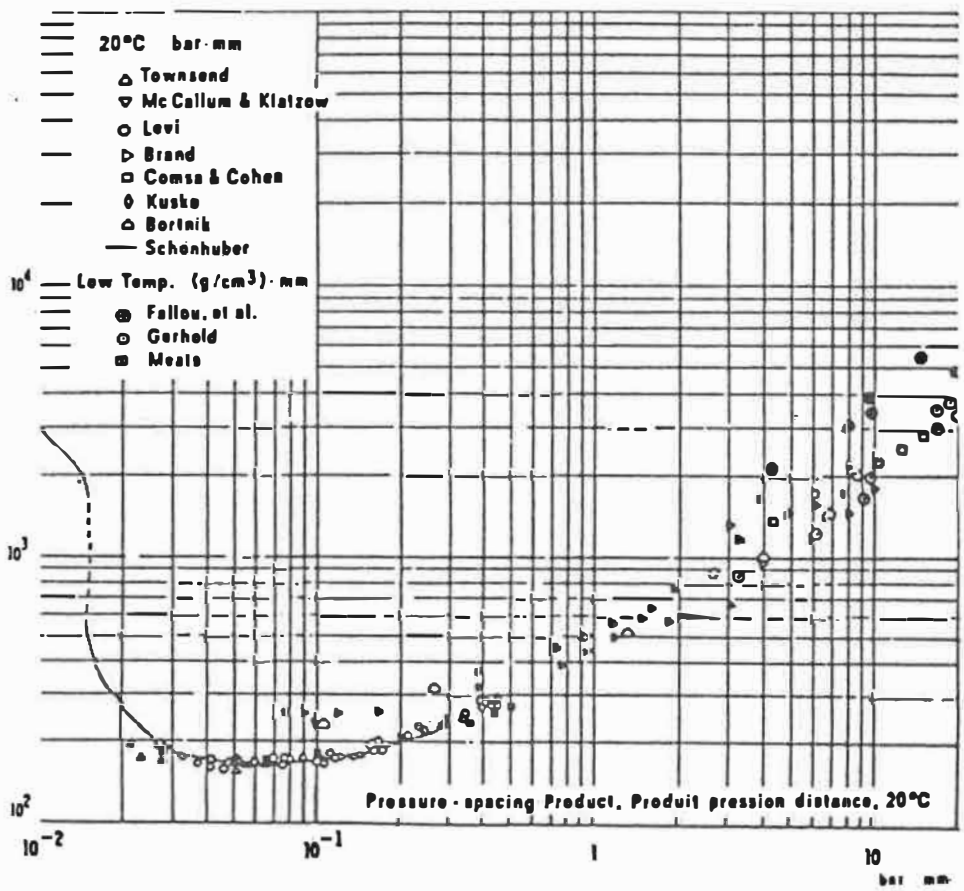


figure 21a) Courbe de Paschen de l'hélium (tiré de la référence [16]).

