

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENE
(U.S.T.H.B) ALGER

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
المكتبة — BIBLIOTHEQUE
Ecole Nationale Polytechnique

INSTITUT DE PHYSIQUE

THESE

M0020/87A

PRESENTEE A L'U.S.T.H.B. POUR L'OBTENTION DU GRADE DE

MAGISTER

SPECIALITE : ELECTRONIQUE QUANTIQUE

OPTION : LASER

par *Mohammed Mostafa BRAHAMI*

**ETUDE ET REALISATION D'UN
LASER PULSE TEA-CO₂**

SOUTENUE PUBLIQUEMENT LE : 25 JUIN 1987
DEVANT LE JURY COMPOSE DE :

SANSAL Boualem	PROFESSEUR	U.S.T.H.B.	PRESIDENT
BENBOUZID F. Zohra	PROFESSEUR	U.S.T.H.B.	RAPPORTEUR
BENDALI Nedjma	M. CONFERENCES	U.S.T.H.B.	EXAMINATEUR
BENAISSA Mohammed	PROFESSEUR	U.S.T.H.B.	EXAMINATEUR
LADJOUZE Hâmmoud	PROFESSEUR	U.S.T.H.B.	EXAMINATEUR

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENE

(U.S.T.H.B) ALGER

INSTITUT DE PHYSIQUE

1205072

THESE

PRESENTEE A L'U.S.T.H.B. POUR L'OBTENTION DU GRADE DE

MAGISTER

SPECIALITE : ELECTRONIQUE QUANTIQUE

OPTION : LASER

par *Mohammed Mostafa BRAHAMI*

ETUDE ET REALISATION D'UN LASER PULSE TEA-CO₂

SOUTENUE PUBLIQUEMENT LE : 25 JUIN 1987
DEVANT LE JURY COMPOSE DE :

SANSAL Boualem	PROFESSEUR	U.S.T.H.B.	PRESIDENT
BENBOUZID F. Zohra	PROFESSEUR	U.S.T.H.B.	RAPPORTEUR
BENDALI Nedjma	M. CONFERENCES	U.S.T.H.B.	EXAMINATEUR
BENAISSA Mohammed	PROFESSEUR	U.S.T.H.B.	EXAMINATEUR
LADJOUZE Hâmmoud	PROFESSEUR	U.S.T.H.B.	EXAMINATEUR

400 3087

R E M E R C I E M E N T S

Je remercie M.SANSAL Boualem, Professeur à l'USTHB d'avoir accepté de présider le jury devant examiner ma thèse.

J'exprime ma profonde gratitude à Mme. BENBOUZID, Professeur à l'USTHB, d'avoir suivi patiemment ce travail, et de l'avoir dirigé.

Je remercie sincèrement MM. LADJOUZE H, BENAÏSSA M, Professeurs à l'USTHB, ainsi que Mme. BENDALI N., M. de conférences à l'USTHB, d'avoir accepté d'examiner ce travail.

Ce travail a été réalisé pour moitié au Laboratoire LASERS de l'Institut de Physique (USTHB), et pour moitié au Laboratoire LASERS ET APPLICATIONS (CEN). A cette occasion, je remercie le Directeur du CDTA (CEN), ainsi que l'équipe du Laboratoire Laser (CEN) pour l'accueil qui m'a été réservé, ainsi que pour l'aide qu'ils m'ont apportée.

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans le concours de nombreuses personnes, dont je citerai particulièrement: DJAMEL (Laboratoire Lasers), MOURAD Z. et MUSTAPHA H. (Laboratoire Fusion CEN), ainsi que LAHMAR Mekki de l'atelier Mécanique (CEN); qu'ils trouvent ici ma sincère reconnaissance.

Je remercie beaucoup M.Nour-Eddine A.A., pour le concours apporté à la frappe de cette thèse.

Je remercie enfin MM. A.Derrouche et M.Guettache pour le soin apporté au tirage de cette thèse.

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

A M A F E M M E C .

A M E S E N F A N T S
O U S S A M A , M O A D , K A W T A R
T A R I K H A N Z A

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE I - EVOLUTION DES TECHNIQUES DES SYSTEMES TEA-CO₂

-# PAGE-

INTRODUCTION	2.
1-DEVELOPPEMENT HISTORIQUE ET EVOLUTION DES TECHNIQUES,	3
1-0-Introduction	3
1-1>Action laser	4
1-2-Developpement historique	6
1-3-Evolution des techniques	9
a-Décharge gazeuse	9
b-1 ^{er} étape : électrodes discrètes	10
c-2 ^e étape : double décharge	11
d-3 ^e étape : systèmes EBC	12
e-Autres évolutions	13
2-TEA-CO ₂ A ELECTRODES DISCRETES	14
2-1-Resistances et capacités	14
2-2-TEA helicoidal	16
Effet lentille	17
3-TEA-CO ₂ DOUBLE DECHARGE	19
3-0-Préliminaire	19
3-1-Préionisation par décharge couronne	21
a-Lafiamme	21
b-Duanchin	23
3-2-Préionisation par photoémission	24
Pearson & Lambertson	24
3-3-Préionisation volumétrique	26
a-Richardson	26
b-Séguin & Tulip	27
c-Judd	28
4-TEA-CO ₂ SYSTEMES EBC	30
5-AUTRES TEA-CO ₂	33
5-0-Introduction	33
5-1-Décharges séparées	33
5-2-TEA scellés-Problèmes de scellement;	36
a-Addition de CO et N ₂	39
b-Séparation des 2 décharges	38
c-Utilisation de Platine chauffé	40
5-3-TEA-CO ₂ guides d'ondes	41
5-4-TEA-CO ₂ à répétition (hautes fréquences)	42
CONCLUSION	45

INTRODUCTION	47
1-MECANISMES DE DECHARGES D'ARCS	49
1-1-Introduction	49
11-1-Types de décharges	49
11-2-Temps de formation de l'arc	51
11-3-Conductibilité naturelle	52
1-2-Mécanisme de Townsend	53
1-3-Mécanisme du streamer	57
13-1-Approche globale	57
13-2-Critère de disruption	58
13-3-Transition avalanche-streamer	60
13-4-Comparaison avec l'avalanche de Townsend	66
1-4-Décharge couronne	66
2-INHIBITION DE LA DECHARGE D'ARC	68
2-1-Principe	68
2-2-Modèle simplifié (Palmer)	69
22-1-Origine de la condition de disruption	69
22-2-Densité de préionisation minimale	70
2-3-Modèle plus élaboré (Levatter)	73
23-1-Principe	73
23-2-Effet du temps de montée du pulse HT	75
23-3-Critères pour la formation d'avalanches homogènes	76
2-4-Géométrie des électrodes	79
3-ETUDE DE LA PREIONISATION	81
3-1-Introduction	81
3-2-Etude de la préionisation à coeur par rayons UV	82
32-1-Absorption UV	83
32-2-Spectre d'émission de l'étincelle	84
32-3-Densités de photo-électrons	88
32-4-Additifs organiques	92
3-3-Géométrie de la préionisation	94
CONCLUSION	97
CHAPITRE III- ACTION LASER	
INTRODUCTION	99
1-NIVEAUX D'ENERGIE DU CO ₂ ET N ₂	100
2-EXCITATION	102
3-RELAXATION	106
4-MODELE CINETIQUE	109
5-PERFORMANCES ATTENDUES ET RESULTATS ACTUELS	114
6-RESONNATEURS INSTABLES	117
CONCLUSION	121

CHAPITRE IV- REALISATION ET CARACTERISATION DU LASER TEA-CO₂

1-INTRODUCTION	المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات	123
2-CAVITE LASER	BIBLIOTHEQUE — المكتبة	124
a-enceinte laser	Ecole Nationale Polytechnique	124
b-cavité optique		125
c-système d'électrodes		125
3-CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE		128
3-1-Caractéristiques électriques		128
31-1-Principe		128
31-2-Réalisation		129
a-circuit HT		129
b-circuit BT		130
31-3-Pulses électriques obtenus		133
3-2-Décharge obtenue		135
4-ETUDE PARAMETRIQUE DU LASER TEA-CO ₂		136
4-1-Techniques de mesure		136
4-2-Conditions opératoires		138
4-3-Performances obtenues		140
43-1-Fonctionnement en opération scellée-		
Durée de vie		140
43-2-Variations de l'énergie de sortie avec		
les pressions partielles et totales-		
Influence de l'He		144
43-3-Variations de l'énergie de sortie avec		
les paramètres de décharges :		149
a-Tension d'excitation		149
b-Capacité de stockage		149
c-Distance inter-électrodes d ₀		152
43-4-Caractéristiques du pulse et faisceau laser		154
a-Caractéristiques temporelles		154
b-Localisation et forme spatiale		
du faisceau laser		159
c-Divergence du faisceau laser		162
43-5-Fonctionnement en écoulement		165
4-4-Résumé des performances		167
4-5-Comparaison des résultats		169
45-1-Travaux publiés		169
45-2-Comparaison des résultats		171
4-6-Limites du système laser		173
5-TEA-CO ₂ A DOUBLE DECHARGE		175
CONCLUSION		176
PARTIE V- ANNEXE A -MODELE DE LEVATTE		178
ANNEXE B-COMPOSANTS ELECTRONIQUES		194
INDEX		195
MOTS CLES DE LA THESE		196
BIBLIOGRAPHIE		197

INTRODUCTION

Cette thèse a pour objet de présenter l'étude et la réalisation d'un laser CO_2 pulsé (appelé TEA). Le choix du type de laser s'est posé sur le système à électrodes discrètes, dit de Beaulieu.

Ce choix n'a pu se faire qu'après l'étude des différents systèmes TEA. Pour cette raison nous présentons en Chapitre I, l'évolution des techniques des lasers TEA, ainsi que leur développement historique. Dans ce chapitre nous passerons en revue avec force détails, un grand nombre de types d'excitation et de préionisation utilisées. Nous présenterons aussi certains types spécifiques de TEA.

Comme l'effet laser dans les systèmes TEA est subordonné à l'obtention de décharges gazeuses homogènes et stables, nous étudierons en Chapitre II les mécanismes de décharges dans les gaz, et plus spécifiquement le mécanisme de formation de l'arc, et les moyens de l'inhiber. Cette inhibition passe notamment par une préionisation du mélange gazeux laser utilisé en densité suffisante, que nous étudierons aussi.

En Chapitre III, nous traiterons de l'effet laser CO_2 en insistant sur les paramètres influents et spécifiques des systèmes pulsés TEA- CO_2 .

Le Chapitre IV, Réalisation et caractérisation du laser TEA- CO_2 , traitera en détail de la partie expérimentale. C'est ainsi que nous décrirons la cavité laser réalisée, l'électronique utilisée et la décharge obtenue. L'étude paramétrique du laser suivra, et nous comparerons les résultats obtenus avec ceux publiés.

CHAPITRE PREMIER

DEVELOPPEMENT HISTORIQUE

ET

EVOLUTION DES TECHNIQUES

INTRODUCTION

Les lasers moléculaires CO_2 sont excités principalement par décharge électrique, quoiqu'il existe la possibilité d'une excitation optique, rapidement délaissée à cause des très faibles efficacités obtenues.

La décharge gazeuse, pour être efficace, doit être incandescente, homogène et stable. La décharge sous forme d'arc violent est inefficace du point de vue pompage.

Les premiers lasers CO_2 , excités longitudinalement (suivant l'axe optique laser) opéraient à faible pression (une dizaine de torrs), et étaient limités en puissance, celle-ci dépendant du nombre de molécules CO_2 présents dans le mélange gazeux (CO_2-N_2-He), donc de la pression.

L'élévation de la pression opératoire, afin d'augmenter la puissance, a transformé la décharge longitudinale continue en arc. Il était impossible de maintenir la décharge au delà d'une dizaine de microsecondes. D'où la nécessité d'opérer avec des décharges électriques pulsées.

D'un autre côté, l'excitation de ces grandes pressions impose des valeurs de champs électriques très élevées. Si la décharge est axiale (longitudinale) les tensions nécessaires à l'excitation doivent être alors très grandes (1000 Kv pour 60 torrs [57]). Lorsque la pression s'élève encore plus, la tension d'excitation devra être augmentée beaucoup plus, atteignant des valeurs prohibitives. En plus, ces longues colonnes de décharges ne produisent pas une excitation homogène du mélange gazeux.

C'est dans le but de diminuer les valeurs des tensions à appliquer, et de produire des décharges homogènes que l'on applique les champs électriques transversalement au tube laser : c'est là le principe de fonctionnement des lasers TEA (Transversely Excited Atmospheric pressure)

Le premier système laser TEA- CO_2 à pression atmosphérique, a été expérimenté par Beaulieu [10] en 1969, ainsi que par Dumanchin & Rocca Serra [34] et ont pu obtenir quelques centaines de kilowatts (Kw). Des développements ont ensuite eu lieu et ont porté sur les électrodes, l'introduction de la préionisation, l'augmentation du volume gazeux excité, aboutissant à des puissances de plusieurs terrawatts (Tw).

C'est ainsi que dans ce chapitre, nous verrons le développement historique qu'a subi le TEA, et les 3 grandes étapes de l'évolution des techniques d'excitation (section 1).

Nous traiterons ensuite un grand nombre de systèmes TEA-CO₂, classés suivant le type d'excitation. Nous traiterons tour à tour :

-les TEA-CO₂ à électrodes discrètes, en section 2

-les TEA-CO₂ à double décharge suivant les 3 types de préionisation interne, en section 3 .

-Les TEA-CO₂ à préionisation externe ,appelés EBC (Electron Beam Controlled) , en section 4 .

-enfin d'autres types de TEA-CO₂ , où l'intérêt a porté soit sur le scellement et ses problèmes, soit sur la miniaturisation donnant des guides d'ondes, soit sur l'élévation de la fréquence de tirs, tout ceci en section 5

1-DEVELOPPEMENT HISTORIQUE ET EVOLUTION DES TECHNIQUES

1-0-INTRODUCTION

Le premier système laser TEA-CO₂ à haute pression (1 atmosphère) de puissance remarquable (de l'ordre de quelques centaines de kilowatts) a été expérimenté en 1969 par les français Dumanchin & Rocca Serra [34] et le canadien J. Beaulieu [10]. Ces 2 groupes ont travaillé indépendamment et ont utilisé des techniques électriques qui ont pu permettre la formation de décharges incandescentes, homogènes, et stables dans des volumes assez grands de mélange gazeux [CO₂-N₂-He] (de 1 à 10 litres).

Ce premier développement a donné des énergies relativement élevées (de l'ordre de 100 mJ par pulse) et des efficacités meilleures que celles obtenues alors (jusqu'à 7 %).

Mais bien avant ce développement, des opérations diverses ont eu lieu:

a- à haute pression, mais sans utiliser l'excitation transverse [12-57] .

b- à basse pression avec excitation transverse [119-72-49-471].

L'utilisation de pulses haute tension, rapides et courts axialement appliqués dans un laser CO₂ développé par HILL en 1968 [57] a représenté une avance significative dans les lasers CO₂ pulsés. Cependant les débuts de cette technique n'ont pas abouti à des lasers simples: encombrement important -et surtout très haute tension utilisée (jusqu'à 1 000 kv.)

Cependant le développement du laser TEA CO₂ par les 2 groupes canadien et français (cités plus haut) a amorcé un véritable saut, car il a produit non seulement un laser qui a opéré de meilleure façon que les lasers à gaz prévus, mais il a produit en conséquence un grand avancement dans la compréhension des lasers à gaz, et donc leur multiplication, ainsi que la compréhension des techniques d'excitation et la physique des décharges gazeuses et des phénomènes ionisants.

1.1. ACTION LASER.

Les opérations de laser continu à 10,6 μ m. dans le CO₂ ont été annoncées en premier par Patel en 1964 [94]. Ensuite des améliorations ont été faites, notamment par l'addition d'hélium He et d'azote N₂ dans le mélange, qui ont multiplié la puissance et l'énergie jusqu'alors obtenue (Legay 1964 [71]-Patel 1965 [95]).

Depuis, les lasers CO₂ sont devenus de grand intérêt , car ils donnent des énergies de sorties, des puissances ainsi que efficacités plus grandes que tout autre laser (De Maria 1973 [26]).

Le milieu actif du laser CO₂ conventionnel, continu ou pulsé, est un mélange de CO₂-N₂-He , mélange excité électriquement essentiellement (de rares fois optiquement mais avec de très faibles énergies de sorties). L'action laser est représentée schématiquement en figure 1-1. Elle sera étudiée plus en détail en chapitre III, dans lequel nous soulignerons les principales différences entre le continu et le pulsé. Nous nous bornerons ici, à une explication très simplifiée, afin de pouvoir comprendre les buts et les moyens étudiés dans ce chapitre.

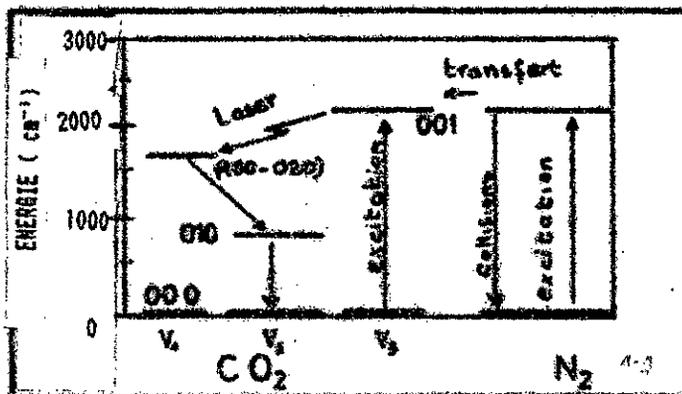


FIG. 1-1-

La décharge électrique fait porter l'azote N_2 du niveau fondamental au niveau excité ($v=1$). N_2 ne peut se désexciter que par collisions. Cette même décharge porte une petite fraction des molécules CO_2 à leur état excité (001). Mais le plus grand nombre de molécules CO_2 est en fait excité par transfert résonnant d'énergie avec les molécules N_2 excitées, car le niveau (001) du CO_2 et le niveau ($v=1$) de N_2 sont très proches l'un de l'autre.

Le niveau (001) du CO_2 est le niveau laser supérieur.

Les niveaux lasers inférieurs sont les niveaux (100-020), très peu peuplés par la décharge, et qui relaxent vers le niveau fondamental (000) à travers le niveau (010).

Comme le niveau laser haut (001) se désexcite beaucoup plus lentement que le niveau laser bas, une inversion de population peut donc s'établir, et ainsi une émission laser peut se produire.

La présence de l'He dans le mélange gazeux va avoir 2 fonctions essentielles:

1-augmenter la vitesse de relaxation du niveau (010) du CO_2 pour une meilleure extraction. (voir détail en chapitre III)

2-dans le laser continu (CW CO_2), il va contribuer à refroidir le gaz laser, à cause de sa conductivité thermique très élevée. Et dans le laser TEA CO_2 il va servir à faciliter l'homogénéisation de la décharge par préionisation, avec des détails en chapitre II, section 3.2)

L'excitation électrique désirée doit, dans le cas du TEA- CO_2 , obéir à 3 conditions essentielles, à savoir :

1-être incandescente, c'est à dire ne doit pas se faire sous forme d'arc.

2-être homogène spatialement sur tout le volume de décharge, afin d'extraire le maximum d'énergie, en excitant le maximum de molécules CO_2 .

3-être stable temporellement, c'est à dire doit rester incandescente tout au long de l'application du pulse HT, et ne pas dégénérer en arc violent.

La décharge sous forme d'arc est indésirée, car elle provoque ainsi un échauffement inégal du milieu gazeux. Ces gradients de température vont provoquer des effets limitant la puissance, et à la limite l'annuler. Ceci en plus des dégats occasionnés par l'arc sur le matériel optique.

1.2. DEVELOPPEMENT HISTORIQUE.

Déjà en 1968, Hill [57] a obtenu 5 J (200 kw.) par pulse, à partir d'un gaz CO₂, à 10,6 μm; et à une pression de 60 torrs, en utilisant une décharge axiale pulsée de 1000 kv. Cette amélioration (de l'ordre de 3 fois) sur les résultats prévus, était une conséquence directe de l'utilisation de plusieurs facteurs simultanément, à savoir:

- un champ intense
- des pulses rapides (temps de montée de l'ordre de 3 μs. chez Hill)
- des pulses courts (quelques microsecondes.)

a-Par la suite, une importante étape a été franchie par l'utilisation de décharges encore plus rapides (temps de montée de l'ordre de 100 ns.) et des pressions beaucoup plus grandes, mais avec des tensions bien plus faibles=20 à 50 kv. C'est ainsi que Beaulieu a obtenu successivement 30 puis 150 mJ par pulse, c'est à dire une puissance de 500 kw., à une pression de 760 torrs dans un mélange CO₂-N₂-He. Ces lasers excités transversalement à pression atmosphérique sont appelés TEA.

b-Afin de palier à l'instabilité de la décharge, qui dégénère souvent en arc, dans ces premiers systèmes, l'idée de préioniser le milieu gazeux, et ainsi faciliter l'écoulement de la décharge et éviter les arcs, fut mise à profit et appliquée. Plusieurs méthodes de préionisation du milieu gazeux ont été alors utilisées. Ces méthodes comprennent l'utilisation de l'effet couronne, l'utilisation de la photoémission d'une électrode, ou l'utilisation de rayons UV.