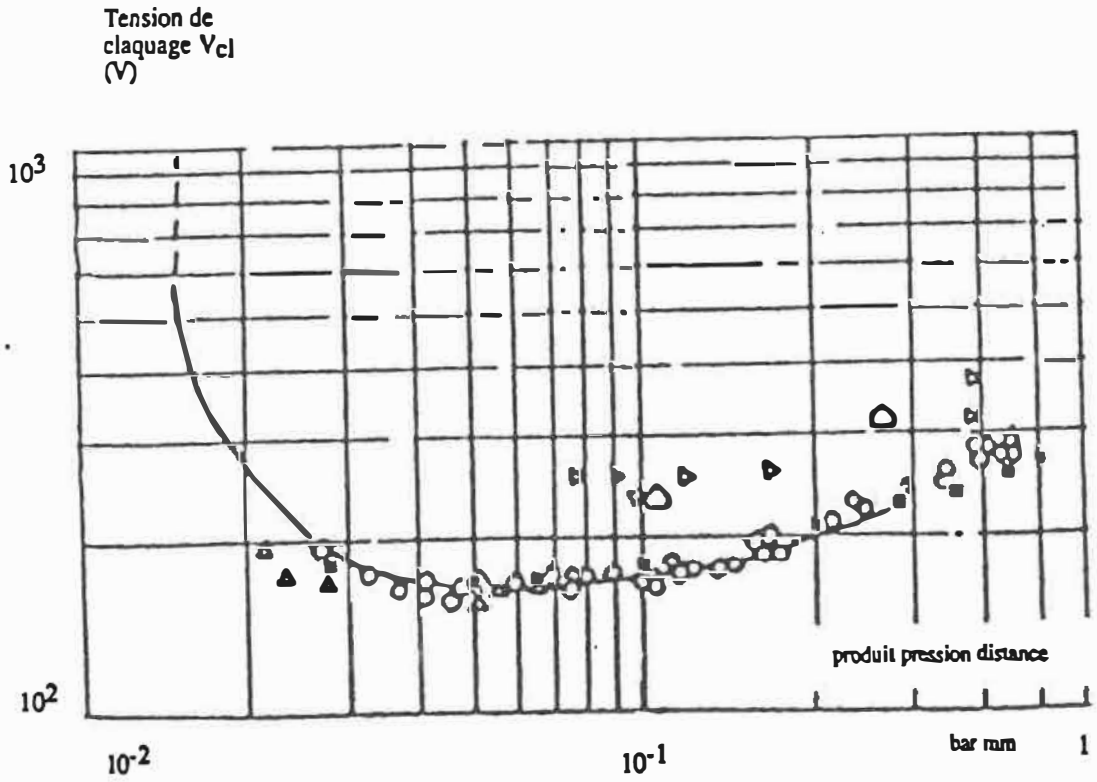


figure 21b) Courbe de Paschen de l'hélium (tiré de la référence [16]). ■ points expérimentaux mesurés. Agrandi de la région d'intérêt.

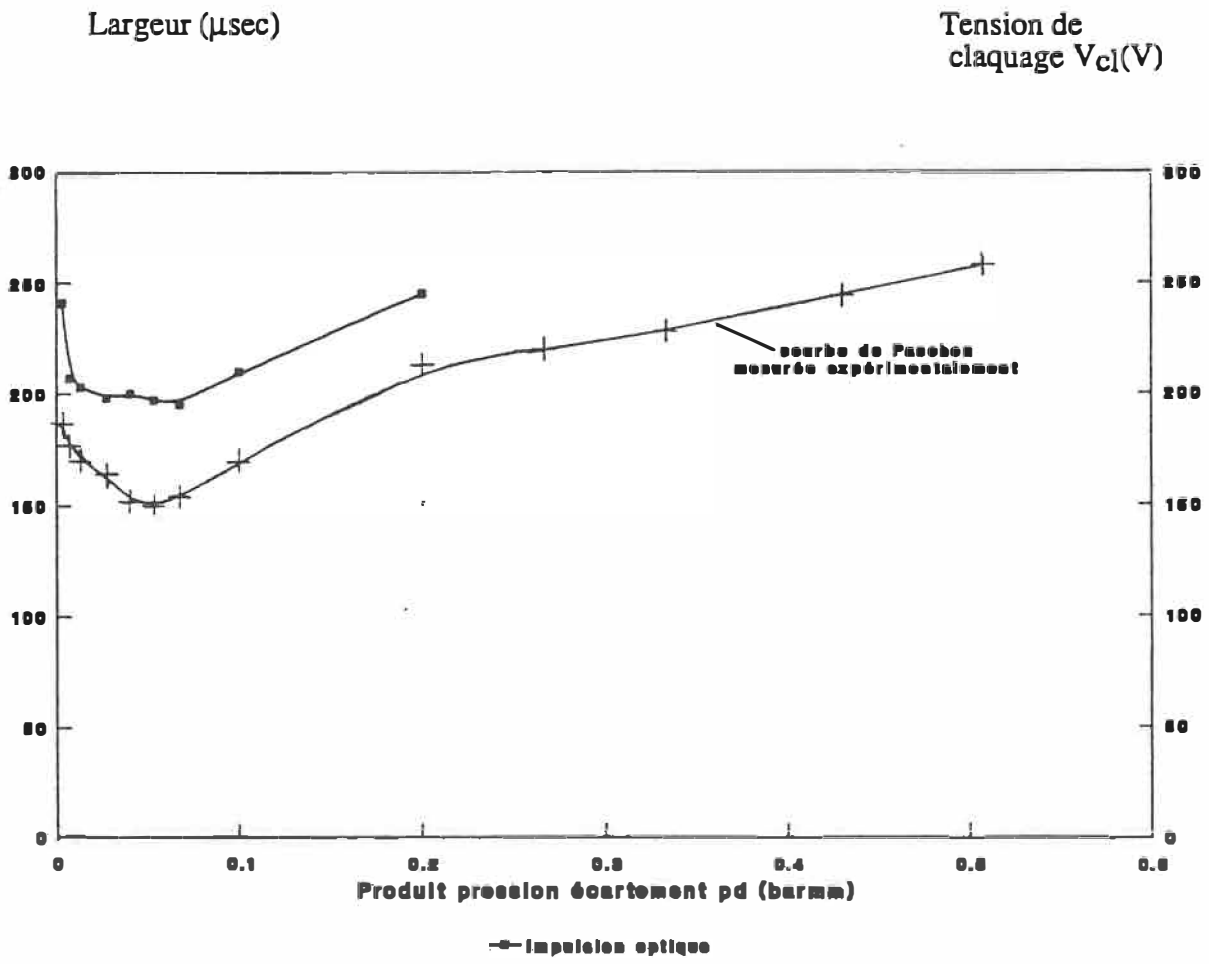


Figure 22a) Durée des impulsions(Δ_t) référée à la courbe de Paschen.