Toutes ces méthodes ont été utilisées pour générer des électrons à l'intérieur du volume gazeux. La préionisation se réfère à la présence de particules chargées, principalement les électrons, dans le volume gazeux avant l'initiation de la décharge électrique principale. Ces particules seront générées à l'aide d'une décharge auxiliaire provenant d'une troisième électrode appelée Trigger (systèmes à double décharge). Ces systèmes ont pu obtenir jusqu'à 20 joules/pulse et des puissances de 35 kW. (Laflamme 1970 -[67]).

c-Puis une amélioration du même système de double décharge par Richardson (1973-[100]) a rendu possible le contrôle de la décharge électrique principale, celle-ci ne débutant qu'une fois le degré optimal d'ionisation atteint. Cette préionisation est produite par des radiations UV fournies par des décharges de petits arcs auxiliaires très faibles énergétiquement.

Ce laser a donné des énergies de 300 joules par pulse et des puissances de l'ordre de plusieurs multigigawatts (10^9 w.), avec une efficacité d'extraction de l'énergie totale approchant les 10 % .

d-La préionisation peut être aussi obtenue par l'injection, dans le volume gazeux, et à partir d'une source externe, d'un faisceau d'électrons de haute énergie. Ces électrons, en pénétrant dans le volume gazeux vont heurter les molécules de gaz et générer ainsi une préionisation beaucoup plus élevée que dans les TEA à double décharge.

Ces nouveaux systèmes appelés E.B.C. (pour Electron Beam Controlled ou faisceaux d'électrons contrôlés), notamment utilisés par Fenstermacher en 1972 [42], ont donné des énergies pulsées de 2000 joules/pulse (dans un volume de 40 litres) et à pression atmosphérique.

e-Finalement, à titre d'information, l'utilisation de l'excitation transverse pulsée a permis d'obtenir l'action laser à haute pression dans environ 30 gaz. Et plus de 500 longueurs d'ondes ont été obtenues, allant de 1,1 Å à 3370 Å, voir tableau 1. [129].

L'application de l'excitation transverse a eu lieu aussi dans des solutions chimiques: voir tableau 2 .

TABEAU 1
LASERS A GAZ TEA

Gaz	Longueur d'ondes μ m.	Puissances
Ar	1,27+7,29	1 kw
C	1,45	50 w
Cl	1,59	50 w
Cu	0,51+0,58	0,9 kw
He	0,96+2,06	1 w
I	4,86+5,50	0,2 kw
Kr	2,25+3,07	0,5 kw
Ne	0,54	0,19kw
	1,15+3,39	1 kw
O	0,85	1 w
Xe	2,03+3,65	20 kw
CO	4,96+5,73	10 Mw
H2	1,50+1,60	Non publié
N2	0,34	50 Mw
	1,04+3,65	0,5 kw
OD	18,11+20,32	N.P.
OH	3,00+3,30	N.P.
	12,27+19,70	N.P.
CO2	9,28+10,63	3 GV
HCN	337,0	9 w
H2O	7,60+29,97	500 w
	118,0	1 w
N2O	10,48+10,86	50 kw

TABEAU 2
LASERS CHIMIQUES TEA

Composé	L.O en μ m.	Puissance
CO	4,96+6,13	10 kw
DBr	5,57+6,37	6 kw
DF	3,72+4,06	24 kw
	18,44+19,70	20 w
HBr	4,02+4,61	0,4 Mw
HCl	3,37+4,11	2,4 kw
HF	2,61+3,05	50 Mw
DCI	5,00+5,53	5 kw

1-3-EVOLUTION DES TECHNIQUES.

Nous parlerons de l'évolution des techniques d'excitation, afin de percevoir les améliorations obtenues, quels sont les facteurs qui ont évolué, et ceux déterminants. Il est évident que cette évolution des techniques s'est faite en même temps par une meilleure compréhension des mécanismes de décharge gazeuse. Ce sont les paramètres de décharges qui vont déterminer et conditionner les évolutions rendues nécessaires.

a-décharge gazeuse. (voir détail en chap. II ; section 1.3.)

Le paramètre limitant les opérations de décharge à haute pression dans les gaz, est le temps de formation de l'arc.

Celui ci arrive par le processus dit "streamer" et en des temps de l'ordre de la centaine de nanosecondes, en l'absence de toute préionisation.

Ce processus streamer est dû à la succession des phénomènes suivants:

- le petit nombre d'électrons toujours libres dans un gaz, vont être accélérés si ce gaz se trouve entre 2 électrodes portées à haute tension. Ils acquièrent une énergie suffisante pour se mouvoir et heurter les molécules de gaz présentes. Ces chocs importants, à cause du champ électrique élevé, vont libérer de nouveaux électrons qui, accélérés à leur tour vont heurter d'autres molécules et générer d'autres électrons. Il y a donc multiplication exponentielle du nombre d'électrons, multiplication appelée avalanches d'électrons.

- cette avalanche va se propager jusqu'à une distance critique où elle aura acquis une densité suffisante. A partir de cet instant, elle va acquérir une grande vitesse de propagation et l'avalanche se transforme alors en streamer (ou dard) qui se déplace sous l'effet des charges d'espaces et de la photoionisation du gaz en avant du streamer.

Celui ci étant arrivé à l'anode, un fin canal de plasma quitte l'anode pour rejoindre la cathode et court-circuiter les 2 électrodes.

Des décharges incandescentes peuvent être obtenues dans tout gaz entre 2 électrodes, en faisant de telle sorte que le temps de décharge soit plus court que le temps de formation de l'arc, ou bien en limitant la densité de courant de décharge, ou encore en préionisant le milieu, afin d'augmenter de beaucoup le temps de formation de l'arc et laisser ainsi le temps à la décharge de s'écouler de manière incandescente.

Tous les TEA sont basés sur l'une des 3 techniques, ou une combinaison des trois à la fois.

*Pour faire opérer un système avec des temps de décharge courts (inférieurs à 1 μ s.) il est nécessaire d'avoir un circuit électrique de très faible inductance (inférieure à 1 μ H), une commutation très rapide (obtenue avec l'utilisation des éclateurs ou spark-gap), de bonnes conditions de surface des électrodes.

Pour retarder la formation de l'arc aussi longtemps que possible les électrodes doivent être uniformément espacées, bien polies pour éliminer les imperfections, et avoir un profil équipotentiel (type Rogowsky) afin d'éviter les concentrations excessives et localisées du champ électrique (voir plus loin en chapitre II, section 2.4.)

En outre, il est à remarquer qu'un temps rapide de décharge ne correspond pas toujours au meilleur pompage dans les lasers TEA-CO₂ (voir en chapitre III, section 2.). Ainsi l'efficacité de ces systèmes à courte décharge sera plus petite que celles d'autres dispositifs utilisant des décharges plus longues (TEA à EBC, de l'ordre de la dizaine de microsecondes).

**La densité de courant de décharge peut être limitée soit en limitant le flux total de courant, ou en maximisant les surfaces de décharges. Beaulieu a utilisé la première méthode, en limitant le courant de décharge grâce aux résistances -électrodes utilisées. Comme la forme de la décharge, dans ce cas pin-barreau, voir Fig.1-2., est approximativement conique, la densité de courant dans ce volume n'est pas constante. L'efficacité du pompage, ainsi, va varier comme une fonction de position. De plus, à cause des pertes d'énergies par effet joule RI^2 dans les résistances, l'efficacité va être faible ($\approx 5\%$).

Pour maximiser les surfaces de décharges, il a été utilisé des électrodes compactes à grande surface, au lieu des électrodes discrètes précédemment utilisées par Beaulieu et autres. Mais les instabilités de décharge sont encore plus grandes, et elles dégénèrent souvent en arc. C'est ainsi que Pearson et Lamberton (1972-1961) ont appliqué l'idée (ancienne) d'illuminer le volume gazeux par des rayons UV., afin de le préioniser et de faciliter ainsi l'écoulement de la décharge.

Ces rayons UV sont produits par une troisième électrode, appelée Trigger. Comme la durée de la radiation UV est courte et son intensité faible la décharge ne peut opérer durant de longues périodes, le régime étant limité en fait, à quelques centaines de nanosecondes.

Ce dispositif, par conséquent, hérite des inconvénients des systèmes qui opèrent dans des temps de décharge courts.

Mais d'autres dispositifs, fournissant les électrons de préionisation, indépendamment de la décharge et pendant toute la durée de celle-ci, ont pu permettre l'extraction maximale de l'énergie (EBC) mais avec un encombrement conséquent.

b-évolution : 1'étape.

*Le premier laser développé par Beaulieu comportait l'utilisation de pulses HT très courts, appliqués à une structure d'électrodes transverses. Le système consistait en:

-une anode formée par un long tube à section circulaire.

-une cathode formée par une série de terminaisons métalliques alignées; chaque terminaison étant reliée à une résistance. Cette cathode formée d'éléments discrets est située à 2cm de l'anode.

Lorsque le pulse HT est appliqué entre les terminaisons-cathodes et l'anode, un nuage lumineux apparaît, formé par les décharges individuelles de chaque terminaison-cathode et l'anode. Le volume excité devient une rangée linéaire de décharges se recouvrant l'une l'autre. Mais la stabilité de telles décharges est faible, et souvent ces décharges incandescentes deviennent des arcs localisés et violents. Les plus petites impuretés, les moindres déformations provoquent l'instabilité. Les résistances explosaient souvent, ouvrant ainsi localement, le circuit de décharge.

**Conséquent, un certain nombre de techniques ont vu le jour, afin de résoudre les différents problèmes surgis.

Ces techniques ont comporté l'utilisation des composants suivants, en lieu et place des résistances:

-des capacités: Smith-De Maria (1970) [112]; Robinson (1972) [103].

-des inductances: Robinson (1971) [102]

-des pointes effilées: Laurie & Hale (1971) [130].

Tout ceci pour remplacer les résistances cathodes.

Quant à l'anode, elle aussi va subir des changements: lames-barreaux-pins... etc. Utilisation aussi de plusieurs rangées de cathodes au lieu de la rangée unique originelle.

Il a aussi été utilisé des électrodes discrètes, mais disposées hélicoïdalement autour de l'axe optique laser, par, notamment, Fortin (1970) [44], Rampton (1972) [97].

L'élimination des résistances a conduit à améliorer l'efficacité par la réduction des pertes (RI^2). Et l'utilisation de plusieurs rangées formant la cathode a permis une meilleure uniformisation du volume de décharge, ainsi que son extension.

La dispersion et la diffraction des rayons optiques par les décharges électriques discrètes ont été étudiées dans plusieurs systèmes [60-88]. Le principal effet provient de l'élévation irrégulière de température dans la colonne de décharge, qui cause une diminution notable de l'indice de réfraction du milieu gazeux [11]. Cette variation de l'indice de réfraction, va avoir, dans le cas du laser à électrodes hélicoïdales, un effet de lentille (que nous verrons plus loin en détail, en section 2.2.e) [44].

Cependant beaucoup de problèmes, à cette époque, vont être résolus partiellement ou totalement par l'introduction de la préionisation, comme on le verra dans l'étape suivante.

c-2° étape: systèmes à double décharge.

En parallèle à ces développements de décharges électriques par électrodes multiples, des chercheurs ont introduit l'idée d'une préionisation initiale du volume de décharge afin d'inhiber la formation de l'arc, et d'homogénéiser et stabiliser la décharge principale. Parmi les premiers qui ont exploité cette idée, nous noterons Dumanchin (1969) [34], Laflamme (1970) [67], Lambertson et Pearson (1971) [68] et autres.

Ces recherches ont aussi abouti à l'élaboration de nouvelles géométries d'électrodes (type Rogowsky, voir détail en chapitre II, section 2.4.), afin d'augmenter le volume de décharge, et d'éviter les arcs par concentrations excessives et localisées de champ électrique.

Cette technique utilise en plus des 2 électrodes principales, une 3° électrode appelée Trigger, qui va provoquer une décharge initiale faible énergétiquement, juste avant l'application du pulse HT principal. Il y aura donc 2 décharges, décalées dans le temps d'une centaine de nanosecondes=une première dite de préionisation, et une seconde dite principale, cette dernière excitant le volume gazeux et provoquant l'action laser.

Pour cela le système est appelé "double décharge".

L'anode, usuellement, est une électrode compacte et à profil Rogowsky.

La structure de la cathode va varier. Elle sera:

-sous forme de grille plane à proximité d'une ou plusieurs électrodes trigger et séparée (la grille des électrodes trigger) par un diélectrique. Ainsi les électrodes trigger seront soit des barreaux (Dumanchin 1972-[35]), soit des fils de tungstène dans des tubes pyrex (Laflamme 1970-[67]).

-cathode compacte à profil Rogowsky, et comme trigger un fil métallique (tungstène en général), parallèle aux 2 électrodes principales: (Pearson & Lamberton 1972-[96]) et autres.

Pour tous ces schémas, le même déroulement électrique se produit, à des variantes près. Quand un pulse électrique HT est appliqué à la structure d'électrodes, une première décharge est initiée entre l'électrode trigger et la cathode, créant un nuage d'électrons tout au long de l'électrode trigger. Cette petite décharge est limitée en énergie. Une centaine de nanosecondes plus tard, la décharge principale arrive, profitant de la présence d'électrons en densité élevée.

d-3° étape: systèmes EBC.

La possibilité de séparer la source de préionisation de la décharge principale, fut mise à contribution, par l'utilisation de faisceaux d'électrons de haute énergie comme préioniseur. L'idée datait de 1970 avec son utilisation par le physicien Basov avec les lasers à Xe.

La chambre de préionisation, comprenant un canon à électrons, est séparée du volume laser par une mince feuille métallique qui permet le passage des électrons.

Dans ces nouveaux systèmes appelés EBC (pour Electron Beam Controlled), la séparation de la source d'ionisation et du processus à travers lequel le milieu est excité, permet d'éviter les problèmes de disruption incontrôlée, et de la formation d'arc, et permet un meilleur ajustement des paramètres de décharge. En plus, l'extraction de l'énergie est maximisée, car la décharge électrique peut durer facilement plus d'une dizaine de microsecondes. Cette méthode a pu opérer avec de grandes pressions (jusqu'à 21 atmosphères en 1971 par Basov), et des pulses HT élevés (100 kv). On y trouve notamment Fenstermacher (1972) [42]-Daugherty (1972) [23].

e-Autres évolutions :

Par la suite, la possibilité d'utiliser 2 décharges distinctes au lieu d'une seule, comme précédemment, fut mise à profit afin de pouvoir exciter de plus grands volumes et/ou simplement de provoquer la décharge principale lorsque le degré optimal de préionisation est atteint. Méthode utilisée notamment par Stark en 1978 [113] et autres.

L'évolution a ensuite porté sur 3 axes essentiels que nous signalerons seulement:

*augmentation du taux de répétition des pulses d'excitation, obtenant ainsi des lasers TEA-CO₂ à répétition opérant à des fréquences aussi élevées que 400 Hz.

**fabrication de mini TEA, guide d'ondes.

***opération de scellement, permettant l'obtention de TEA autonomes jusqu'à 10⁶ pulses avec divers moyens.

Nous traiterons, dans la suite, certains des travaux les plus récents.

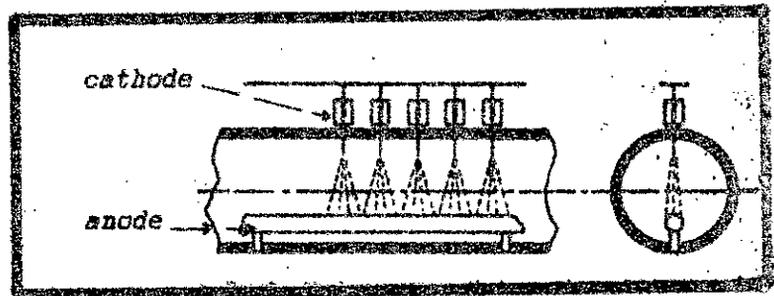
2-TEA A ELECTRODES DISCRETES.

2.1-RESISTANCES ET CAPACITES.

a-RESISTANCES

C'est le premier laser TEA-CO₂ historique construit par Beaulieu en 1969 [10]. Le schéma est le suivant:

FIG. 1-2.



L'anode est constituée d'un long tube cylindrique métallique.

La cathode est formée d'un ensemble de 190 terminaisons de résistances de carbone de 1000 Ω chacune, distantes l'une de l'autre de 5mm. Chaque terminaison de résistance peut être considérée comme un élément de cathode. Toutes les résistances sont reliées au même potentiel. Et elles sont toutes situées à la même distance de l'anode : 2cm environ.

Le pulse HT appliqué est de l'ordre de 25 kv. et de durée 2 μ s. La pression du mélange gazeux est de l'ordre de 760 torrs. L'efficacité est de l'ordre de 5%. Le pulse HT a un faible temps de montée (inférieur à 100ns). Lorsqu'il est appliqué, chaque terminaison de cathode se décharge vers l'anode avec une géométrie conique visible en FIG. 1-2. Les décharges de 2 éléments adjacents de cathode se recouvrent, l'on obtient ainsi une traînée lumineuse de forme conique, le long de la cavité.

La rangée de résistances limite le courant de décharge. Mais 3 inconvénients majeurs sont à signaler:

- les résistances explosent souvent ouvrant ainsi des aires de surface.
- le volume gazeux excité est beaucoup plus petit que celui présent, réduisant par là même l'efficacité.
- pertes importantes par effet joule (RI^2) facteur tendant lui aussi à limiter l'efficacité.

Tout ceci a conduit à remplacer les résistances par des capacités.

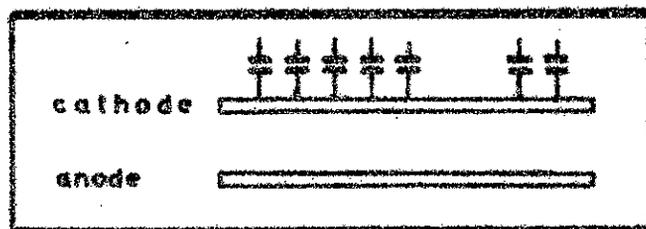
Voici par ailleurs les caractéristiques de ce système:

<u>1^o cavité [10]</u>	<u>2^o cavité [11]</u>
U=17kv	U=25kv
Cs=20nF	Cs=20nf
Nombres de pins = 100	Nombre de pins = 150
Longueur de décharge = 750 mm.	Longueur de décharge = 1250 mm
Distance inter-électrodes dg = 20 mm	Distance dg = 25 mm
Mélange: CO ₂ -N ₂ -He: 1,2-1-10	même mélange
Energie de sortie =30 mJ/pulse	Energie de sortie = 150 mJ
	Puissance de sortie=500kW.

b-Capacités.

L'utilisation de capacités, à la place des résistances, par Smith & De Maria (1970) [112] ,et Johnson (1971) [62] a résolu les 2 problèmes de résistances et de pertes par effet joule. Mais le volume excité est toujours plus petit que le volume présent. Le schéma utilisé est le suivant:

FIG. 1-3.



La cathode est une résistance :mélange de carbone dans une matrice acrylique, de résistivité 12 Ω/cm.

Cette configuration permet aussi de répartir de manière uniforme la décharge sur tous les éléments de cathode. La possibilité de concentration excessive de décharges dans un seul élément est complètement éliminée ici, sans perte Joule. Dans la configuration de Smith-De Maria, il a été utilisé 100 pins électrodes, chacune étant connectée à un condensateur de 500 pF chargée à 30kv. Une énergie plus grande que 1,2 joules a été obtenue avec une efficacité de 6% à pression atmosphérique, et avec une séparation anode-cathode variant de 50 à 60 mm.

Cependant l'amélioration dans l'efficacité ne semble pas très substantielle, alors que la construction est bien plus complexe.

c-Simultanément, Laurie & Hall (1971) [130], ont utilisé des pointes sans résistances ou capacités, et sont arrivés à la meilleure efficacité à cette date. Avec un laser de 1m de long, et 190 pins distribuées sur une seule rangée, il a été produit plus de 2 joules, avec une efficacité de 15%. Ce type de laser, cependant, a une tendance à générer des arcs brillants et violents, à cause de sa forte instabilité.

-2,2-TEA A ELECTRODES A GEOMETRIE HELICOIDALE.

Le schéma est le suivant:

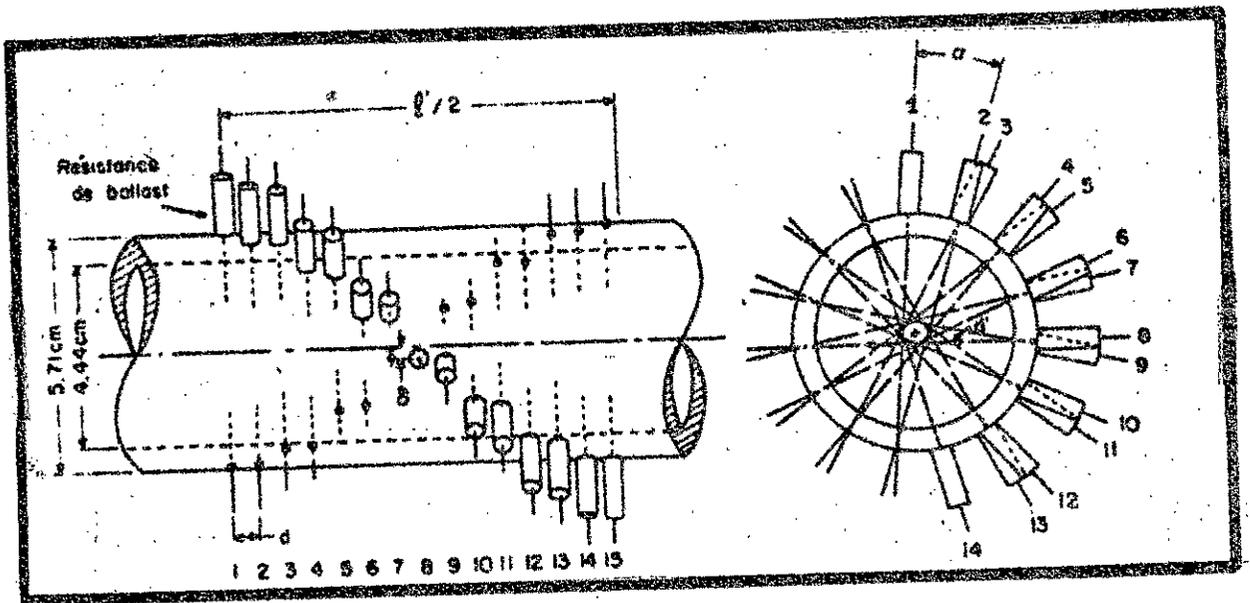


FIG.1-4.

Etudié notamment par Fortin (1970) [44], Otis (1971) [88], Rampton (1972) [97].

Le système d'électrodes consiste en une anode, constituées de pins (pointes) distribuées hélicoïdalement et sont toutes au même potentiel. La cathode est constituée de terminaisons de résistances de 1000 Ω chacune, distribuées elles aussi hélicoïdalement, chacune faisant face à une pin, et sont toutes reliées à un même potentiel.

L'ensemble d'une pin et d'une terminaison de résistance forment une décharge élémentaire. Et chaque décharge est tournée d'un angle α de la précédente (10° chez Fortin), autour de l'axe optique laser.

Cette géométrie a pu être utilisée en mode locking axial par Gilbert & Lachambre (1972) [50]

Les observations faites sur ces types de TEA révélèrent 3 types de contradictions quand elles sont comparées avec ce qui est attendu à partir de la géométrie des résonateurs (détail en chapitre III, section 6):

1-les pertes par diffraction sont plus grandes que celles attendues quand la longueur de la cavité est augmentée.

2-L'action laser se produit aussi avec certaines configurations instables géométriquement ($g < 0$ ou $g > 1$), pendant que certaines cavités stables géométriquement, avec une valeur du produit " $g_1 \cdot g_2$ " approchant l'unité, n'oscillent pas .

3-L'angle de divergence du faisceau laser est plus petit que celui prédit à partir des dimensions de la cavité.

Le laser à configuration hélicoïdale des électrodes (TEA-H) peut prendre différentes formes d'électrodes selon les propriétés optiques que l'on veut obtenir. C'est ainsi que les 2 modes TEM_{00} et TEM_{01} ont pu être obtenus, chacun séparément, sans aucun autre artifice.

Mais le principal effet se produit quand la température augmente dans la colonne de décharge, ce qui va causer une diminution localisée de l'indice de réfraction. Et dans les TEA-H, cet effet provoque un effet lentille de grande longueur focale. Cet effet de lentille peut être soit convergent soit divergent suivant le cas.

EFFET LENTILLE.

C'est dans les TEA-H que l'on obtient un fort effet lentille qui perturbe la configuration initiale du résonateur.

Un modèle théorique de l'effet lentille a été publié par Otis (1974) [89]. Ce modèle, basé sur la théorie des lentilles à gaz, explique les 2 phases importantes de l'évolution de l'effet lentille divergent dans les TEA-H type Fortin où toutes les décharges élémentaires passent par l'axe optique laser. Et un fort effet de lentille convergente a été obtenu dans les lasers TEA-H où toutes les décharges élémentaires passent hors de l'axe optique laser (qui est en même temps axe du tube.).

En fait c'est la réponse hydrodynamique du milieu gazeux qui rend compte de l'évolution rapide ($t \approx 10 \mu s$.) de l'effet lentille, tandis qu'un processus de diffusion thermique explique la diminution lente du phénomène.

Car l'injection brusque d'énergie, dans les TEA-H, provoque des changements hydrodynamiques qui perturbent le milieu gazeux en introduisant des variations locales de densité, lesquelles engendrent de ce fait le profil de l'indice de refraction, profil responsable du phénomène de l'effet lentille rapide.

Et cet effet lentille peut être soit divergent, soit convergent suivant les valeurs des paramètres physiques et géométriques qui sont:

- l'énergie d'excitation contenue dans chaque petite décharge.
- la composition du mélange gazeux
- la distance δ séparant chaque décharge de l'axe du tube laser.
- l'angle α entre 2 cathodes successives. (Verreault 1976-[123])

3-TEA-CO2 DOUBLE DECHARGE

3.0. PRELIMINAIRE :

a-Afin d'éviter la formation de l'arc lors de la décharge pulsée dans le TEA-CO₂, l'idée de préioniser le mélange gazeux avant la décharge principale, a introduit un véritable bouleversement :

- quant aux configurations des électrodes et leur nombre
- quant aux énergies de sorties
- et à l'efficacité du système.

*Les électrodes principales vont ainsi offrir une plus grande surface de décharge, permettant l'excitation d'un plus grand volume, donc l'extraction d'une plus grande énergie. Elles vont ainsi avoir un profil de Rogowsky [15] (voir détail en chap. II, section 2.4.), c'est à dire un profil à champ uniforme, afin d'éviter de grandes concentrations localisées de champ électrique, et, partant, d'assurer une bonne uniformité de la décharge électrique.

**Dans tous les systèmes de double décharge, le principe d'excitation est le même, l'évolution concernera l'amélioration des résultats obtenus, par une meilleure maîtrise de la forme de la décharge gazeuse, ceci se traduisant par une meilleure préionisation approchant l'optimum désiré. Cet optimum va se traduire par 3 paramètres à assurer (voir détail en chapitre II, section 2) :

- une densité d'électrons minimale et suffisante. Palmer (1974) [92] ayant avancé le chiffre de 10^4 électrons/cm³, et Levatter (1980) [73] ayant introduit un correctif avec le chiffre de 3.10^5 électrons/cm³.
- une distribution homogène des électrons suivant les 3 dimensions du volume de décharge.
- la présence effective de cette densité minimale d'électrons, lorsque le pulse HT principal arrive. Car la génération d'électrons se faisant préalablement (de 100 ns à quelques μ s) à la décharge principale, les électrons auront tendance à se recombiner, diminuant ainsi la densité d'électrons initialement générés.

b-C'est à travers le processus de génération d'électrons que nous distinguerons les 3 schémas principaux dans les systèmes à double décharge.

Le premier schéma comporte la génération d'électrons par effet couronne (voir détail en chap. II, section 1.4.). Dans ce système, les électrodes trigger sont séparées de la cathode par un diélectrique. Quand un pulse HT est appliqué, une décharge couronne est initiée entre la cathode et les électrodes trigger, créant ainsi un fin nuage d'électrons près de la cathode. A ce moment la décharge principale arrive (Laflamme [67]).

Il a été trouvé que si les électrons de préionisation sont dissipés avant l'arrivée de la décharge principale, alors l'arc prend place. Ainsi pour une meilleure performance de ce système, soit que la durée du pulse de courant principal devra être plus petite que le temps de formation de l'arc, ou bien que la haute tension appliquée doit être réduite en deçà de la tension de seuil après que le pulse de courant principal ait atteint son maximum. En utilisant cette dernière technique, la durée de la décharge, et ainsi le temps de pompage, a pu être étendu jusqu'à avoir des efficacités de l'ordre de 24% dans un laser opérant à 1 atmosphère par Pan (1972) [93].

.. Une technique légèrement différente, développée par Lamberton et Pearson (1971) [68-96] et autres [26-18-79-8] utilise les radiations UV, pour induire une photoémission à partir d'une anode compacte, et par là, initiant une décharge uniforme sur de grands volumes. Dans ce cas, la décharge prend place entre 2 électrodes compactes solides ayant un profil Rogowsky. Un fin barreau trigger (tungstène généralement), tiré parallèlement aux électrodes, décalé de l'axe optique et rapproché plus de l'anode que de la cathode, est relié à cette dernière par une faible capacité de couplage.

Quand un pulse HT est appliqué aux principales électrodes, un champ d'émission à partir du trigger induit une décharge faible entre le trigger et l'anode. Cette décharge, qui est limitée en énergie par les capacités de couplage, génère des radiations UV qui elles mêmes, vont générer des électrons par photoémission de l'anode (voir plus loin les photographies 1-10). Puisque la durée des radiations UV est courte, et leur intensité faible, la décharge principale est limitée dans le temps à quelques centaines de nanosecondes.

Un dispositif similaire opérant à pression atmosphérique utilisant une cathode en graphite a donné des densités d'énergie d'environ 50 Joules/l. et une efficacité de 15% [107].

... Une troisième technique, encore différente, développée par Richardson en 1973 [100] et autres [20-107] utilise une préionisation volumétrique par les radiations UV. Ces photons UV sont produits par des décharges auxiliaires sous forme d'arcs multiples, faibles énergétiquement. L'une des 2 électrodes est compacte et à profil Rogowsky, la seconde étant en grillage, plane ou à profil Rogowsky. En dessous de cette électrode-grillage se trouvent un certain nombre de pointes effilées qui, lorsque le pulse HT leur est appliqué, provoquent l'apparition d'arcs entre les pointes effilées et l'électrode grillage.

Ces étincelles sont des sources bien connues de rayons UV, et ont une forte émission à des longueurs d'ondes assez courtes pour ioniser les gaz présents (CO_2-N_2-He) et générer des électrons.

C'est par deux fenêtres spectrales, centrées à 1200 Å (largeur 50 Å) et à 1750 Å (largeur 100 Å) que les photons UV pénètrent dans le mélange gazeux laser et parviennent à l'ioniser (voir détail en chap. II, section 3.2)

Les électrons, passant à travers l'électrode grillage vont préioniser tout le volume gazeux, facilitant ainsi l'écoulement de la décharge.

3.1-PREIONISATION PAR DECHARGE COURONNE

a- LAPLANNE 1970 [67]

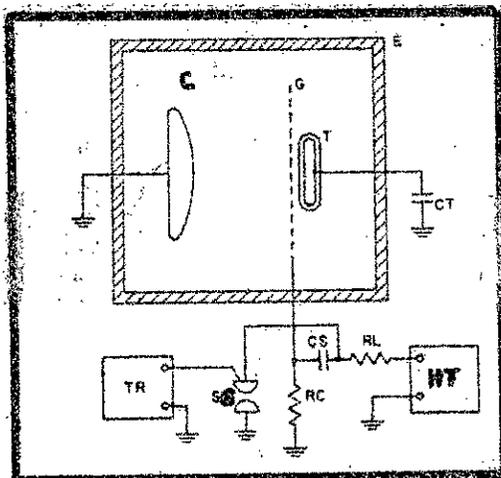


FIG. 1-5.

RL =résistance ballast,
RC = " de charge
Cs =capacité de stockage

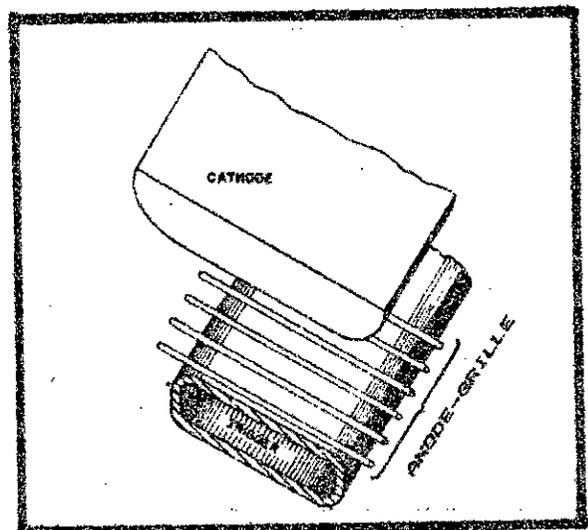


FIG. 1-6.

Ct =capacité de couplage
T =trigger
G =cathode grille

La cathode est compacte et solide. L'anode consiste en une grille G. Le préioniseur est constitué par 4 ou 5 fils métalliques encapsulés dans un diélectrique. Les fils trigger sont au même potentiel à travers une capacité C_t . Entre l'anode-grille G et les triggers T se trouve une feuille diélectrique. En fermant le spark-gap on connecte l'anode à la capacité C_s déjà chargée. Alors que la cathode est reliée à la terre.

La montée du pulse HT provoque d'abord une décharge couronne entre les électrodes trigger T et la capsule diélectrique, car le potentiel de G augmentant rapidement, le champ augmente nettement et plus rapidement entre G et T, plutôt qu'entre G et A, non seulement à cause des distances nettement différentes, mais surtout à cause du rayon de courbure très petit des fils trigger; provoquant ainsi une décharge couronne. La décharge peut ainsi débiter plus facilement. Le cours de cette décharge charge la capacité C_t . Et comme C_t est faible seule une petite fraction de l'énergie totale (inférieure à 2%)est dépensée dans la décharge trigger, sous forme de décharge couronne.

Cette décharge couronne va générer une couche d'électrons le long des électrodes. Ces électrons vont alors pénétrer dans l'espace interélectrodes diminuant considérablement l'impédance du milieu gazeux. La décharge principale prend alors place entre G et A.

La grande difficulté est de maintenir un temps précis entre les 2 décharges.

La flamme a obtenu 5 joules/litres et une efficacité de 5 à 10%.

.....

b-DUNANCHIN 1972 [35]

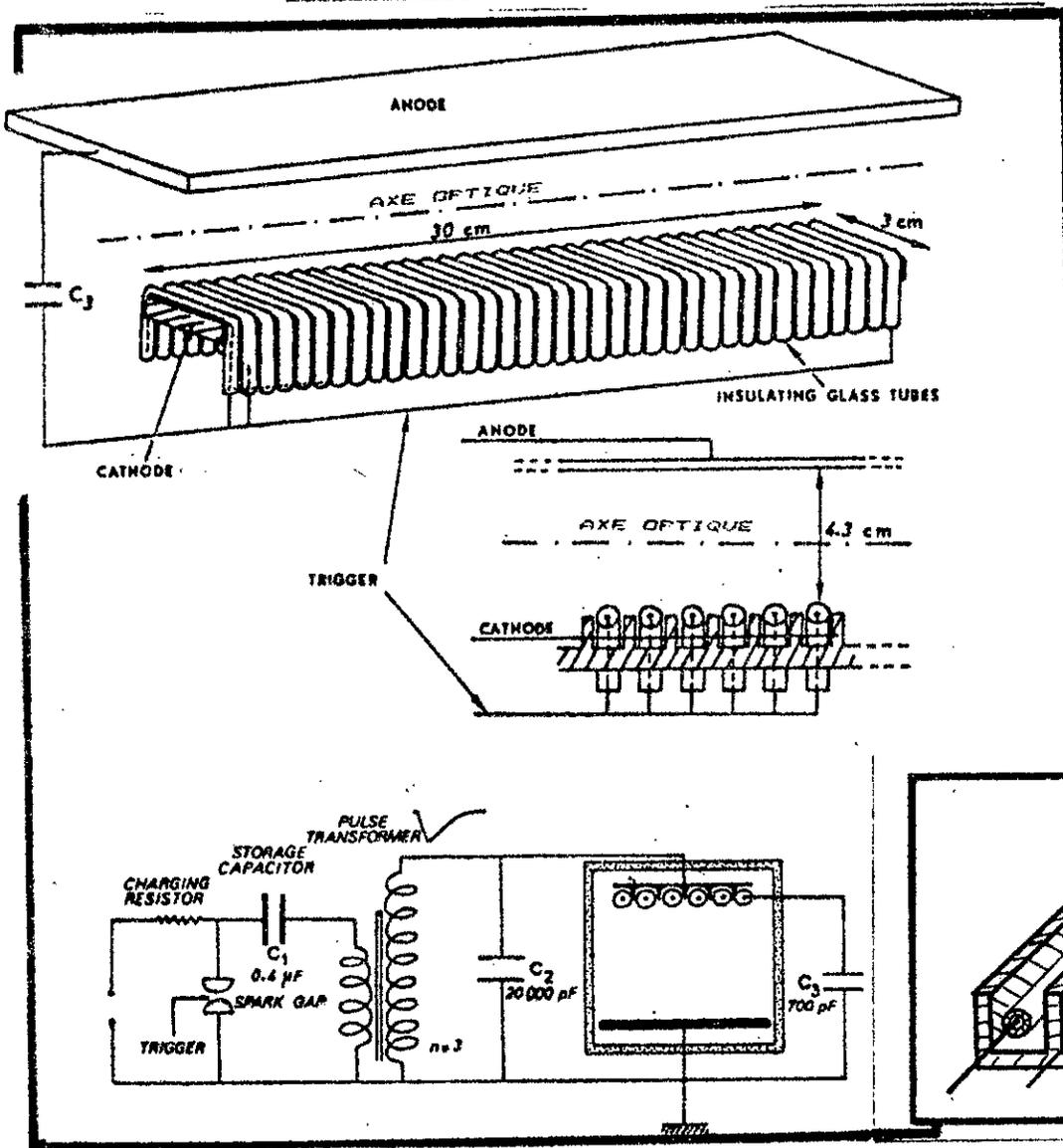


FIG. 1-7-

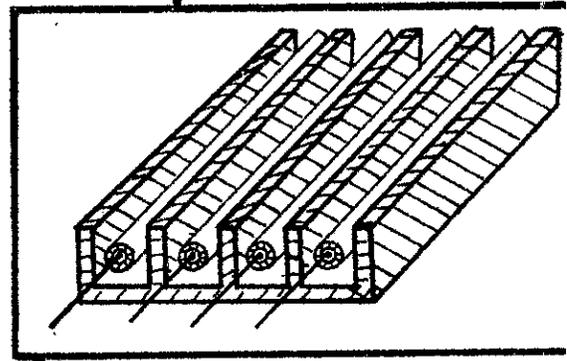


FIG. 1-8-

La structure de la cathode inclut des électrodes trigger, entourées de tube en pyrex. La cathode proprement dite est équivalente à une suite de barreaux parallèles portés tous au même potentiel.

Lorsque le spark-gap est enclenché, un courant intense provenant de la décharge de C_s se produit dans la première boucle. Cette boucle étant couplée par un transformateur d'impulsions à la seconde boucle, un courant va s'établir dans cette dernière. Le champ entre le trigger et la cathode augmente très rapidement. Devenu suffisamment intense il va provoquer des décharges couronnes autour des tubes pyrex. Ceci va générer un nuage d'électrons, uniforme le long du volume gazeux. La capacité C_t sert à limiter en énergie cette première décharge.

Performances:

longueur de décharge = 87 cm

*énergie de sortie = 18 joules/litre

largeur " " = 4,5 cm

*puissance = 35 MW.

gap = 4,5 cm

*efficacité = 17,4 %

volume actif = 1,75 litres.

.....

3.1.2-PREIONISATION PAR PHOTOEMISSION

*** PEARSON ET LANBERTON 1972 (68-96)**

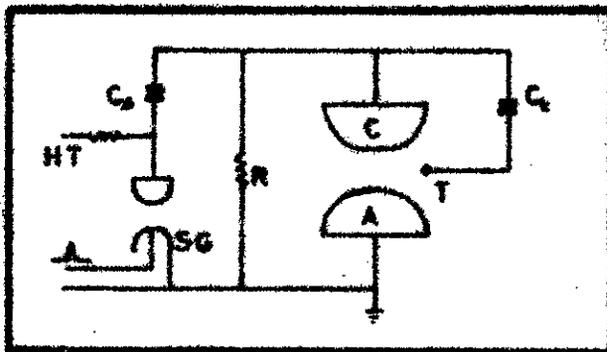


FIG. 1-9-

Dans ce système, la décharge principale se produit entre 2 électrodes compactes identiques, à profil Rogowsky.

Une fine barre de tungstène est placée parallèlement aux électrodes principales, mais décalée de l'axe optique central; chaque terminaison du trigger est connectée à la cathode par une petite capacité de couplage Ct.

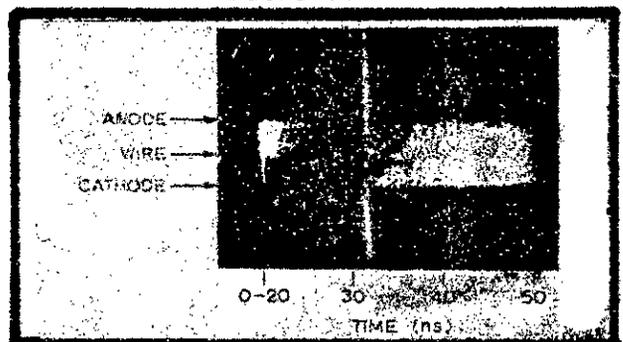
Quand le pulse HT est appliqué aux électrodes principales par la fermeture du spark-gap, la barre trigger est portée au même potentiel que la cathode, par les capacités Ct, et un champ très élevé s'établit entre les barres et l'anode, causant la disruption de l'espace trigger-anode. Cette première décharge est limitée en énergie par un choix judicieux de Ct. Cette disruption du milieu gazeux va générer un nuage électronique.