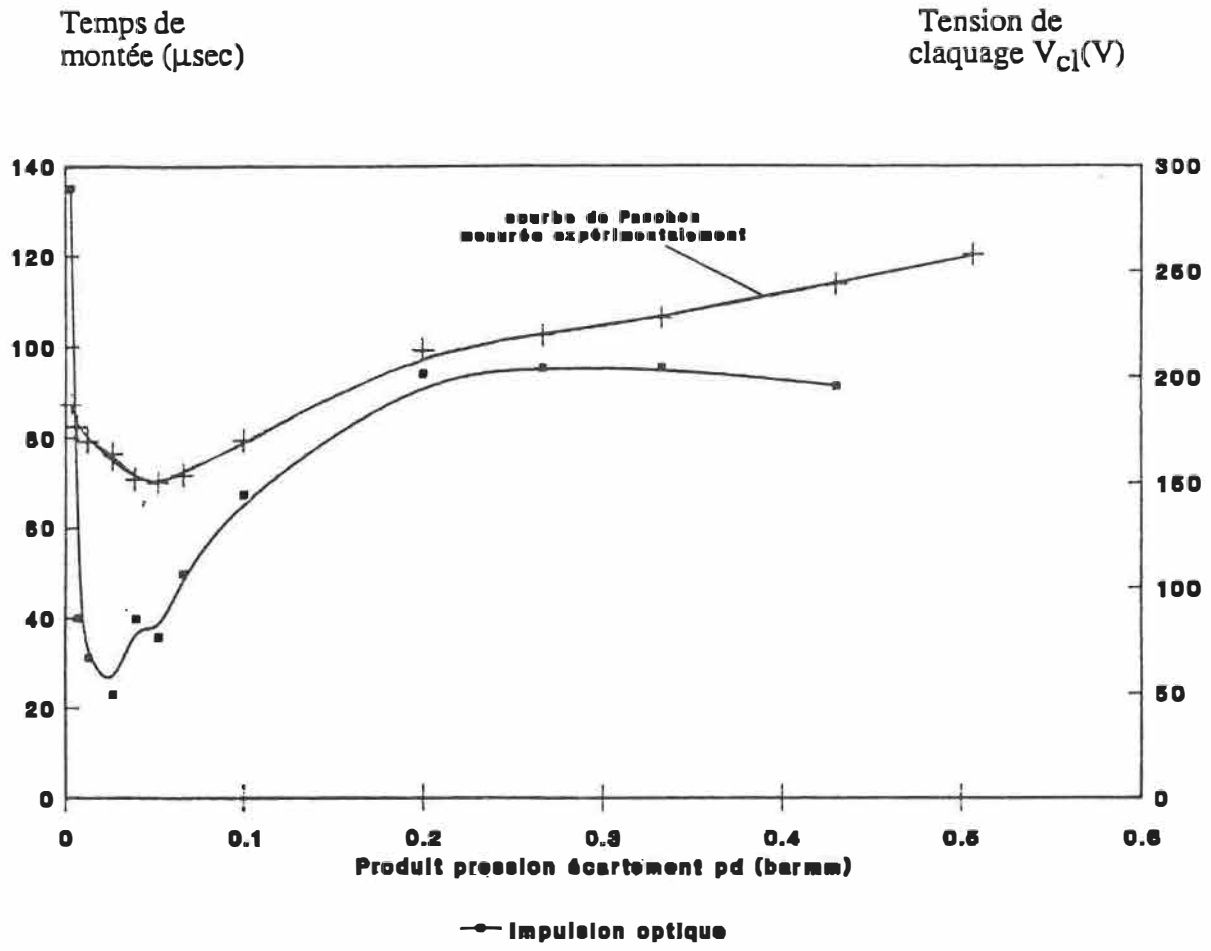


Figure 22b)Temps de montée optique référée à la courbe de Paschen.

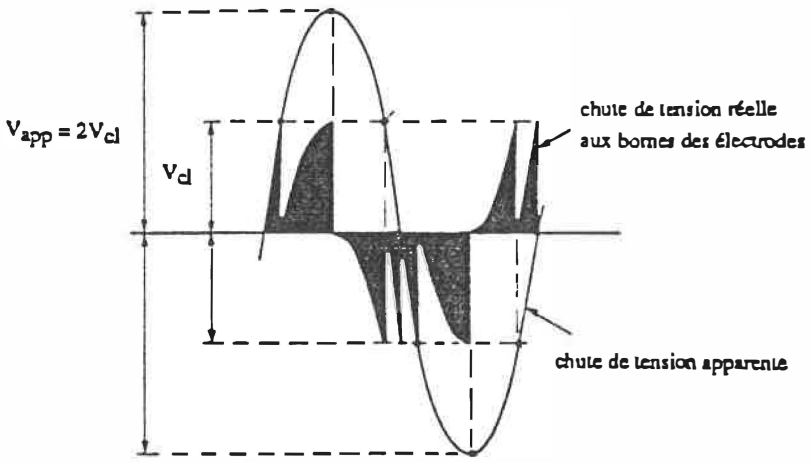


Figure 23) Tension alternative appliquée à un échantillon contenant une cavité idéale et tension observée aux bornes des électrodes (courbe sombre).

On voit sur la figure que $V_{app} = 2V_{cl}$. Il y aurait ici deux décharges dans le premier 1/4 de cycle. Il est évident que plus on s'éloigne des conditions qu'on retrouvent au minimum de la courbe de Paschen, plus la tension V_{cl} sera élevée pour une même tension appliquée V_{app}, d'où une diminution de la fréquence des décharges. Sur la figure 22 on voit effectivement que dans le cas d'un changement de pression le taux de décharges sera relié aux caractéristiques de celle-ci. On pourra donc plus tard déterminer l'effet du changement de pression sur la dégradation de l'époxy et tenter d'expliquer d'autres phénomènes qui y sont reliés, comme l'extinction des décharges.

4 CONCLUSIONS

Dans un premier temps on a montré qu'il est possible de mouler dans l'époxy de façon reproductible une cavité sphérique de 1.0 mm de diamètre. Cette dernière se trouvant entre deux électrodes planes et parallèles, on reproduit ainsi une situation souvent rencontrée dans ces isolants, et qui cause leur détérioration par décharges partielles. La méthode de moulage et l'ouverture ce cette cavité pour l'inspection de ses parois ont aussi été élaborés. Cette technique servira à l'étude du vieillissement de l'époxy sous haute tension alternative.