Une caméra a été utilisée pour suivre le déroulement dans le temps, la décharge afin de déterminer lequel des 2 phénomènes dépend l'initiation de la préionisation :

*par photoémission

*par préionisation volumétrique.

FIG. 1-10-



[in 96]

La photographie obtenue est visible en FIG.1-10-.

La décharge débute de l'anode, on le voit. Et par conséquent c'est la photoémission qui est le mécanisme de préionisation.

Une amélioration a encore été apportée, en ajoutant un 2^e trigger en face du premier, ce qui a pour effet d'uniformiser géométriquement d'avantage la décharge.

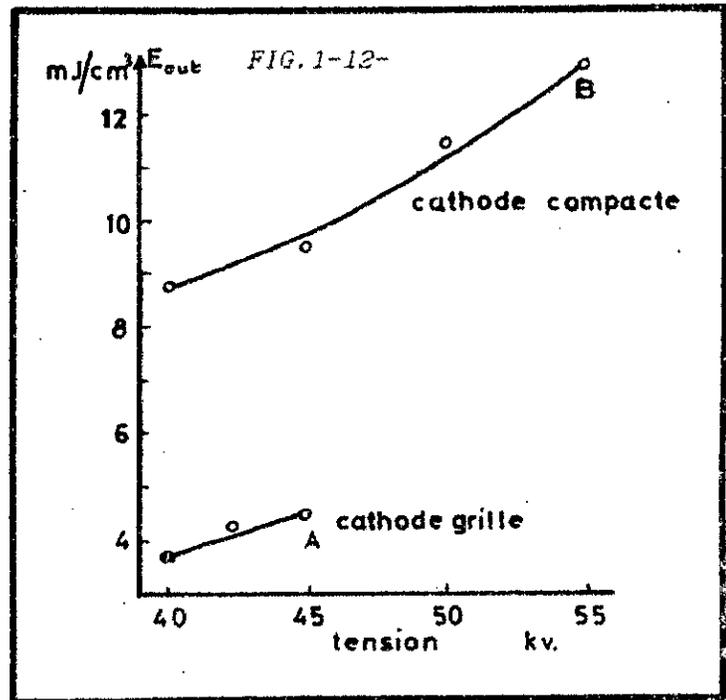
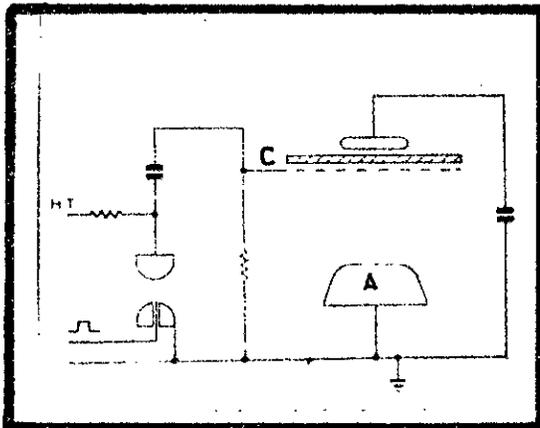
Performances

longueur de décharge = 28 cm
 largeur " " = 2,6 cm
 hauteur " " = 1,5 cm
 Cs = 26 nF
 Ct = 330 pF
 U = 60 kv

*énergie de sortie = 18 joules/litres.
 *efficacité = 4,3%.

Une étude comparative des énergies de sorties obtenues entre le système précédent FIG.1-9- et celui de la FIG.1-11., basé sur la préionisation par décharge couronne, faite par Lambertson et Pearson, est visible en FIG.1-12-

FIG.1-11-



On voit que le 1^{er} schéma (photoémission) permet d'obtenir une énergie double que celle du 2^e schéma (effet couronne).

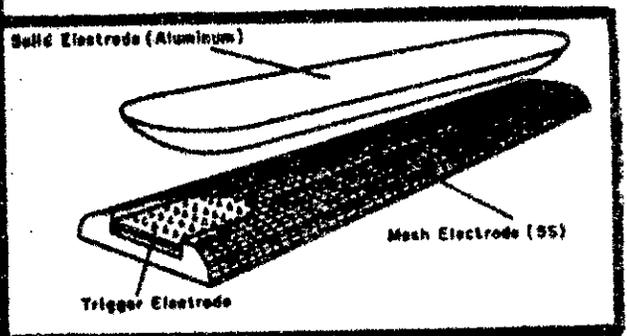
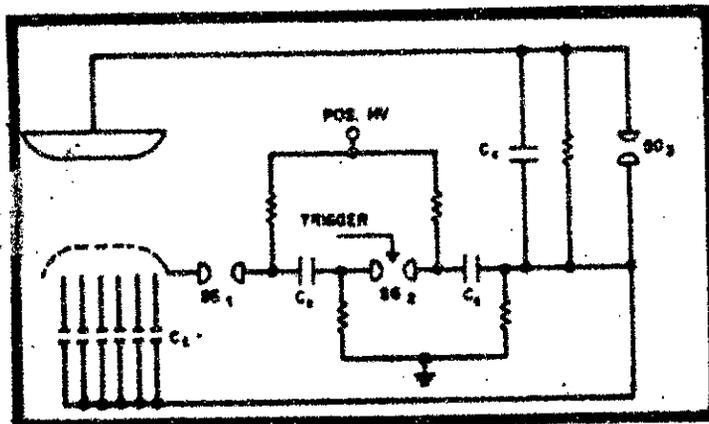
.....

3.3. PREIONISATION VOLUMETRIQUE

n-RICHARDSON 1973 [100]

FIG. 1-14-

FIG. 1-15-



Le préioniseur consiste en une multitude de petites pointes qui provoqueront des étincelles.

La décharge principale se produit entre une cathode compacte en aluminium, et une anode consistant en un grillage fin en acier inoxydable, fortement déployé sur une forme isolante. Les 2 électrodes ont une région aplatie avec des bords modelés approximativement en profil Rogowsky.

La décharge principale est fournie par un générateur de Marx à 2 étages, chargé à 55 kv.

Le préioniseur consiste en 6 rangées de 100 pointes, situées derrière et à proximité immédiate de l'électrode grillage. Chaque rangée est couplée capacitivement au générateur de Marx.

Electriquement l'excitation se déroule comme suit:

- 1-après qu'un pulse de tension ait été envoyé au spark-gap SG2, celui-ci fermé, la tension augmente entre les pointes-electrodes et le grillage, résultant en une décharge couronne à partir de ces pointes.
- 2-la tension augmentant, les décharges couronnes deviennent des arcs fournissant les rayons UV, préionisant le mélange gazeux.

3-après que le degré optimum de préionisation soit atteint, le 3^e spark-gap SG3 est enclenché, et le pulse de courant principal se produit entre les électrodes de décharge.

En coïncidence avec les pointes initiales de courant, des décharges couronnes sont observées entre les pointes électrodes et l'anode grille.

Après un délai de 50 à 60 ns, la luminosité dans cette région augmente soudainement en de multiples arcs qui sont formés par la montée rapide de la tension appliquée.

L'apparition des décharges d'arc coïncide avec l'ionisation partielle du volume de gaz entre l'anode-grille et la cathode. Le début de cette ionisation, s'étendant à peu près complètement à travers la région cathode-anode, est extrêmement rapide (inférieur à 10 ns.). La photoionisation volumétrique par les rayons UV est compatible avec les résultats obtenus, bien que la photoémission de la cathode peut jouer un certain rôle.

La décharge principale peut être retardée jusqu'à 400 ns après la préionisation initiale.

Performances:

Mélange CO₂-N₂-He =3-2-5.

Energie d'entrée totale = 3900 joules

Cs = 0,2 µF

Ct = 160 pF

Cc = 100 pF

*Energie de sortie= 300 joules

*Densité d'énergie= 16,1joules/l.

*efficacité = 8 à 10 %.

*Puissance de sortie= 3 GW.

.....

b-SEGUIE ET TULIP 1972.11071

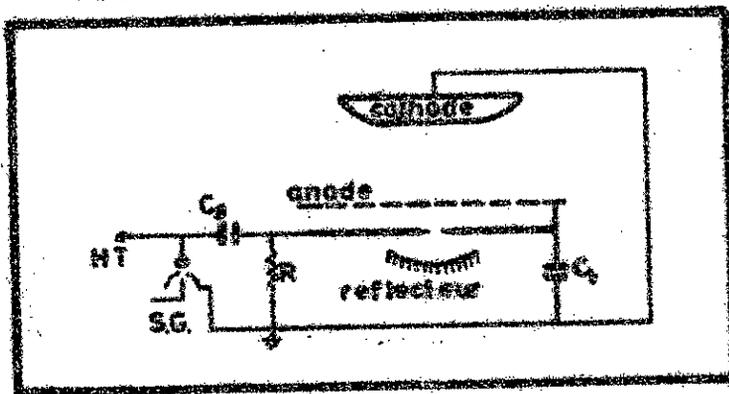


FIG. 1-16-

Le préioniseur consiste en une série de pointes dressées l'une en face de l'autre (2mm) en tungstène tout le long des électrodes, consistant en une cathode compacte et une anode grillage.

Lorsqu'un pulse de tension est appliqué au spark-gap qui ferme le circuit, la tension aux bornes des 2 pointes disposées face à face augmente jusqu'à provoquer l'apparition d'étincelles le long du volume de décharge. Cette 1^{re} décharge est limitée par le choix de Ct. Les gaz du mélange ainsi que la cathode sont simultanément irradiés par les rayons UV, provenant des étincelles. (les flash de lampes ont été aussi utilisés pour la préionisation mais avec une efficacité moindre.).

Performances :

$U = 40 \text{ kv}$

*Energie de sortie = 8 joules

$C_s = 0,5 \text{ } \mu\text{F}$

*Densité d'énergie = 50 joules/l.

$C_t = 3600 \text{ pF}$

*durée du pulse laser $\approx 100 \text{ ns}$

.....

c-JUDD 1973 -[63]-

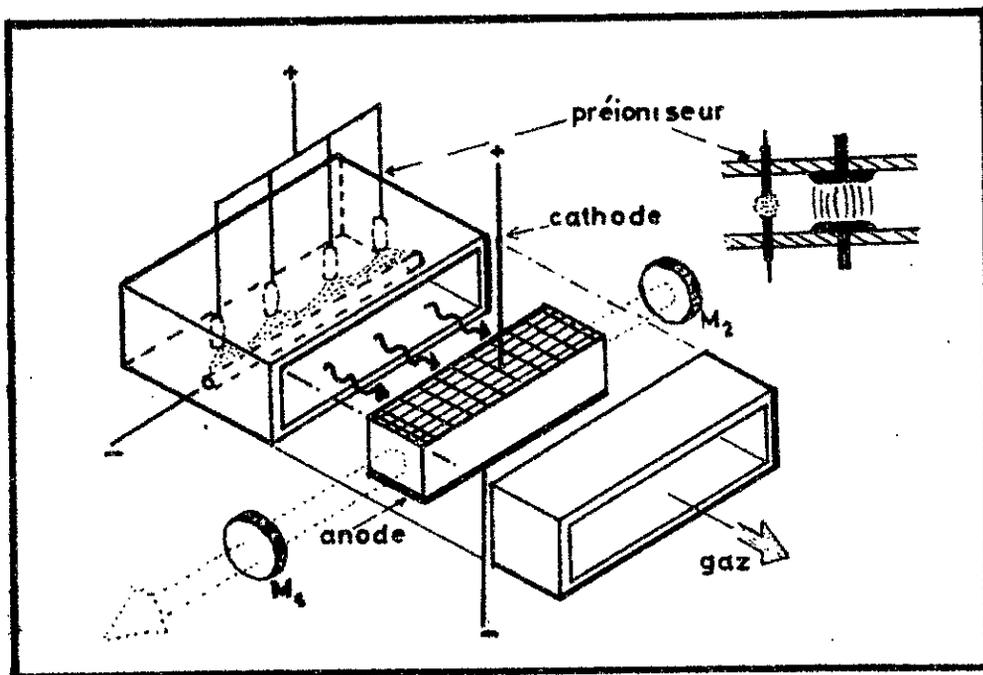


FIG. 1-17-

Le préioniseur est une rangée linéaire de 50 pins espacées de 1cm. Chaque pin est reliée à une résistance ballast de 1kΩ. Le tout se trouvant dans un volume de gaz neutre, isolé par une mince feuille métallique, du volume de décharge principale.

L'espace entre le préioniseur et le centre du volume de décharge principale est de 10 cm. Dans une autre configuration un 2^e préioniseur est placé symétriquement au premier.

En fait, dans les 2 cas précédents de préionisation volumétrique, il existe toujours une partie, aussi petite soit-elle de préionisation par photoémission, à côté de la préionisation par rayons UV. C'est pourquoi ce modèle a été réalisé afin d'éliminer pratiquement tout effet de photoémission. Dans ce cas de figure, la décharge de préionisation est contrôlée indépendamment et est constituée de radiations UV durs qui, en se propageant dans le volume de décharge principale, photoionisent le mélange gazeux laser.

Performances:

volume de décharge = 50x2x2,5 cm ³	*Energie de sortie = 36 J/l.
électrodes à profil Rogowsky, acier inox	à 700 torrs et
	40 J/l. à 760 torrs.

Remarques :

- Dans ce cas de figure la préionisation est seulement volumétrique.
- les mesures de densités d'électrons ont donné 10¹⁶ /cm³
- le libre parcours moyen des photons de photoionisation est d'environ 10 cm dans le mélange gazeux à 1 atmosphère.
- l'existence de si long parcours libres moyens aux hautes pressions suggère qu'il se produit un processus de photoionisation à plusieurs degrés.

4. TEA A FAISCEAUX D'ELECTRONS CONTROLES EBC.

a-Le concept de faisceaux d'électrons contrôlés pour les décharges est apparu vers 1965. D'abord appliqué pour la production de décharges uniformes pour les lasers à gaz en 1971, ce concept est maintenant utilisé dans plusieurs systèmes moléculaires, employant une variété de configurations.

Dans cette technique, des électrons de grande énergie, issus d'un canon à électrons sont projetés à l'intérieur du tube laser et y créent des électrons secondaires [41-42-9-24-53-76-22].

Ces électrons vont ioniser le mélange gazeux jusqu'à une densité de 10^{13} par cm^3 et vont maintenir ce plasma, malgré les pertes, jusqu'à l'application du champ de décharge principale. Ce dernier va accélérer les charges et fournir une décharge homogène et stable. Ce champ a une valeur nettement plus faible (3 à 5 kv/cm. atmosphère -Girard [53]) et sera donc plus facile à contrôler.

Dans ce schéma, la séparation de la source d'ionisation et du processus d'excitation, évite les problèmes de disruptions autoentretenues et la formation d'arc, et permet d'ajuster les paramètres de décharge par le réglage du champ électrique.

b- Une vue en section du laser à CO_2 en EBC utilisé par Fenstermacher (1972 -[42]) est visible plus bas en FIG. 1-18. Le faisceau d'électrons ionisant est fourni par une diode gun, à cathode chaude, pulsée, et à émission limitée, montée dans une chambre à vide, à gauche sur la figure.

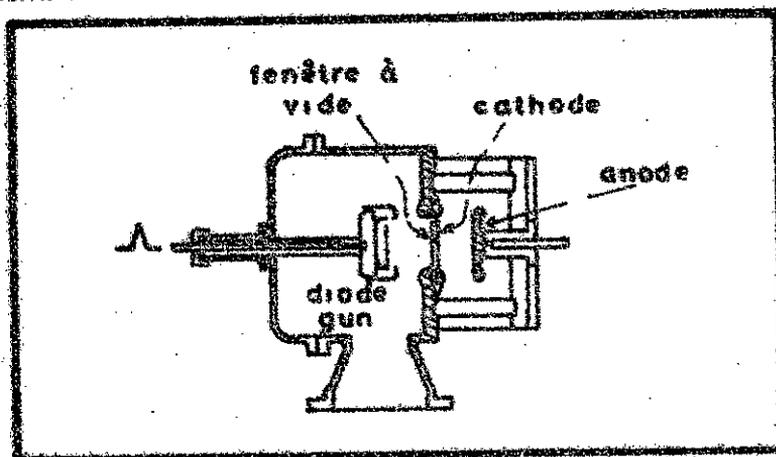


FIG. 1-18-

Cette diode produit une densité de courant d'électrons de $0,2 \text{ A/cm}^2$ sur une surface de 800 cm^2 . Des électrons de 130 kev . sont accélérés à travers une mince feuille de titane de $0,002 \text{ inches}$, séparant la chambre à vide du mélange laser $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$.

Après passage à travers une structure cathodique à grille multiple, ces électrons fournissent l'ionisation. Un champ électrique constant de $3 \text{ à } 6 \text{ v/cm.torr}$. est appliqué au gaz entre l'anode et la cathode. Il en résulte des densités de courant de $3 \text{ à } 7 \text{ A/cm}^2$.

Le plus grand système de type EBC, connu, a donné des résultats très impressionnants tels que décrit par Daugherty (1972-[241]). Dans ce laser, une décharge par faisceaux d'électrons contrôlés est produite dans un volume de 40 litres avec un mélange $1\text{CO}_2\text{-}2\text{N}_2\text{-}3\text{He}$, à une pression de 1 atmosphère par l'injection d'un faisceau d'électrons de l'ordre de 130 kev ., sur une surface de 4000 cm^2 . Le faisceau d'électrons fournit une densité d'électrons de l'ordre de 10^{12} par cm^3 . Quand le laser est opérant, il a une énergie de sortie totale de 2000 joules correspondant à une densité d'énergie de 50J/l . En mode fondamental, il a pu obtenir $1200 \text{ joules/pulse}$ (obtenu par un résonateur instable) correspondant à une densité d'énergie de 30 J/l . et une puissance crête de 50 MW dans un pulse de durée $50 \mu\text{s}$.

La même technique d'excitation a aussi été étendue à d'autres gaz: CO (Center 1972-[16]) et N_2+H_2 (Nelson 1973-[84]).

c-En résumé les avantages de ce système sont les suivants:

- les électrons sont créés directement à coeur.
- on peut obtenir facilement et du premier instant, une préionisation suffisante.
- le champ électrique à appliquer étant plus faible, est plus facilement contrôlable.

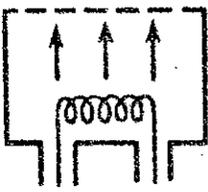
Le gros inconvénient est la nécessité d'un grand appareillage annexe pour le canon à électrons, et qui demande des tensions très élevées.

3 types de canons sont utilisés et schématisés en FIG. 1-19-

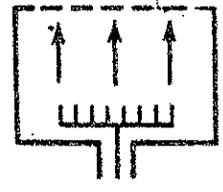
- cathode thermionique : Fenstermacher 1972 [42]
- cathode chaude à champ émissif : Ahlstrom [2]
- décharge de gaz par cathode chaude : Crocker [22]

Le tableau suivant illustre les 3 canons à électrons.

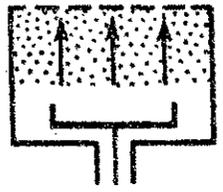
Cathode chaude



Emission de champ



Décharge basse pression



Puissance de chauffage importante entraînant rendement abaissé pour tirs espacés, transformateur fortement isolé, difficultés dues à haute température.
 Vide poussé et propre ($< 10^{-4}$ Torr) d'où enceinte à vide et pompes coûteuses (enceinte acier inox, joints).
 Destruction de la cathode en cas de rentrée d'air.
 Tensions moyennes (≈ 200 kV).
 Faibles densités de courant (≈ 1 A.cm $^{-2}$).
 Facilités de réglage du courant par température cathode.
 Bonne uniformité de l'émission adaptée pour les impulsions longues ou pour le continu.
 Construction et maintenance très coûteuses.

Pas de chauffage.
 Vide poussé et propre (10^{-3} Torr), possibilité d'enceinte en alliage léger, joints normaux).
 Rentrée d'air accidentelle sans conséquence grave.
 Très hautes tensions possibles (MV).
 Très fortes densités de courant possibles (10 000 A.cm $^{-2}$).
 Réglage du courant difficile (variations de géométrie).
 Difficultés pour émission uniforme.
 Utilisable seulement pour des impulsions courtes (moins de 5 μ s).
 Construction et maintenance coûteuses.

Pas de chauffage.
 Vide primaire (10^{-6} Torr), construction simplifiée.
 Rentrée d'air sans conséquence.
 Tensions moyennes (200 kV).
 Densités de courant moyennes (10 A.cm $^{-2}$).
 Réglage du courant par variation de pression.
 Émission naturellement uniforme.
 Utilisable en impulsions courtes ou en continu.
 Construction économique, maintenance réduite.

FIG. 1-19-

3 types de canons à électrons utilisés dans les systèmes EBC,

Plusieurs limites des lasers EBC ont été découvertes [24] :

- 1- une limite supérieure pour le courant de décharge dans le gaz déterminée par le champ magnétique généré.
- 2- une durée maximale permise aux pulses de courant (environ 100 μ s) sans circulation rapide de gaz à cause de l'élévation de température du gaz
- 3- une destruction de la feuille métallique séparant la chambre à vide de l'EBC, et la chambre du gaz laser, à cause de la chaleur.