En réalisant le claquage électrique dans l'hélium en champ uniforme continu, on a montré que les instruments de détection sont opérationnels. Le photomultiplicateur nous a permis d'enregistrer le signal lumineux généré par le claquage électrique du gaz. D'autre part, un simple détecteur de courant, situé sous l'électrode basse tension, nous a permis d'enregistrer le signal électrique correspondant.

La durée de la transitoire optique s'est averée être environ $10^3 \times$ plus longue que celle de la transitoire électrique. On s'explique cette différence par la présence d'états métastables dans l'hélium. On a également noté qu'une grande augmentation en durée de la décharge électrique, par exemple, ne correspondait pas toujours à une augmentation aussi marquée du signal optique. Il est possible que cette variation de l'intensité lumineuse soit due à la position de la décharge entre les électrodes. Ce problème ne sera toutefois pas présent lors des essais en cavité fermée.

Finalement, l'influence du dopage du gaz sur le temps de montée, la durée des impulsions et le seuil de la tension de claquage, nous montre à quel point de faibles contaminations peuvent affecter les différentes caractéristiques de la décharges. Comme on le sait l'influence de la pression sur ces caractéristiques est aussi très grande. On a pu observer cela en traçant la courbe de Paschen. Ceci nous a permis d'identifier que les décharges courtes, intenses et rapides, se produisent autour du minimum de cette courbe, alors que les décharges lentes, de type luminescente, se produisent de part et d'autre de ce minimum. L'observation du type de décharges ainsi que leur fréquence nous aideront à diagnostiquer les changements de caractéristiques des décharges qui seront causés par un changement de pression dans la cavité

4.1 Travaux futurs

Le travail qui vient d'être réalisé nous permettra de passer au projet d'étude des décharges partielles dans l'époxy. Un montage de haute tension nous permettant d'appliquer des tension de plusieurs dizaines de kilovolts sera assemblé. Les décharges qui auront lieu sous ces contraintes seront suivies électriquement et optiquement afin de voir l'évolution des caractéristiques des impulsions dans le temps. On s'attend à observer de grandes variations due à l'évolution du gaz dans la cavité.

On tentera aussi de réaliser une analyse spectrale du gaz initialement piégé dans la cavité ainsi que son évolution dans le temps. Différents gaz pourront aussi être initialement introduit dans la cavité. Nous espérons que tous ces essais nous permettront

d'en apprendre davantage sur le comportement des décharges partielles et sur leurs effets néfastes sur les isolants.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Studniarz,S.A. et Dakin,T.W.,"The Voltage Endurance of Cast Epoxy Resin", IEEE Symp on EI, 19-24,(1982).

[2] Bashara,N.,"The Study of Discharges in Dielectric Voids by Photomultiplier Methods", IEEE Trans. PAS 80, 115-119, (1961).

[3] Luczynski,B.,"Partial Discharges in Artificial Gas-Filled Cavities in Solid High Voltage Insulation", Thèse de doctorat, Technical university of Denmark, Lyngby, (1979).

[4] Devins,J.C.,"The Physics of Partial Discharges in Solid Dielectrics", IEEE Trans. Elec. Insul.,EI 19, 475-495, (1984).

[5] Megahed,I.Y.,"The Discharge-Repetition Rate in Cavities in Epoxy Resin, Polyethylene, and Mica Under Alternating Voltage Conditions", IEEE Trans. Elec. Insul.,EI 10, 69-74, (1975).

[6] Moriuchi,R. et Tan,M.,"Partial Pischarge Properties in Spherical Void in Epoxy Resins", IEEE Symp.on EI, 37-40, (1978)

[7] Kübler,B.,"Investigation of Partial Discharge Measuring Technique Using Epoxy Resin Sample With several Voids", IEEE Symp. on EI, 82-85, (1978).

[8] Mayoux,C. et Goldman,M.,"Partial Discharges in Solid Dielectrics and Corona Discharge Phenomena", J.Appl.Phys.,44, 3940-3944, (1973).