S. AUTRES TEA

INTRODUCTION

Dans cette partie, nous traiterons des autres évolutions des systèmes TEA-CO₂, à partir des résultats précédemment dégagés. C'est ainsi que les chercheurs se sont intéressés à séparer les 2 décharges, à la possibilité d'obtenir des TEA autonomes grâce au scellement.

D'autres se sont intéressés à la possibilité d'augmenter le nombre de tirs par seconde obtenant par là des TEA à répétition, d'autres encore ont diminué de beaucoup les dimensions des TEA jusqu'à obtenir des guides d'ondes.

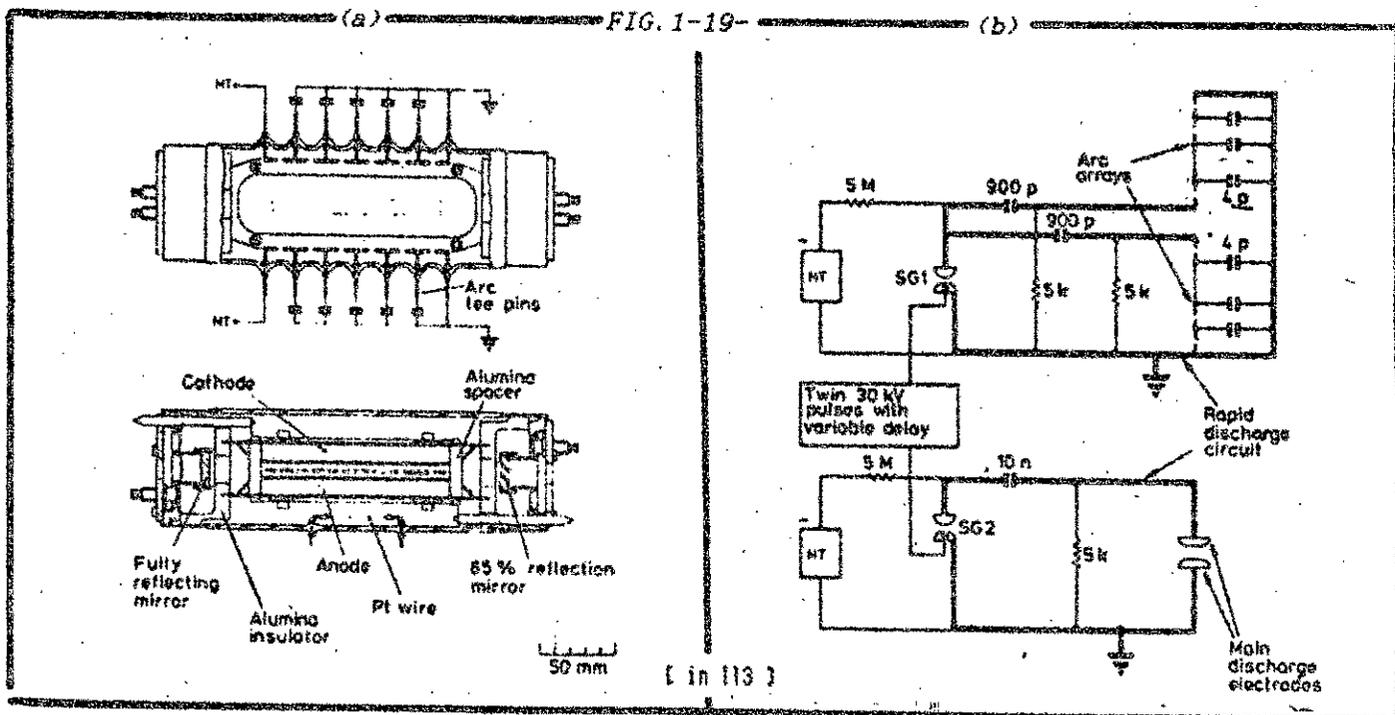
Nous traiterons quelques exemples typiques de chaque catégorie des TEA dans les paragraphes suivants.

5.1. DECHARGES SEPARÉES

STARK-HARRIS-CROSS 1978 [113]

Dans ce système, c'est une source de rayons UV durs, produits par des étincelles, qui produit la préionisation. La nouveauté est le fait que 2 pulses différents et indépendants sont envoyés, l'un pour la préionisation et l'autre pour la décharge principale. Le délai (ou retard) entre les 2 pulses est commandé extérieurement.

Les schémas sont les suivants :



2 sources d'alimentations sont nécessaires ainsi qu'un retardateur d'impulsions. Le préioniseur consiste en 2 rangées de pins latérales parallèles aux 2 électrodes principales, produisant ainsi 6 arcs de 2mm. Les pointes utilisées sont en tungstène.

L'énergie des arcs est fournie par 2 capacités de 900 pF chargées à 30 Kv et connectées à travers un spark-gap SG 1 .

Les électrodes principales sont compactes, à bords profilés (Rogowsky). Sur la figure plus haut, les traits gras correspondent aux circuits de décharge rapide. Lorsqu'un pulse de tension est envoyé à SG1, provoquant sa fermeture, la capacité de 900 pF va se décharger à travers les pins provoquant ainsi des étincelles, générateurs de rayons UV durs. Après un certain temps, un 2^e pulse de tension est envoyé au spark-gap SG2, provoquant sa fermeture, et le passage de la décharge principale.

PERFORMANCES :

volume de décharge = $10 \times 10 \times 110 \text{ mm}^3$; * puissance de sortie = 1,3 Mw
électrodes Rogowsky en Nickel ; U = 30 Kv ; Cs = 10 nF .

Les capacités de 4 pF peuvent être remplacées par des résistances de 1 M Ω , 2 W en carbone .

DETAILS :

Le délai entre les 2 décharges doit être pris entre des limites, pour ne pas provoquer des décharges d'arcs. Ces limites dépendent de la composition du mélange gazeux utilisé.

- Ainsi pour $8\text{CO}_2-5\text{N}_2-2\text{He}$, le délai varie de 1 à 6 μs .
- et pour $4\text{CO}_2-3\text{N}_2-8\text{He}$, le délai est plus grand: de 0,3 à 30 μs à cause de la richesse du mélange en He.

Mais une plus grande puissance demande une plus grande concentration en CO_2 . Comme le CO_2 est l'atténuateur principal des photons UV de préionisation (avec un certain taux, voir détail en chap. II , section 4-2), la densité initiale d'électrons est plus faible aux grandes concentrations de CO_2 .

La figure 1-20- compare les niveaux de sortie en puissance obtenues par 2 systèmes de préionisation, pour les mêmes paramètres d'utilisation:

- * système double décharge type Lamberton et Pearson en courbe A
- * système à rayons UV par étincelles en courbe B .

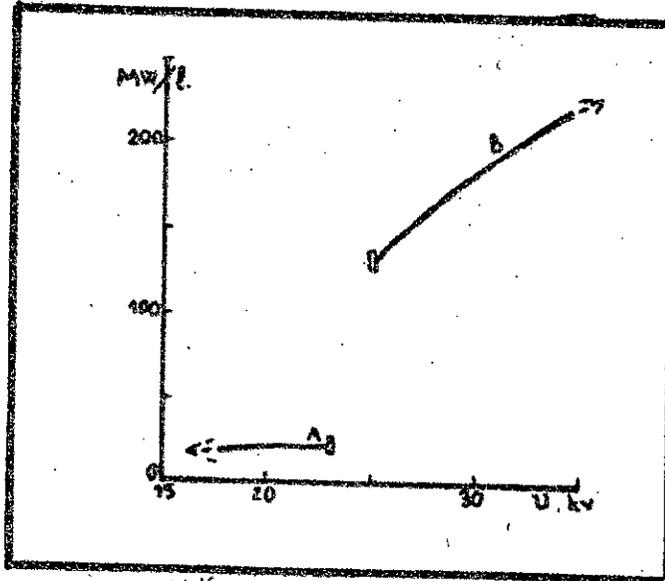


Fig.-1-20-

Comparaison des puissances de sorties des 2 systèmes :

* en A : type Lambertson et Pearson (mélange 1-1-5, à 1 at.,)

* en B : préionisation par étincelles, (mélange 5-4-1 à 1 at.,).

5.2-TEA SCELLES-PROBLEMES DE SCHELLEMENT-

Dans beaucoup d'applications industrielles, ou simplement techniques des lasers, il est nécessaire d'avoir un tube laser portable, scellé, de moindre encombrement, ne requérant pas d'alimentation de gaz durant les opérations.

Le grand problème du laser CO_2 scellé, pulsé ou continu, est la dégradation de la puissance laser en fonction du temps. Cette dégradation de la puissance provient de l'appauvrissement du mélange gazeux initial CO_2-N_2-He ; en molécules CO_2 , car sous l'effet de la décharge électrique, une quantité importante de molécules CO_2 sont dissociées donnant du CO , du O_2 , et aussi des ions négatifs carbonates dont les plus nombreux sont le CO_3^- et le CO_4^- , dans le laser TEA principalement.

L'effet négatif du O_2 dans le TEA est très important. Il constitue d'abord un absorbant très fort des rayons UV nécessaires pour la préionisation. Ensuite sa présence dans le mélange gazeux fait augmenter rapidement les taux de concentration de CO_3^- et CO_4^- . A noter que 0,5% de O_2 dans un mélange CO_2-N_2-He fait doubler la concentration des ions négatifs cités plus haut.

L'augmentation des molécules O_2 , et donc des ions CO_3^- et CO_4^- , a pour effet d'induire des arcs en lieu et place de la décharge principale (Douglas 1974-[31] ; Dyer 1975-[38]). Shields 1976-[105] a notamment vérifié par calcul et expérimentalement que les lasers TEA deviennent instables et l'arc apparaît quand la population d'ions négatifs (CO_3^- et CO_4^- essentiellement) augmente significativement; vérifié aussi par Nighan 1973 [86].

L'oxygène O_2 réagit aussi avec N_2 donnant les composés suivants: NO , N_2O et NO_2 . Mais ils n'ont pas d'effets sensibles.

Le maintien de la puissance dans un laser CO_2 scellé doit donc obéir à l'une des 2 conditions:

-limiter la dissociation du CO_2 en arrivant à un certain équilibre.

-ou bien régénérer la molécule CO_2 à partir du CO et O_2 présents dans le mélange gazeux.

* L'addition du CO a été utilisée avec succès pour réduire la décomposition des molécules CO₂ jusqu'à arriver à un équilibre.

** De même l'addition de H₂ en petites quantités réduit la dissociation du CO₂ dans le mélange gazeux. Il y a alors formation de H₂O. Il a été remarqué [105] que l'addition de H₂ a 3 effets:

- il aide à la préionisation de la décharge.
- avec le CO, il limite la dissociation du CO₂.
- après une succession de tirs, H₂O est formée dans le mélange.

Si H₂ est ajouté en quantité, il y aura production supplémentaire d'ions négatifs H⁻ néfastes pour la décharge.

L'addition de H₂ ou de H₂O a pour effet d'obtenir des radicaux OH qui réagissent avec CO pour donner :



*** La régénération des molécules CO₂ à partir du CO et de O₂, peut se faire soit avec du Nickel chauffé, ou du Platine chauffé lui aussi; et tous 2 utilisés comme catalyseurs.

Des électrodes en Ni, chauffées à 300 °C, réagissent avec O₂ et CO pour donner notamment : NiO , Ni(CO)₄ et d'autres carbonates. Ces composés régénèrent le CO₂ à la surface cathodique en Ni.

Les détails expérimentaux suivent, avec le modèle précédent de Stark [113] qui a été scellé et auquel nous empruntons les résultats.

.....

STARK-HARRIS-CROSS 1978 [113]

Le laser déjà décrit plus haut a aussi été scellé. 3 expériences ont eu lieu afin de parvenir à l'optimum. Les 3 systèmes ont opéré dans des conditions identiques de concentrations et d'énergie d'entrée. Les variantes ont porté sur la préionisation et l'addition de certains composés

Ce sont les 3 expériences suivantes:

- 1 /Addition de CO et H₂. Utilisée en 1975. Préionisation par fil trigger.
- 2 /Séparation des 2 décharges. Utilisée en 1978. Préionisation par UV.
- 3 /Recombinaison de CO et O₂ par catalyse sur la surface d'un barreau de Platine chauffé.

1 / ADDITION DE CO ET H₂ .

Avec un système type Lamberton où la préionisation se fait par fil trigger, il a été ajouté de l'hydrogène H₂ et du CO au mélange de base: 1CO₂-1N₂-5He . Cet apport de gaz étranger va faire en sorte de limiter la dissociation de CO₂ par la décharge.

Cependant, tant que la concentration initiale de CO₂ est encore élevée, le pulse laser est suffisamment grand. A mesure que la concentration de CO₂ diminue, la puissance du pulse laser diminue progressivement jusqu'à l'arrivée de l'arc.

Par exemple avec un mélange 2CO₂-1N₂-1He , la performance en gaz circulant est excellente. Mais en opération escalée le pulse laser est convenable jusqu'à un nombre de 2.10³ pulses. Au delà, les arcs apparaissent, malgré l'apport de gaz H₂ et CO.

2 / SEPARATION DES 2 DECHARGES: LASER ET PREIONISATION.

Des expériences ont été réalisées dans des lasers scellés de la manière suivante: la décharge de préionisation a lieu sans qu'elle soit suivie par la décharge laser. La préionisation, dans ce cas, se fait par production d'étincelles. Et le mélange gazeux laser est analysé à intervalles réguliers. L'équilibre est achevé quand le taux de dissociation de CO₂ est équilibré par le taux de recombinaison de CO et O₂ dans chaque cas.

La conclusion de grande importance est que les arcs produisent à eux seuls un équilibre où 50 à 60 % de CO₂ est dissociée; pendant que l'équilibre pour la décharge principale seule, est de 30 à 35 % de dissociation de CO₂. Ce degré plus élevé de dissociation par les arcs plutôt que par la décharge principale implique que la part de l'avantage de la préionisation par les rayons UV sur la préionisation par fil trigger, pourrait être perdue dans les lasers CO₂ scellés, puisque non seulement la grande diminution de CO₂ va réduire la puissance de sortie, mais la présence de concentration élevée de O₂ va accroître la tendance à dégénérer en arc.

Afin de palier à cette difficulté, il a été décidé de séparer la chambre à arcs (comprenant les pointes et leur gaz propre) de la décharge laser, et ceci au moyen d'une fenêtre en fluorure de Lithium LiF, lesquelles fenêtres ne laissent passer que la plage UV nécessaire à l'ionisation, c'est à dire autour de 1200 Å [7 et 76].

Il a été d'abord utilisé un gaz identique à celui utilisé pour la décharge laser. Mais il semblerait que l'utilisation de N_2 seulement (dans la chambre à arcs) donnerait de meilleures satisfactions; et ceci suivant l'étude de Mac Ken en 1976 [76] qui avait établi que dans un mélange gazeux de CO_2-N_2-He , l'azote N_2 est la source dominante des radiations UV dans la région de 1200 Å. (voir détail en chap. II, section 4.2).

Mais pour un tel laser comprenant les 2 chambres, en opération scellée pour de longues périodes de vie, les inconvénients sont les suivants:

1 /il est évident que l'illumination des UV intenses sur la fenêtre de LiF va élever progressivement la limite de coupure de transmission UV de la fenêtre, jusqu'à ce qu'elle devienne opaque.

2 /un dépôt très fin de matériau arraché par l'arc réduit rapidement la transmission UV par la fenêtre LiF.

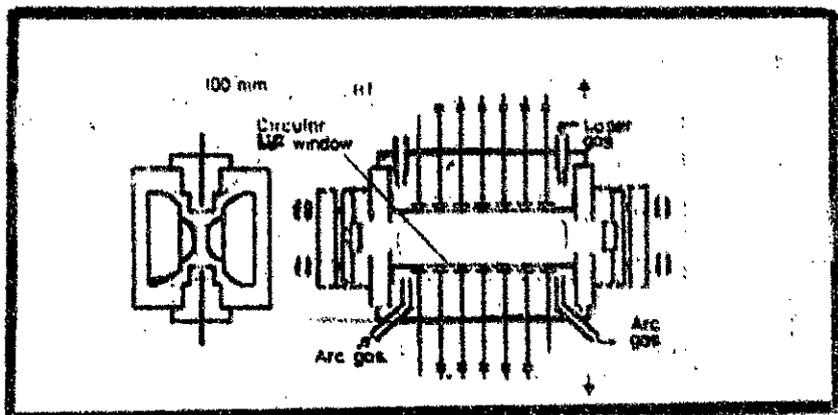
3 /les expériences ont montré que le taux de dissociation du CO_2 par la décharge uniforme est bien plus rapide.

Ainsi la séparation de la chambre à arcs n'a pas eu de grands effets sur le taux à partir duquel la concentration en O_2 arrive à provoquer la dégénérescence en arc, ni sur la durée de vie.

FIG. 1-22-

Séparation de la chambre à arc et de la chambre à décharge principale par une fenêtre en LiF.

(in 119)



3 /UTILISATION DE PLATINE CHAUFFE .

La 3^e méthode est d'utiliser la recombinaison du CO et du O₂ qui se fait à la surface d'un barreau de platine chauffé, en tant que catalyseur afin de limiter la dissociation du CO₂ et de maintenir la concentration en CO₂ à un niveau acceptable.

Stark & al. ont étudié cette recombinaison de CO et O₂. Le mélange gazeux initial utilisé était de 2CO₂-1N₂-2He. Le barreau de platine Pt, de longueur 35 mm et de diamètre 0,127 mm est chauffé par un courant électrique de puissance 8 W afin de maintenir une température de 1100 °C. La décharge laser opère à une fréquence de 1 Hz.

Le pulse laser a une énergie totale de 80 mJ. La puissance totale multimode est de 800 kW.

Cette performance représente une augmentation, en puissance totale, d'un facteur de 5, comparativement à celle obtenue, dans les mêmes conditions d'un laser TEA-CO₂ scellé et à fil trigger.

Ce laser TEA à platine chauffé, a opéré avec plus de 3.10⁸ pulses, sans variations notables de la puissance de sortie.

CONCLUSION .

On voit ainsi le grand avantage à tirer en utilisant le platine chauffé pour régénérer le CO₂, à partir du CO et du O₂, dans les lasers TEA-CO₂ scellés.

5.3. TEA GUIDES D'ONDES.

Nous signalerons un schéma typique d'un TEA guide d'ondes qui diffère des guides d'ondes à émission continue.

Réalisé par Walker & al. en 1976 [125] ce guide d'ondes reprend le système d'excitation type Beaulieu, en le modifiant quelque peu.

FIG. 1-23-

TEA guide d'ondes;
vue générale.

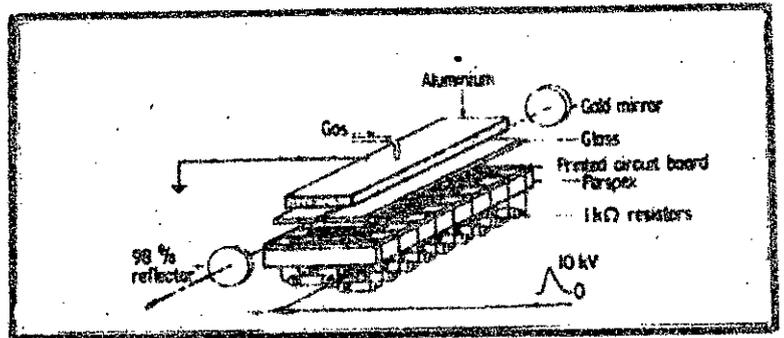
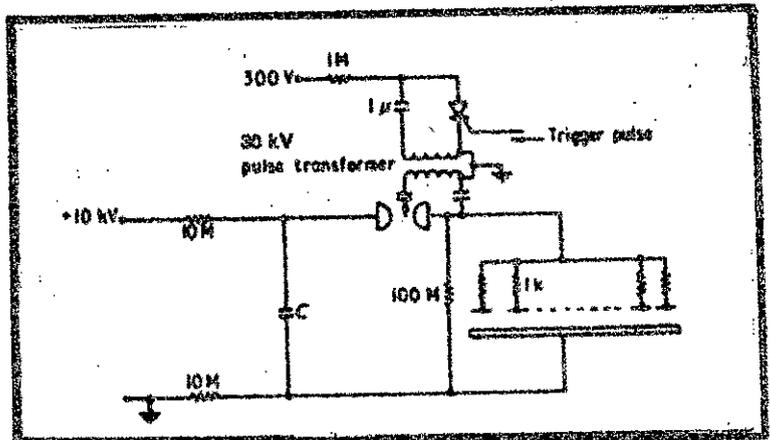


FIG. 1-24-

Schéma d'excitation



L'anode est une suite d'électrodes discrètes, chacune étant reliée à une résistance de $1k\Omega$. Et la cathode est compacte et plane en aluminium. L'anode est en fait un circuit imprimé dans lequel figurent des barrettes de cuivre espacées de $0,6mm$ et séparées par une résine de polyester. Cette structure est bien polie pour donner une surface plane et propre.

Entre la cathode et l'anode se trouvent 2 plaques de verre de $1,3mm$ d'épaisseur et espacées de $1,5mm$ le long de l'axe optique. Ces 2 plaques de verre à bords polis constituent les 2 côtés latéraux du guide. Ce dernier aura donc pour dimension : $1,3 \times 1,5 \times 79 mm^3$.

Le circuit électrique est visible en FIG. 1-24-.

PERFORMANCES :

mélange : CO ₂ -N ₂ -He : 15-15-70-	*énergie de sortie= 0,1mJ par pulse.
pression totale =760 torrs	*puissance = 1,2 KW.
fonctionnement en écoulement.	

.....

5.4. TEA A REPETITION .

Expérimentalement les systèmes lasers TEA-CO₂ à cadence élevée ont d'abord été l'axe de recherche de Beaulieu [10], Dumanchin 1972 [35], Branderberg 1972 [13] et autres.

Les lasers TEA à répétition développés jusqu'à présent ont utilisé des pins [10-122], ainsi que des systèmes à double décharge (Brown 1973-[14]; Hamilton 1975-[55]; et Pace 1977-[90]).

A cause des problèmes de stabilité de décharges, la majeure partie de ces lasers n'ont pu opérer qu'avec 10 % de gaz CO₂ dans le mélange gazeux. Car l'un problèmes limitant l'énergie extraite, même si la pression augmente, est causé par l'élévation excessive de température du gaz, et dans notre cas l'élévation de température est entretenue par la fréquence des tirs lasers. La majeure partie de l'énergie de pompage est dissipée en chaleur dans le gaz. Et si des mesures ne sont pas prises pour assurer le refroidissement, le taux de répétition est limité à 30 à 50 pulses par seconde (pps), avec une limite correspondante de la puissance moyenne.

L'utilisation de flux très rapides de gaz a été faite par Tiffany 1970 [120]; Cool 1969 [21] et autres.

Cependant ces systèmes qui emploient des circulations rapides de gaz, transversalement à l'axe laser, se dégradent rapidement. Et après un court instant, des arcs brillants localisés apparaissent, et une décomposition rapide du gaz se produit.

Essayant d'obtenir des puissances de l'ordre du MW, il faudrait alors utiliser un plus grand volume de gaz, tout en n'augmentant pas le pourcentage de CO₂. Il en résulte, du point de vue du dispositif, des applications pratiques sérieusement limitées.

Tout récemment Menyuck et Moulton 1980 [81] ont pu développer un mini TEA-CO₂ qui utilise la technique de préionisation d'étincelles UV. Ce système a été capable d'opérer avec un mélange gazeux 1CO₂-1N₂-1He et à des fréquences supérieures à 500 Hz. Cependant les puissances de sorties obtenues n'ont pas été reportées.

Nous décrivons un autre système, celui de Howells 1981 [58] comme exemple typique, ayant opéré jusqu'à 100 Hz pour des puissances de l'ordre de 1,8 MW.

HOWELLS-CRIDLAND-DERRICK-1981- [58].

la préionisation est excellente, et est fournie par 5 étincelles à haute énergie, tout près de la région de décharge principale:

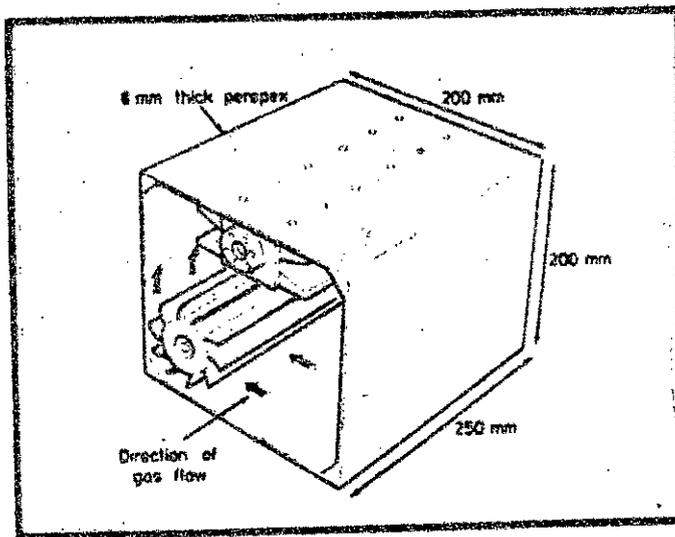


FIG. 1-25-
Schéma d'ensemble du
laser à répétition.

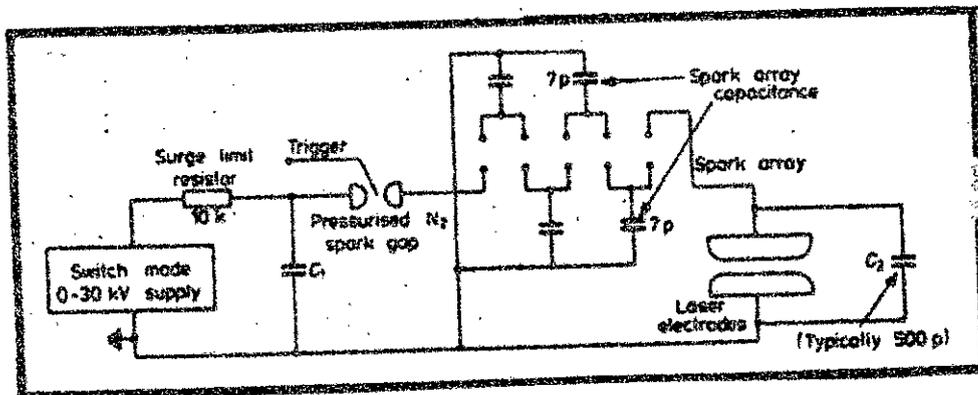


FIG. 1-26-
Circuit électrique.

Ce dispositif a pu opérer avec plus de 60% de CO2 dans le mélange gazeux. L'énergie d'entrée de 145 J/l. fournit des puissances de l'ordre de 1,8 MW pour un volume actif de 17 cm³.

La plus grande fréquence obtenue est de 100 Hz, étant limitée par le circuit de décharge et la source d'alimentation, mais ils espèrent arriver à 400 Hz. Une paire d'électrodes à profil à champ uniforme et en acier inoxydable délimite les dimensions de la colonne de décharge à $10 \times 10 \times 170 \text{ mm}^3$.

Le système de recirculation de gaz consiste en une boîte de plexiglass de 8mm d'épaisseur. Le flux de gaz est fourni par la voie d'un ventilateur tangentiel et un moteur monté à la base de la boîte de recirculation. Les côtés coniques ajustés sur les parois du laser augmentent la vitesse du flux vers la région interélectrodes jusqu'à environ 7m/s. La direction du flux est telle que le gaz passe à travers la région de décharge principale avant d'arriver à la région de préionisation.

Le délai entre les 2 impulsions varie suivant les valeurs de C_1 et C_2 . Il est typiquement de 75 ns. Avec ce court délai, la décharge laser devient stable pour un large éventail de mélanges gazeux et de tensions opératoires. L'un des avantages de ce circuit est que le délai ne diminue pas quand les pointes trigger sont érodées. Car dans certains cas, l'érosion des pointes a limité le temps de vie total du laser (Menyuck [81]).

Avec une tension de 28 Kv et un mélange de $3\text{CO}_2-1\text{N}_2-1\text{He}$, la puissance de sortie maximale est de 1,8 MW.

La stabilité des décharges, malgré les valeurs élevées du CO_2 , est attribuée à l'excellente préionisation fournie par les étincelles. Un autre facteur y contribuant est le délai très court entre la préionisation et la décharge principale.

A énergie d'entrée fixe, ainsi que la fréquence, le temps de vie pour des décharges stables dépend du milieu gazeux et du taux de renouvellement du gaz à l'intérieur du dispositif.

Pour une énergie d'entrée de 115 J/litre et un taux de renouvellement du gaz de 1,8 l/mn les performances suivantes ont été atteintes à 25 Hz :

- pour un mélange $3\text{CO}_2-1\text{N}_2-1\text{He}$ les décharges stables durant quelques minutes seulement. Après ce temps les arcs apparaissent.
- pour un mélange $1\text{CO}_2-1\text{N}_2-1\text{He}$ le laser opère pendant 45 mn. Après ceci, des arcs se produisent avec un taux d'environ 5 par minute, et l'énergie de sortie diminue de 25 %.

CHAPITRE DEUXIEME

MECANISMES DE DECHARGE GAZEUSE

INTRODUCTION.

Une décharge électrique convenable est l'excellent moyen pour exciter le laser pulsé TEA-CO₂. La méthode comporte l'application brutale d'un champ électrique intense, bien plus élevé que le champ disrupteur du mélange gazeux laser considéré. Cet établissement brutal du champ électrique fait que le niveau de l'ionisation du milieu gazeux, initialement très bas (mais toujours non nul) dans l'espace interélectrodes de décharge, va augmenter exponentiellement, à travers un processus cumulatif générateur d'électrons, processus appelé "avalanche", jusqu'à ce que le plasma ainsi créé, relie les 2 électrodes.

Problèmes de la décharge d'arc.

En fait les décharges utilisées dans les lasers à excitation transversales TEA: CO₂ -HF -N₂ -, gaz rares..., sont des décharges haute tension. Et si des précautions particulières ne sont pas prises, la décharge, au lieu d'être homogène et stable telle que désirée, va devenir filamenteuse et se transformer en arc violent.

La formation de tels arcs puissants va provoquer:

- 1-un déséquilibre thermique entre les différentes zones à l'intérieur du volume de décharge.
- 2-un déséquilibre des taux d'excitation, certaines régions ayant des taux insuffisants, à cause de la faible densité locale de courant.
- 3-une augmentation localisée et trop rapide de la température, ce qui tend à détruire l'inversion de population dans les régions de hautes densités de courant.
- 4-une distribution non uniforme de l'indice de réfraction, provoquée par la non uniformisation de la densité d'électrons à l'intérieur du milieu gazeux.
- 5-une possible destruction des composants utilisés.

Tous ces éléments font que l'arc ne constitue pas un pompage efficace. Au contraire, il arrive à annuler tout effet laser.

-Décharge désirée.

Un pompage efficace du laser IEA requière donc absolument une décharge homogène spatialement, et stable temporellement. Ce type de décharge est appelé en anglais "glow" et que nous traduirons par décharge incandescente ou luminescente.

-Facteurs influençant la décharge.

L'excitation homogène de grands volumes lasers, avec des pulses de tension relativement longs (jusqu'à 5 µs.) comporte 2 étapes:

- * la première : la plus cruciale, est l'initiation et l'entretien du processus d'avalanches d'électrons jusqu'au stade transitoire du plasma, et ceci de manière uniforme à travers tout le volume de décharge.
- ** la seconde est le maintien de l'homogénéité spatiale jusqu'au temps désiré.

Une fois que l'homogénéité spatiale est achevée, la stabilité temporelle est exigée, durant toute la période de post-avalanche, dans le sens où la décharge ne doit pas se terminer prématurément en arc, et ne va pas permettre le développement d'un mode d'instabilité spatiale quelconque. Ce dernier phénomène, appelé transition décharge incandescente-arc est généralement associé à d'autres processus relativement plus lents: augmentation des modes d'instabilités thermiques à l'intérieur du plasma, développement de régions chaudes sur les surfaces des électrodes....

Notre étude sur les mécanismes de décharge va être limitée par trois paramètres:

- * la pression: de l'ordre de 760 torrs. ou légèrement inférieure.
- ** les électrodes: planes et parallèles.
- *** la tension appliquée : sous forme de pulses de durée de l'ordre de la microseconde.

A cet effet nous étudierons :

- en section 1 : les différents processus de formation de l'arc où aucune précaution n'est prise pour l'empêcher.
- en section 2 : comment inhiber la décharge d'arc, à partir des paramètres précédemment dégagés, et assurer ainsi la formation d'une décharge homogène.
- en section 3 : l'étude de la préionisation par U.V. utilisée dans la plupart des IEA-CO₂.

1-MECANISMES DE DECHARGES D'ARCS

1-1-INTRODUCTION.

La maîtrise de la décharge électrique dans un gaz présuppose la meilleure connaissance possible de la décharge d'arc. Car si aucune précaution n'est prise toute décharge électrique entre 2 électrodes se fera généralement sous forme d'arc.

Dans cette section, la formation de l'arc est laissée se développer, afin d'aboutir à une compréhension des différents processus établissant l'arc.

Selon les conditions expérimentales : pression du gaz, distances entre électrodes, forme de la tension appliquée, impédance de la source, son énergie, la disruption du gaz peut prendre l'un des aspects suivants:

- décharge luminescente: c'est la meilleure pour un pompage efficace du mélange gazeux laser.
- étincelle
- arc
- éclair.

11-1-TYPES DE DECHARGES

A l'échelle microscopique, l'établissement de la disruption s'effectue selon 2 processus distincts. Les 2 mécanismes ont le même caractère cumulatif, c'est à dire procèdent de la formation d'avalanches primaires d'électrons libres dans l'espace interélectrodes.

En effet, sous l'action d'un certain nombre de facteurs naturels, il existe toujours un certain nombre d'électrons libres dans tout gaz, établissant ainsi une "conductibilité naturelle" (voir plus bas) aussi petite soit-elle. Ces électrons libres ou électrons germes, sous l'influence du champ électrique appliqué, acquièrent une énergie suffisante, et vont se mouvoir et heurter les molécules de gaz présentes.

Ces chocs importants, car le champ est élevé, vont libérer de nouveaux électrons qui, accélérés à leur tour, vont heurter d'autres molécules et générer d'autres électrons. On assiste ainsi, si le champ est suffisamment entretenu, à une multiplication du nombre d'électrons qui vont former une avalanche. Les électrons, plus légers, se déplaçant vers l'anode, et les ions plus lourds, formant une "queue" derrière les électrons, se mouvant vers la cathode.

Le gaz devient subitement conducteur.

Ce processus d'avalanches d'électrons sera donc sous la dépendance du libre parcours moyen (λ), donc de la pression qui règne dans l'enceinte.

La disruption d'un gaz sera aussi caractérisée par une certaine tension à partir de laquelle le gaz isolant devient conducteur. Cet état est l'aboutissement de l'un ou l'autre des 2 mécanismes suivants:

a -Si on applique un champ suffisamment intense, l'amplification du courant par les mécanismes d'avalanches qui vont se propager de façon "ordinaire", aboutit à transformer la décharge non autonome en décharge autonome. Ce résultat est obtenu quand le critère de TOWNSEND [121] est rempli, c'est à dire:

$$\gamma \cdot \exp(\alpha d) = 1 + \gamma$$

où α et γ sont respectivement les coefficients de 1^e et 2^e ionisation, et "d" étant la distance interélectrodes.

Ce mécanisme est lié à la cathode et à son matériau, et survient aux basses valeurs du produit p.d. < 200 mmHg.cm., et en des temps de l'ordre de 40 μ s. environ.

b -La disruption peut arriver par un 2^e mécanisme, appelé effet "streamer" (ou effet canal). Cet effet est dû à la succession des phénomènes suivants: une avalanche débute près de la cathode et va se propager d'une façon ordinaire jusqu'à une distance critique où elle (avalanche) aura acquis une densité suffisante. A partir de ce moment elle acquiert une vitesse considérable de propagation, et l'avalanche se transforme alors en streamer (ou dard) qui se déplace sous l'effet des charges d'espace et de la photoionisation du gaz en avant du streamer. Celui-ci étant arrivé à l'anode, un fin canal de plasma quitte l'anode pour rejoindre la cathode et court-circuiter les 2 électrodes.

Ce 2^e mécanisme ne dépend en aucune façon de la cathode et de son matériau. (Neck 1940. [80]).

La disruption streamer est établie en des temps de l'ordre de la centaine de nanosecondes.

c -Il existe aussi un 3^e type de décharge, appelé "décharge couronne" et qui désigne l'ensemble des phénomènes qui se produisent dans un gaz au voisinage d'un faible rayon de courbure, porté à une haute tension. Cette décharge peut être considérée comme la superposition des 2 décharges précédentes: Townsend et streamer.

11-2-TEMPS DE FORMATION DE L'ARC.

Il faut noter aussi que, soumis à une tension excédant la tension disruptive, le gaz isolant devient conducteur avec un retard qui dépend de la richesse du gaz en électrons germes (libres) et de la tension appliquée. Ce retard à la disruption explique en partie la dispersion observée dans la détermination de la tension disruptive par le procédé qui consiste à augmenter progressivement la tension appliquée.

Ce retard à la disruption (ou temps de formation de l'arc) est la somme de 2 temps: -un retard statistique.

-et un retard de formation.

Le retard statistique: correspond au temps nécessaire à l'apparition de l'électron germe qui donnera naissance à l'avalanche; faisant débiter ainsi le processus de disruption. Quand on répète les expériences de mise sous tension, les retards statistiques se répartissent d'une façon aléatoire, et peuvent être relativement importants si les gaz n'ont pas été enrichis artificiellement en électrons germes. Ce retard peut être diminué aussi en irradiant le volume de décharge par des rayons UV. D'autres facteurs influencent ce retard statistique, tels que le volume de décharge, les conditions de surfaces des électrodes, leur profil etc. Son ordre de grandeur typique est 10^{-7} s.

Le retard de formation correspond au processus de disruption lui-même. Dépendant de la grandeur de la surtension appliquée, ainsi que de la pression du mélange et de la distance inter-électrodes, ce temps varie de moins 10^{-7} s. à plus de 10^{-4} s.

Les 2 mécanismes de disruption, décrits plus haut, aboutissent donc à la formation d'un arc reliant les 2 électrodes.

Mais l'on doit noter que l'appellation d'arc électrique a été donnée à des décharges qui présentent entre elles des différences telles qu'il est impossible d'en donner une définition rigoureuse et largement admise [118].

Néanmoins la majorité des arcs présentent un certain nombre de caractéristiques, notamment: forte densité de courant, émission lumineuse intense localisée, forte élévation de température du canal d'arc, enfin émission d'un bruit.

11-3-CONDUCTIBILITE NATURELLE. (110)

Tous les gaz sont toujours très faiblement conducteurs, ils possèdent une conductibilité naturelle. Cette conductibilité peut être notablement augmentée artificiellement quand on les soumet à l'action de différents agents ionisants comme les rayonnements de courte longueur d'onde: UV par exemple.

La conductibilité naturelle des gaz est due aux charges libres créées sous l'action des rayons cosmiques et des gaz radioactifs contenus dans l'atmosphère.

Les rayons cosmiques proviennent de l'univers en général, et du soleil en particulier. Ils disposent d'une énergie très élevée (de l'ordre du milliard d'électrons volts) et lors de leur rencontre avec les molécules de O_2 et N_2 de l'atmosphère, ils donnent naissance à des gerbes de rayons cosmiques secondaires et tertiaires, qui sont constitués d'atomes, d'électrons très accélérés, et de mésons très pénétrants.

Ces particules sont capables de créer environ 2 paires d'ions par cm^3 et par seconde au niveau du sol. Tous les gaz, même enfermés dans des enceintes aux parois épaisses, sont soumis à ce bombardement.

Les gaz radioactifs, contenus dans l'atmosphère, sont émis en permanence par le sol. Ils sont responsables de la création d'environ 9 paires d'ions. $cm^3.s^{-1}$ au niveau du sol. Cet effet n'existe pas au dessus des océans, où la seule cause d'ionisation est le fait des rayons cosmiques. L'action de cette radioactivité est atténuée quand les gaz sont enfermés dans des réservoirs à parois épaisses.

Il arrive aussi que l'électron ainsi que l'ion positif ainsi créés se fixent sur d'autres molécules (comme H_2O et O_2) pour donner naissance à d'autres ions. Tous ces ions ont des durées de vies très différentes: une minute environ pour ceux de petite taille, et une heure environ pour les gros ions.

1-2-MECANISME DE TOWNSEND.

a-Dans les années 1900, Townsend avait développé sa théorie du mécanisme de disruption dans un gaz à travers lequel on applique un pulse de tension HT [121]. Un champ électrique $E=V/d$ va donc se développer dans le milieu gazeux, où "d" est la distance interélectrodes.

b-Les quelques électrons qui sont toujours libres (ou électrons germes) dans tout volume gazeux, sont accélérés sous l'effet du champ électrique. Ils heurtent, au cours de leur trajet vers l'anode, les molécules de gaz et/ou les atomes, et les ionisent. Les 2 électrons, l'incident et le généré, poursuivent leur route en se multipliant par le même processus, et donnent ainsi naissance à une avalanche d'électrons.

Cette génération primaire d'électrons est caractérisée par le coefficient de multiplication électronique α , dit aussi coefficient de l'ionisation de Townsend, et qui représente le nombre d'ions créés par un électron parcourant une distance de 1 cm.

$$(2.1) \quad \alpha = \frac{dn_e}{n_e} \cdot \frac{1}{dx}$$

Un électron va donc créer, sur une distance "x" cm., une avalanche contenant un nombre d'électrons = $\exp(\alpha \cdot x)$.

Dans un gaz, soumis aux seuls agents ionisants naturels, les électrons libres sont à l'origine d'avalanches dont l'intensité dépend du lieu où l'avalanche a débuté: si l'électron germe est né près de la cathode, l'avalanche est intense. S'il est né près de l'anode, l'avalanche est imperceptible.