[9] Weldingh,H.,"Internal Discharges in Spherical Cavities in Epoxy Resins", Thèse de doctorat, Technical university of Denmark, Lyngby, (1977).

[10] Kitamura,Y. et Hirabayashi,S.,"Partial Discharge Deterioration of Epoxy Resin for Electronic Parts",IEEE Symp. on EI, 485-490, (1985).

[11] Bartnikas,R.,"Some Observation on the Character of Corona Discharges in Short Gap Spaces", IEEE Trans. Elec.Insul., EI 6, 63-75, (1971).

[12] Dakin,T.W. et Lim,J.,"Corona Measurement and Interpretation", AIEE Trans. PAS 76, 1059-1065, (1957).

[13] Tanaka,T.,"Internal Partial Discharge and Material Degradation", IEEE Trans. Elec. Insul.,EI 21, 899-904, (1986).

[14] Danikas,M.G. et Van der Laan,P.C.T.,"Fast Measurement of Partial Discharge Currents in Solid Dielectric Samples Containing Voids", IEEE Symp. on EI, 250-252, (1988).

[15] Stone,G.C. et Boggs,S.A.,"Wideband Measurements of partial Discharges in Epoxy", IEEE Symp. on EI, 137-140, (1982).

[16] Wilkelnkemper,H. et al,"Rupture diélectrique des gaz dans des champs électriques uniformes", Electra, 52, 67-86, (1977).

[17] Bartnikas,R. et McMahon,E.J., Engineering Dielectrics; vol I Corona measurements and interpretation, ASTM, Philadelphia, (1979).

[18] Filippini,J.C., Mayoux,C. et Laurent,G.,"An Investigation into the Initiation Mechanism of Water Trees in Polyethylene from Attemps to Detect an Emission of Light", IEEE Trans. Elec. Insul.,EI 21, 65-68, (1986).

[19] Bamji,S.S., Bulinski,A.T. et Densley,R.J.,"Evidence of Near Ultraviolet Emission During Electrical Tree Initiation in Polyethylene", J. App. Phys., 61, 694-699, (1987).

[20] Nasser,E., Fondamentals of Gaseous Ionisation and Plasma Electronics, John Wiley and sons, New York,pp.50-51, (1971).

[21] Tilles,A.,"A Survey of the Time Lag of Spark Over in a Uniform Field", Phys.Rev., 46, 1015-1022, (1934).

ANNEXE I

Caractéristiques du photomultiplicateur

RCA 31034A-05 fournies par le manufacturier

Les spécifications sont vérifiées pour une tension de l'anode à la cathode de 1500V avec comme source un filament de tungsten à une température de 2856K et une température ambiante de 22ŁC.

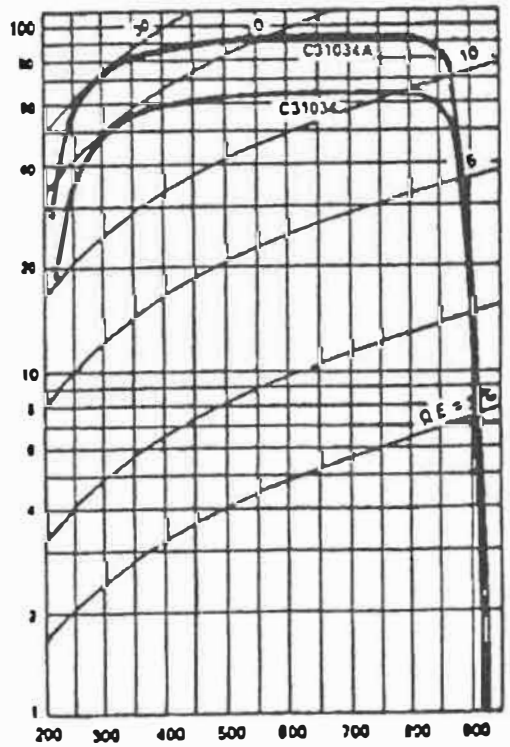
Réponse à l'anode	
Radiante à 860 nm	4.9 A/W
Lumineuse	430 A/lm
Réponse à la cathode	
Radiante	81 mA/W
Lumineuse(200V entre chaque dynode)	720 µA/lm
Courant d'amplification	0.6×10^6
Temps de montée	2.5 ns
Temps de transit	33 ns

Courant d'obscurité	10 nA
Addition d'impulsion d'obscurité	25 cps

Valeurs maximales absolues

Courant moyen à l'anode (moyenne pour 30 sec)	100 nA
Tension entre l'anode et la cathode	2200 V
Plage de température	
entreposage	-80 à 50°C
utilisation	-80 à -30°C

Réponse de la photocathode (mA/W)



Longueur d'onde (nm)

Réponse spectrale typique de la photocathode.