L'ionisation du mélange gazeux va donc générer des électrons et des ions ; l'existence du champ électrique va polariser les charges et l'on va naturellement observer un regroupement des électrons, et celui des ions positifs. Les premiers se dirigeant vers l'anode avec une très grande vitesse, alors que les ions se déplaceront bien plus lentement vers la cathode.

c-Pour des champs électriques importants, la vitesse d'arrivée des ions sur la surface de la cathode est suffisante pour extraire chacun un nombre d'électrons de la cathode égal à γ .

Ces électrons secondaires sont les germes de nouvelles avalanches qui laissent dans leur sillage des ions positifs.

Cet effet de réaction est essentiel pour la suite de l'avalanche. Ce nouveau mécanisme est donc une émission secondaire due aux ions positifs bombardant la surface cathodique essentiellement, mais il est dû aussi à la photoémission de cette même surface cathodique.

Les phénomènes élémentaires d'émission électronique d'une surface solide bombardée par un faisceau d'ions, ont été étudiés en détail pour le cas d'ions monocinétiques et de surface atomiquement propre. Ils consistent suivant les cas, en l'arrachement d'un électron de valence du métal, en un échauffement local du réseau cristallin, ou en une interaction purement électrostatique et ils ont été évalués sur le plan quantitatif. [118]

Dans le cas des décharges, les ions ont une certaine distribution en énergie, et la cathode est plus ou moins polluée. On se contente alors de définir une grandeur macroscopique " γ ", dite 2^e coefficient de Townsend, comme étant le rapport du nombre d'électrons émis par la cathode au nombre d'ions positifs qui y sont collectés. Ce coefficient de multiplication γ dépend du matériau composant la cathode, ainsi que du gaz employé. De plus γ varie en fonction du rapport E/p ; à titre d'exemple pour N_2

$$10^{-2} < \gamma < 10^{-1}.$$

Il a été relevé d'autres processus de multiplication électronique beaucoup moins intenses et qui sont :

*processus β : ionisation du gaz par les ions positifs.

* " δ : photoémission à la cathode sous l'action de photons créés par la décharge dans le gaz.

*processus ϵ : émission d'électrons à la cathode sous l'action d'atomes dans un état métastable.

*processus η : photoionisation du gaz sous l'action de photons créés par la décharge.

*processus ν : effet de charges d'espace.

d-Les 2 processus de multiplication d'électrons " α " et " γ ", vont donc augmenter le nombre d'avalanches, et si la tension V est assez grande, la décharge est entretenue. Le plasma ainsi formé dans l'espace interélectrodes va s'allonger; les électrons toujours en plus grand nombre vers l'anode, et les ions positifs vers la cathode, générant de nouveaux électrons jusqu'à ce qu'un filament de plasma lumineux relie les 2 électrodes.

Les charges négatives vont alors se ruer, à travers ce plasma de très faible résistivité, vers l'anode : c'est l'arc, caractérisé par le phénomène lumineux puissant, sa haute température et son bruit. [129-43]

Ce premier mécanisme de Townsend, est donc caractérisé par un grand nombre d'avalanches primaires successives d'électrons, et qui proviennent de la génération d'électrons secondaires de la surface cathodique. Le champ de charges d'espace causé par ces différents mouvements entre les électrons et les ions positifs, est en fait très faible, et peut être négligé complètement.

L'augmentation exponentielle du courant d'électrons est supposée être maintenue constante par la réaction positive du processus d'avalanche de Townsend, à travers l'émission secondaire à la surface cathodique.

Townsend et Pashen [73] posent alors comme équation conditionnant l'auto-entretien de la décharge :

$$(2.2) \quad \left(\frac{\alpha}{p} \right) p.d. = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad \begin{array}{l} \text{où } p: \text{ pression du gaz} \\ d: \text{ distance interélectrodes} \end{array}$$

Si nous considérons que le bombardement des ions positifs, sur la surface cathodique est la principale source d'émission secondaire le temps minimal requis pour que le mécanisme de réaction positive puisse devenir effectif, après avoir appliqué le champ à $t=0$, ce temps doit être alors une fraction du temps de transit des ions de l'anode vers la cathode, c'est à dire :

$$\tau_1 = \frac{d}{u_1} \quad (2.3) \quad \begin{array}{l} \text{où } \tau_1 \text{ est le temps de transit des ions} \\ \text{et } u_1 : \text{ vitesse moyenne des ions} \end{array}$$

A. E. Pour l'hélium He à $p=760$ torrs, les ions He⁺ ont une vitesse

$u_1 = 5 \cdot 10^{-2}$ m/s. pour une valeur typique de $E/d = 4 \cdot 10^5$ v/cm.

si $d=2$ cm alors $\tau_1 = 40$ μ s

si $d=5$ cm alors $\tau_1 = 100$ μ s. (Levatter-[73])

D'un autre côté, si les effets photoélectriques, sur la cathode sont considérés comme source importante d'émission secondaire, le temps minimum pour une réaction positive, peut être alors commandé par le temps caractéristique pour la génération d'états moléculaires excités appropriés durant le processus d'avalanche, ou bien par le temps de vie radiatif des molécules excitées, lequel est plus long. [73]

Un retard sur le temps de formation, relativement long ($\approx 10^{-6}$ s.), est généralement observé dans la disruption type Townsend qui induit l'arc à travers l'espace interélectrodes.

Plusieurs recherches ont montré que pour les valeurs de "p.d" inférieures à 200mmHg.cm., cette théorie était adéquate, et relativement correcte. La théorie dans cette région permet le calcul des potentiels disruptifs.

Mais il est devenu apparent, par la suite, que cette théorie était entièrement inapplicable quand elle est extrapolée aux champs pour lesquels "p.d" était supérieur à 200mmHg.cm., dans l'air ou pour d'autres gaz et ceci pour plusieurs raisons (Neck-1801) parmi lesquelles nous pouvons citer:

- 1 - Les délais de temps de formation des arcs à pression atmosphérique, c'est à dire le temps requis pour que le mécanisme disrupteur se matérialise, a été mesuré par diverses méthodes. Et toutes conduisent à des intervalles de temps de l'ordre de 10^{-7} s. ou plus bas pour des distances de 1cm. Ces intervalles de temps sont beaucoup plus bas que les microsecondes requises pour le mouvement des ions positifs, dans le mécanisme de Townsend.
- 2 - A la pression atmosphérique, le potentiel disrupteur a été trouvé indépendant du matériau de la cathode. Alors que dans le mécanisme de Townsend, la dépendance du potentiel disrupteur avec le 2^e coefficient "γ" est de l'ordre de 10%. Les valeurs de "p.d" pour lesquelles cette dépendance commence rapidement à s'estomper, se produit aux environs de p. d=200 mmHg. cm.

Il y a donc un autre mécanisme disrupteur : c'est celui du streamer ou effet canal.

1-3-MECANISME DU STREAMER

13-1-APPROCHE GLOBALE:

Ce 2^e mécanisme est donc entraîné quand le pulse HT est appliqué à un gaz à pression atmosphérique environ. Les études sur la formation du streamer [1-61-82] montrent que, de manière globale, autour de 15 nanosecondes (ns.), tout électron libre dans l'espace interélectrodes, va développer autour de lui une avalanche d'électrons, et qui elle même va agir sur son propre développement; l'avalanche crée un nuage sphérique de paires électrons-ions à croissance exponentielle de densité environ 10^8 électrons et de quelques millimètres de longueur.

Tandis que les électrons diffusent, les ions paraissent immobiles et forment une charge d'espace positive, d'autant plus grande qu'elle se trouve près de l'anode. Le champ électrique correspondant va alors atteindre une valeur critique, de l'ordre du champ électrique appliqué [92-80-129] .

L'avalanche cesse alors de croître par collisions, mais va continuer à se propager à très grande vitesse par photoionisation. Des avalanches secondaires, formées à partir des électrons générés par photoionisation, prennent naissance, croissent très rapidement, et rejoignent l'avalanche primaire en se collant à sa tête et sa queue, si bien que l'avalanche primaire augmente longitudinalement de plusieurs millimètres le long du champ électrique appliqué.

Après quelques nanosecondes, lorsque la vitesse de propagation du streamer approche 10^8 cm/s., les avalanches, qui avaient commencé dans les régions de champ plus faible, commencent à atteindre l'étape d'émission lumineuse, et les régions de champ de charges d'espace élevé s'étendent à la fin sur de plus grands volumes.

En ce point, le streamer ne va plus croître seulement en longueur, le long du champ électrique appliqué, mais va devenir une décharge diffuse s'étalant beaucoup plus spatialement vers l'anode: voir Fig. 2-1..

Avec un apport continu d'énergie, au bout de quelques autres nanosecondes, le streamer rejoint la cathode, et aboutit à la formation d'un canal filamenteux, hautement conducteur qui va relier les 2 électrodes. C'est alors le déversement brutal des charges négatives vers l'anode produisant l'arc.

Nous pouvons détailler certaines phases afin de mieux comprendre le phénomène streamer.

13-2-CRITERE DE DISRUPTION.

L'effet streamer apparait donc comme le résultat d'un grand champ de charges d'espace, qui se développe à partir d'une simple avalanche d'électrons et qui, rapidement, transforme un processus d'avalanches ordinaires en un streamer de plasma à propagation rapide.

Cette forme de disruption va donc permettre au phénomène d'arc de débiter n'importe où à l'intérieur de l'espace de décharge, sans aucune liaison avec le processus de génération d'électrons secondaires sur la cathode.

Le champ de charges d'espace intense qui se développe, est dû à la mobilité relativement lente des ions positifs, comparée à celle des électrons. A l'échelle du temps qui nous intéresse (quelques centaines de nanosecondes), les électrons sont libres de se déplacer vers l'anode, alors que les ions paraissent bloqués dans l'espace.

De manière simple, la tête de l'avalanche en propagation est remplie essentiellement d'électrons libres, et peut être idéalisée comme une sphère chargée négativement derrière laquelle se trouve une queue remplie de charges positives (ions) : voir Fig. 2-1. (a).

La forme du cône d'avalanche est déterminée primordialement par la diffusion des électrons. Au point critique où le champ de charges d'espace de la tête de l'avalanche devient comparable, en grandeur, au champ électrique appliqué E_0 , le développement du streamer commence. En ce point des avalanches secondaires sont initiées par photoionisation, en avant et en arrière de la tête de l'avalanche primaire. A partir de ce moment le streamer se dirige très rapidement vers l'anode, et moins rapidement, dans cette étape vers la cathode (voir Fig. 2-5.). Il atteindra l'anode en premier lieu, et par la suite la cathode. Ces 2 phases de propagation du streamer seront appelées streamer-anode et streamer-cathode. [124-64-73].

La plus grande vitesse du streamer-anode est due au champ électrique plus élevé.

Dans le gaz environnant, des photoélectrons sont produits, qui vont initier des avalanches secondaires dirigées le long des lignes de force du champ, vers la queue de l'avalanche primaire. L'immense multiplication de ces avalanches secondaires se produit le long de l'axe de l'avalanche primaire, où le champ de charges d'espace s'ajoute au champ appliqué.

Comme la tête de l'avalanche, chargée négativement, se propage vers l'anode de manière exponentielle, elle laisse derrière elle une queue chargée positivement qui continue de s'allonger et s'intensifier de manière accélérée jusqu'à ce que l'anode et la cathode soient finalement reliées par le plasma du streamer.

En Fig. 2-1., les 3 étapes successives du développement du streamer sont illustrées schématiquement.

En résumé, suivant ce modèle, la disruption va arriver toutes les fois qu'une simple avalanche primaire d'électrons a pu se développer jusqu'au point critique d'initiation du streamer, n'importe où à l'intérieur de l'espace de décharge.

La condition de la disruption par effet streamer, est quantifiée simplement par l'égalité du champ de charges d'espace de l'avalanche locale au champ électrique appliqué. C'est la condition de Raether [96] pour l'air en unités MKS:

$$\left(\frac{\alpha}{p}\right) p \cdot d = 20 + \ln d \quad (2.4.)$$

avec p: pression du mélange gazeux

d: distance interélectrodes

α : l'coefficient d'ionisation de Townsend.

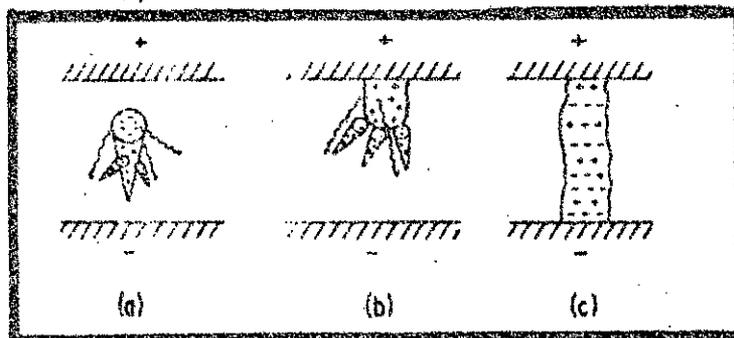
Fig. 2. 1.

3 phases schématiques du développement du streamer:

a-Développement autour d'une avalanche primaire.

b-Propagation du streamer. Arrivé à l'anode.

c-fin du processus streamer et établissement d'un canal ionisé reliant les 2 électrodes.



13- 3^e TRANSITION AVALANCHE-STREAMER.

Certains chercheurs (WAGNER [124], KOPF [64]) ont essayé d'étudier de plus près la transition entre les 2 phénomènes: avalanches d'électrons-streamers à l'aide de caméras avec intensificateur d'images.

L'image d'une avalanche, due à la déflexion électrostatique du dispositif, apparaît comme une ligne droite à la sortie de l'intensificateur. La vitesse de propagation peut être facilement dérivée à partir de la pente de la trace des avalanches ou du streamer. L'essentiel de cette étude sur la transition avalanche-streamer se réfère à WAGNER [124].

*Les figures 2-2. (a) à (f) illustrent l'enregistrement de l'avalanche et la formation du streamer.

Les fig. 2-2. (a) & (d) montrent la formation et l'extension de l'avalanche.

Les fig. 2-2. (b) & (e) montrent la transition avalanche-streamer, quand au bout d'un certain temps, t_c critique, après le début de l'avalanche le streamer se développe, caractérisé en (e) par une plus grande vitesse de propagation, c'est à dire par une pente nettement plus prononcée sur la trace.

Les fig. 2-2. (c) & (f) indiquent les différents processus se produisant à différents moments et se propageant dans les différentes directions. Ils sont enregistrés suivant leurs temps d'apparition, leurs intensités, leurs directions, et leurs vitesses de propagation.

C'est ainsi qu'il y a d'abord :

- le phénomène d'avalanche: t_1 à t_2 avec une certaine vitesse de propagation et débutant n'importe où à l'intérieur du gap.
- le streamer-anode: l'avalanche est amplifiée, a une plus grande vitesse de propagation, et se dirige vers l'anode: t_2 à t_3 .
- le streamer-cathode: continuation du phénomène streamer et se dirigeant cette fois vers la cathode, avec une plus grande vitesse de propagation: t_4 à t_5 .

Les figures 2-3. montrent les photographies obtenues des 4 étapes du processus streamer:

- 2-3-A.: formation de l'avalanche.
- 2-3-B.: formation du streamer et du streamer-anode.
- 2-3-C.: arrivée du streamer à l'anode.
- 2-3-D.: début du streamer-cathode.

Des valeurs des vitesses du streamer dans certains gaz sont données:

-streamer-anode: $v_f = 0,5 + 1.10^8$ cm/s. =elle va dépendre de la pression, du rapport E/p, du type de gaz, et de la vitesse des électrons.

→ temps de transit si $d=2$ cm. $\tau_1 \approx 20$ nanosecondes.

-streamer-cathode: Après que le streamer soit arrivé à l'anode, l'arrière de la queue de la queue de l'avalanche se déplace vers la cathode avec une vitesse inverse v_i qui est toujours plus petite que v_f dans un système de coordonnées fixes. 2 étapes dans ce processus apparaissent:

- étape I : développement d'un "cou" dans l'avalanche.
- étape II: intensification et accélération.

La figure 2-4. montre la photographie du "cou", étape I du streamer-cathode .

Les photographies visibles en Fig.2-6. conduisent à la conclusion que durant l'étape I du streamer-cathode, le "cou" plutôt étroit de ce dernier se déroule et se développe en longueur quoiqu'avec une luminosité beaucoup plus faible.

L'étape II du streamer-cathode montre usuellement une intensité plus grande que l'étape I et est plus rapide. L'intensification un peu brutale et l'accélération dans l'étape II peut être expliquée par l'entrée en action d'une source de production d'électrons en plus des électrons créés par le streamer lui même. La source la plus plausible pour l'instant [124] est une seconde génération des avalanches sur la cathode par effet photoionique

La Fig.2-5-(b) illustre les 2 étapes du streamer-cathode, et la Fig.2.5. (a) celui du streamer-anode.

La Fig.2-7. montre la transition complète de l'avalanche vers le streamer jusqu'à liaison des 2 électrodes.

Quand le streamer-cathode atteint la cathode, une réaction intense et très rapide est observée, et que nous pouvons considérer comme le début de l'arc lumineux. [Ref.4 in 124].

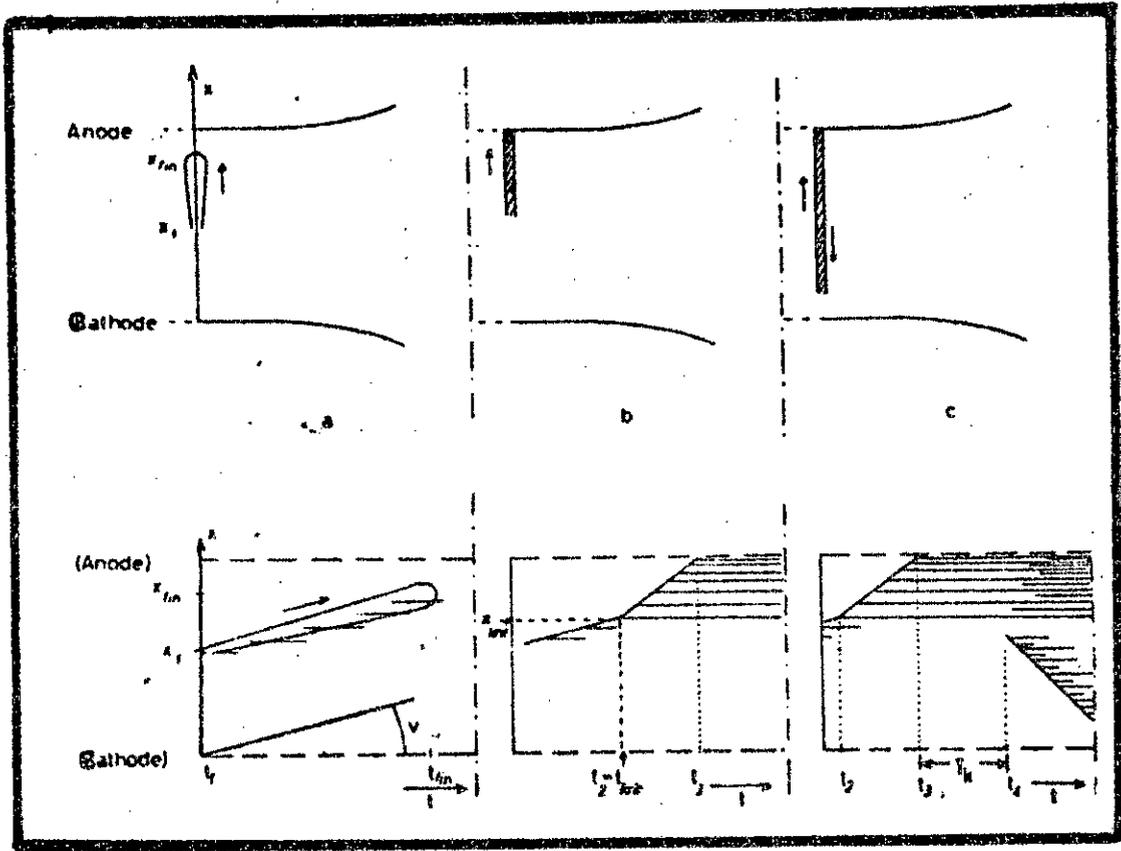


Fig.2-2.:

Enregistrement schématique du développement de l'avalanche jusqu'à la formation du streamer.

- (a)&(d) : formation et extension de l'avalanche,
- (b)&(e) : début du streamer; arrivée à l'anode,
- (c)&(f) : propagation du streamer vers la cathode, [in Wagner 124].