ANNEXE II

Calcul du photocourant généré

par une décharge partielle.

Le photocourant obtenu à l'anode du PM est donné par la formule suivante [3]:

$$I_{ph} = M \times g \times \eta \times q \times dp/dt \qquad (A.1)$$

où: M : est le gain d'amplification du phototube.
g : est le facteur de correction géométrique.
η : est l'efficacité quantique.
q : est la charge électronique.
dp/dt : est le flux photonique.

Le gain maximum est donné dans l'annexe I et vaut $M = 6x10^5$.

Le facteur géométrique est calculé à partir de la fraction de lumière qui atteint directement la fibre et y sera guidée. On ne tient compte que de la lumière qui atteint directement la fibre, on néglige la portion réfléchie par les électrodes. Ceci est une approximation non restrictive.

Le facteur géométrique (g) est tout simplement le rapport de la surface d'une sphère de 3.9mm de diamètre, centrée sur la cavité, (correspond à l'écart entre la fibre et la cavité) et de la surface du coeur de la fibre:

$$g = S_{coeur} / S_{sphère} = \pi\,(r_{coeur})^2 / 4\pi(r_{sphère})^2$$
$$= (50\text{x}10^{-3}\text{mm})^2/4\,(3.97\text{mm})^2$$
$$= 3.97 \text{ x } 10^{-5}$$

Ce facteur est du même ordre de grandeur que celui calculé par Luczynski [3], soit $g = 4.8\text{x}10^{-5}$. Ce dernier utilisait un montage avec un alignement de lentilles. Les deux méthodes présentent des performances semblables pour moins de problèmes d'alignement avec la fibre.

Le coefficient d'efficacité quantique est aussi donné dans l'annexe I et vaut $\eta = 0.35$. La charge électronique est de $1.6 \text{ x}10^{-19}$ C.

Finalement on sait que le nombre de photons émis lors d'une décharge partielle est de l'ordre de 10^7 photons [2][3]. La durée d'une telle décharge est typiquement de l'ordre de 10^{-8}sec [3][8]. Ceci nous donne un flux photonique de:

$$dp/dt = 10^7 \text{ photons/ décharge x } 1/10^{-8}\text{sec/décharge}$$
$$dp/dt = 10^{15} \text{ photons/ sec}$$

En combinant toutes ces valeurs dans l'équation (A.1) on trouve:

$$I_{ph} = 6x10^{5} \times 4.6x10^{-5} \times 0.35 \times 1.6x10^{-19} \times 10^{15} \text{ C/sec}$$
$$I_{ph} = 1.21 \text{ mA.}$$

Bien au dessus du seuil de 100 nA. Le photomultiplicateur n'aura aucune difficulté à détecter ce signal.

ANNEXE III

Spécification de la fibre optique de quartz

AMP 501112-05

Ouverture numérique de la fibre	0.20±0.02
Indice de réfraction du quartz à 400 nm	1.562
Diamètre nominal	3.0 mm
Diamètre du coeur	100±4 µm
Diamètre de la gaine	140±6 µm
Diamètre de la gaine mécanique	900±50 µm
Atténuation maximum à 850 nm	5.0 dB/km
Atténuation maximum à 1300 nm	4.0 dB/km
Largeur de bande minimum à 850 nm	100 MHz/km
Largeur de bande minimum à 1300 nm	200 MHz/km
Température d'opération	-20 à 70°C
Force de tension maximum	420 N
Poids	7.5 kg/km

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL
3 9334 00290850 5