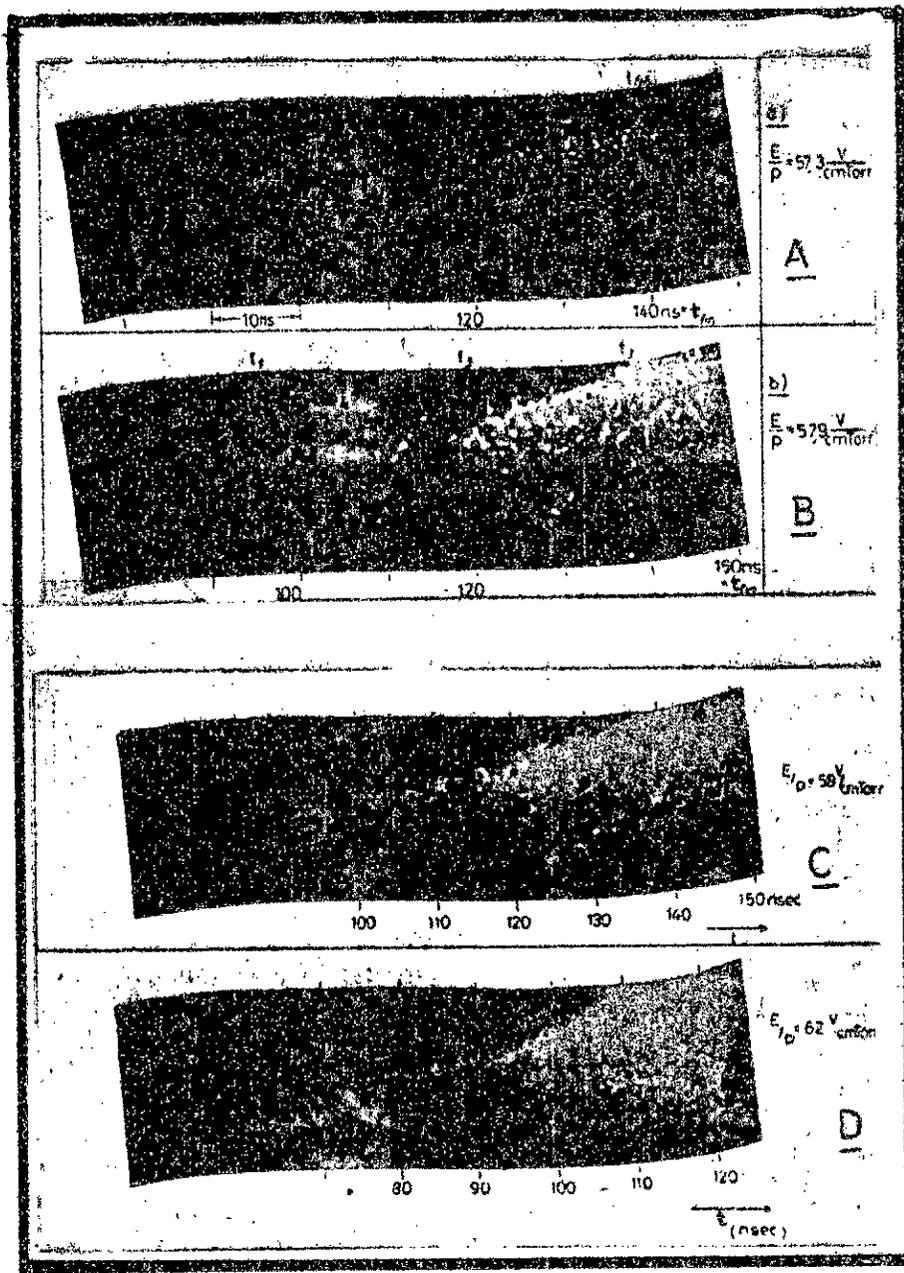


Fig. 2-3.

Photographies montrant en:

- A-formation de l'avalanche,
- B-streamer-anode,
- C-arrivée du streamer à l'anode,
- D-début du streamer-cathode,

[in Wagner 124].

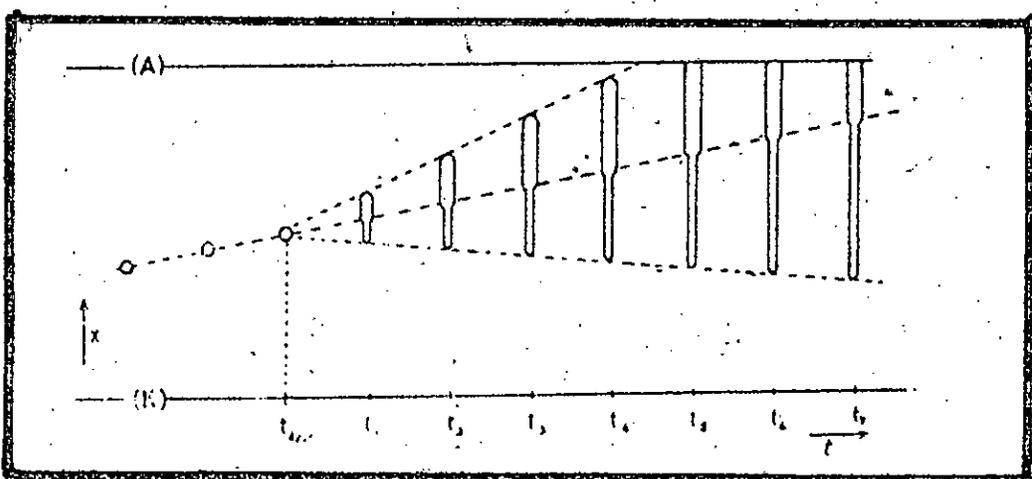


Fig. 2-5. :

Représentation schématique du développement du streamer.
 A-Transition avalanche-streamer et streamer-anode.
 B-Formation du streamer cathode; étape I; formation du coup, étape II; arrivée du streamer à la cathode.

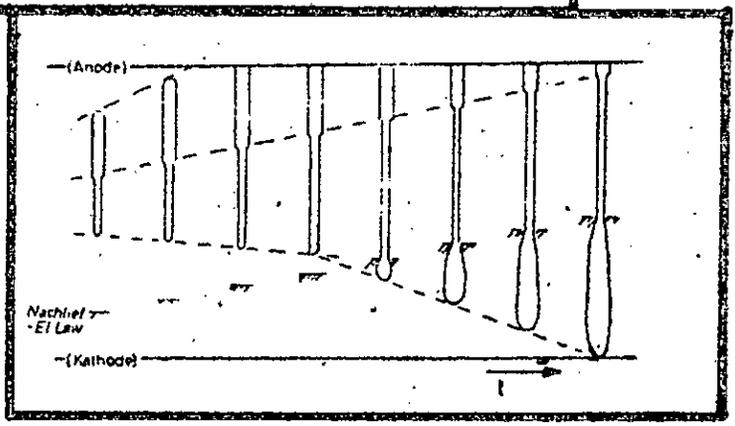
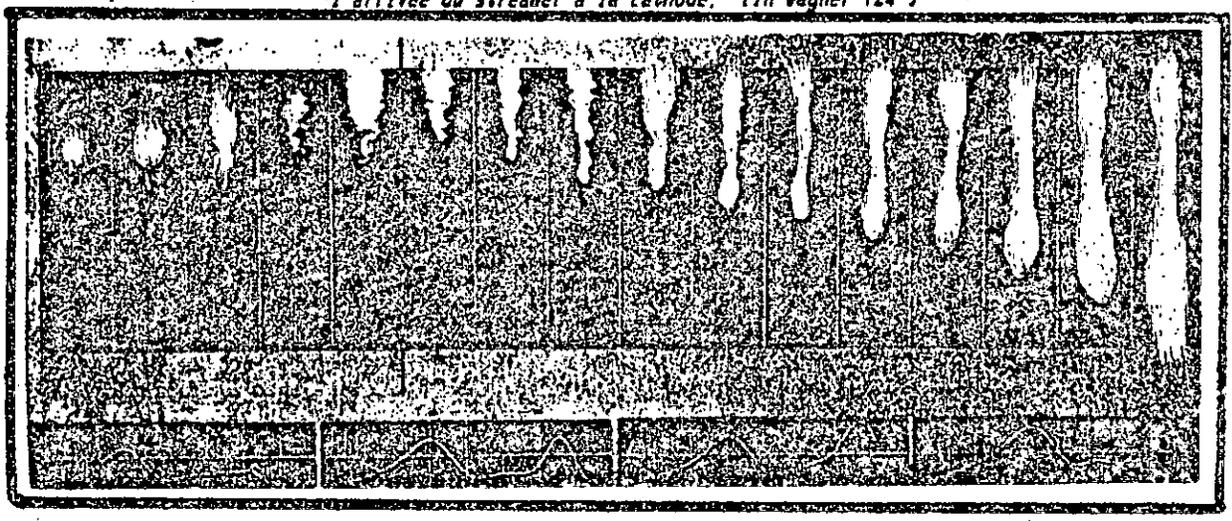


Fig. 2-6.

Photographies montrant;
 -la formation de l'avalanche
 -la transition avalanche-streamer
 -l'arrivée du streamer à l'anode
 -l'arrivée du streamer à la cathode. [in Wagner 124]



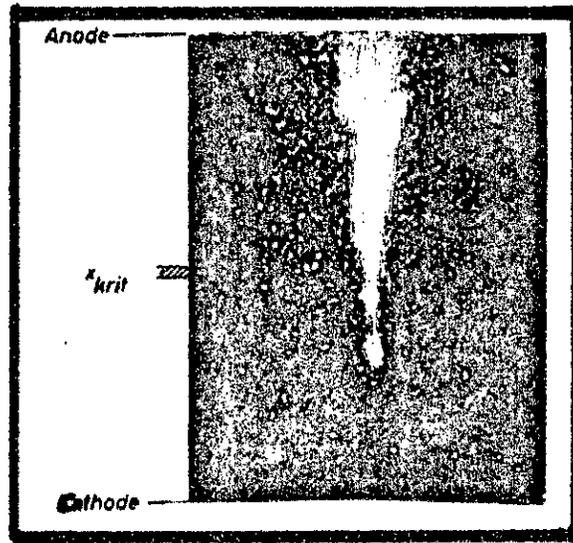


Fig. 2-4.

Photographie montrant le "cou" du streamer dans sa phase de propagation vers la cathode; étape I [in Wagner 124]

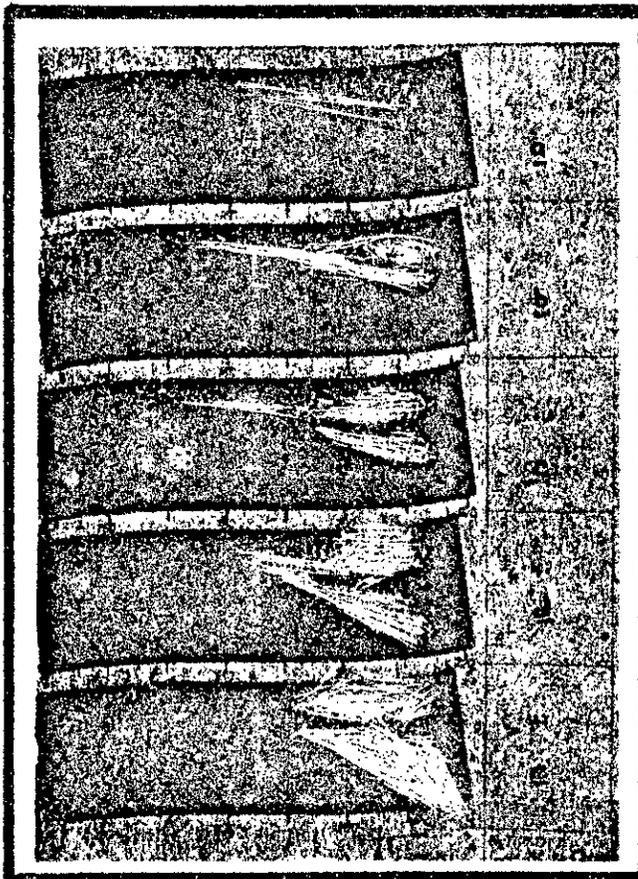


Fig. 2-7.

Photographies montrant la transition complète avalanche-streamer,

[in Wagner 124]

13-4-COMPARAISON AVEC L'AVALANCHE DE TOWNSEND

a-La condition de disruption de Townsend s'écrit donc:

$$\alpha.d. = \ln. (1 + 1/\gamma).$$

Conformément aux expériences premières de Townsend [121], le 2^e coefficient d'ionisation γ est typiquement de l'ordre de 0,1 ; ce qui fait que le gain total d'avalanche $(\alpha.d.)_T = 2.4$ pour une distance de 2cm.

Pour la même distance, le critère de disruption de Raether donne une valeur $(\alpha.d.)_R = 20 + \ln.d = 16$ soit 6,6 fois plus grand que la valeur de $(\alpha.d.)_T$ donnée par le 1^{er} critère.

Ainsi le champ requis pour l'observation d'une disruption Townsend est généralement bien plus petit que celui requis pour l'observation du streamer.

b-A cause de l'élévation non linéaire du champ de charges d'espace, après l'avalanche primaire, la longueur du trajet s'étant accrue au delà de la longueur critique x_c (longueur de l'avalanche à partir de laquelle elle se développe par photoionisation, correspondant au temps critique t_c), à l'intérieur du gap, une disruption type streamer peut prendre place en un temps bien plus petit que le temps caractéristique $\tau_e = d/u_e$ (2.4.) pour un temps de transit d'un électron primaire de la cathode vers l'anode avec une vitesse u_e constante.

A.N.: Pour un électron libre dans l'hélium pur ou dans un mélange à prédominance de He, et à une pression de 1 atmosphère:

Si $E = 4.10^5$ v/m. on a $u_e = 2.10^6$ m/s.

si $d = 2$ cm $\rightarrow \tau_e = 1$ μ s. [comparer à $\tau_i = 40$ μ s.]

si $d = 5$ cm $\rightarrow \tau_e = 2,5$ μ s. [comparer à $\tau_i = 100$ μ s.]

La disruption streamer arrive donc en des temps beaucoup plus petits que ceux de Townsend.

1-4-DECHARGE COURONNE

Le terme de "décharge couronne" désigne l'ensemble des phénomènes qui se produisent dans un gaz au voisinage d'un conducteur de faible rayon de courbure, porté à une tension élevée.

La décharge couronne est caractérisée par l'émission d'un bruit caractéristique, et une luminescence visible surtout dans l'obscurité.

Si la tension croit encore , la luminescence augmente, et il est possible d'observer une couronne très lumineuse autour du conducteur.

On désigne par "électrode active", celle qui possède le plus petit rayon de courbure, la décharge étant dite positive ou négative suivant que cette électrode joue le rôle d'anode ou de cathode.

La décharge couronne devient une décharge luminescente autonome au delà d'une tension seuil V_s , pour laquelle les effets secondaires satisfont les conditions d'amorçage du type Townsend.

Ces effets prennent naissance dans la région de champ élevé. Dans le cas d'une décharge négative, ils y restent localisés et c'est donc près de la cathode que se manifestent les phénomènes lumineux. Au contraire, lorsque la décharge est positive, des streamers se déplacent très rapidement de l'anode vers la cathode. Les champs critiques correspondants, dans l'un et l'autre cas , au niveau de l'électrode active, sont du même ordre.

La décharge couronne peut être considérée comme la superposition de 2 décharges: l'une stationnaire de type Townsend, l'autre de type streamer caractérisée par des phénomènes transitoires qui lui confèrent un aspect périodique. Leur importance relative dépend de la tension appliquée et du signe de la décharge.

C'est ainsi que dans le cas d'une configuration pointe-plan dans l'air à pression atmosphérique, la décharge apparaît comme une succession de décharges semblables, avec un taux de répétition pouvant atteindre 10^3 et 10^6 Hz. lorsque la pointe est respectivement positive ou négative. Cette périodicité est liée à l'accumulation d'ions (positifs ou négatifs) au voisinage de l'électrode active, résultant en une charge d'espace qui réduit progressivement le champ local jusqu'à une valeur inférieure au seuil de multiplication. La décharge cesse alors pendant le temps nécessaire pour que les ions dérivent hors de la zone active, puis elle reprend de nouveau. Les articles de Goldman et Sigmon [in 116] traitent avec plus de détail ce type de décharge.

2-INHIBITION DE LA DECHARGE D'ARC.

2.1. PRINCIPLE.

Le processus du streamer est donc basé sur 2 phases essentielles :

-la formation et le développement d'une avalanche primaire jusqu'à ce qu'elle atteigne une longueur critique.

-Au delà de cette longueur critique, toutes les autres avalanches secondaires créées vont se rattacher à l'avalanche primaire; celle ci va alors se développer très rapidement jusqu'à établir un canal de plasma entre anode et cathode.

Il est donc naturel, afin d'inhiber la formation de l'arc, d'intervenir avant que l'avalanche n'atteigne sa longueur critique. Ensuite, afin de ne pas favoriser le développement d'une seule avalanche primaire localisée qui va dégénérer en streamer, il est nécessaire de favoriser l'éclosion d'un très grand nombre d'avalanches primaires sur tout le volume gazeux, jusqu'à ce qu'elles soient adjacentes, ou mieux encore se recouvrent partiellement. Ainsi est empêché le surdéveloppement d'une avalanche aux dépens des autres.

Comme toute avalanche se développe autour d'un électron libre (ou électron germe) dans l'espace interélectrodes, la formation d'un très grand nombre d'avalanches primaires requière donc la présence d'un très grand nombre d'électrons libres, en fait d'une densité de préionisation minimale d'électrons répartis sur tout le volume. Ces électrons seront produits par tout procédé de préionisation.

Le problème sera de savoir quelle devra être la densité de préionisation minimale requise pour non seulement inhiber le processus de formation de l'arc, mais aussi de produire des décharges luminescentes uniformes.

2 modèles d'évaluation de la densité minimale de préionisation sont proposés ici.

Le premier, celui de Palmer (1974) [92] plus simple, simplifiera certaines hypothèses, et donnera de bons résultats.

Le second modèle , plus élaboré, celui de Levatter (1980) [73], prendra en compte certaines des hypothèses négligées par Palmer, corrigera la valeur de la densité de préionisation minimale calculée par Palmer, et en plus imposera un temps de montée maximal, à ne pas dépasser, au pulse de tension excitateur, et ainsi donnera de meilleurs résultats.

Ce second modèle , cependant, au niveau des applications numériques, prendra comme mélange typique, celui du laser TEA-Xe c'est à dire (He-Xe-F₂) avec les proportions (200-8-1), donc à forte prédominance de He, tout comme dans les TEA-CO₂. Mais tout le processus de théorisation, comme nous le verrons, est fait pour tout mélange gazeux, excité impulsionnellement et axialement.

2.2. MODELE SIMPLIFIE. (Palmer 1974- [92])

22.1. ORIGINE DE LA CONDITION DE DISRUPTION DE RATHER.

La condition de la disruption par effet streamer est quantifiée, simplement par l'égalité du champ de charges d'espace au champ électrique appliqué : c'est la condition de Rather pour l'air en unités MKS :

$$\left(\frac{\alpha}{p} \right) p.d = 20 + \ln d \quad (2-4)$$

L'étendue latérale (perpendiculaire à la direction du champ électrique appliqué) d'une avalanche primaire individuelle est généralement assurée par la diffusion, bien que la répulsion électrostatique devienne comparable dans beaucoup de cas.

Dans le cas de la diffusion et en posant que :

r = rayon de la tête de l'avalanche qui est considérée (la tête) comme sphérique ;

λ = libre parcours moyen ;

z = distance sur laquelle l'avalanche s'est propagée
alors l'on peut écrire [3] :

$$r^2 = \lambda.z \quad (2-5)$$

En considérant que tous les électrons de l'avalanche, soit N_0 , sont concentrés dans la tête de l'avalanche, on peut alors écrire comme expression du champ de charges d'espaces :

$$E_r = \frac{e.N_0}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (2-6)$$

où e = charge de l'électron

ϵ_0 = permittivité de l'espace libre

N_0 = nombre d'électrons dans la tête sphérique de l'avalanche

N_0 est donné par Townsend par l'expression $N_0 = \exp(\alpha z)$ (2-9) où

α = coefficient de première ionisation de Townsend.

En égalisant le champ de charges d'espace, à la surface de la tête de l'avalanche, au champ électrique appliqué E_0 , on aboutit à la formulation de la distance critique " z_c " à partir de laquelle toute avalanche individuelle se propagera pour initier le mécanisme streamer :

$$\alpha z_c = \ln N_0 = \ln \frac{4\pi\epsilon_0 r^2}{e} E_r$$

à $z_c \Rightarrow E_r = E_0$ et comme $r^2 = \lambda z_c$ alors

$$\alpha z_c = \ln\left(-\frac{4\pi\epsilon_0}{e} z_c \lambda E_0\right) = \ln\left(-\frac{4\pi\epsilon_0 \lambda}{e} E_0\right) + \ln z_c \quad (2-10)$$

Le premier terme $\ln(4\pi\epsilon_0 \lambda E_0 / e)$ est largement insensible aux paramètres du gaz et est égal à 20 MKS pour des conditions de disruptions typiques (Alexeff [3]). Ainsi :

$$\alpha z_c = 20 + \ln z_c \quad (2-10 \text{ bis})$$

Si on égalise $z_c = d$ on obtient le critère de Rather de l'équation (2-4)

$$\alpha d = 20 + \ln d \quad (2-4)$$

Cette condition (2-10 bis) de formation du streamer ne contient aucune dépendance avec la densité d'électrons initiale de préionisation.

22.2. DENSITÉ DE PRÉIONISATION MINIMALE.

Ce qui est aussi important pour la formation du streamer, mais qui n'est pas explicité dans l'équation (2-10 bis), est que le champ de charges d'espace a un gradient local appréciable, et c'est ce caractère qui fait que l'ionisation devienne filamenteuse [92-73].

Dans le cas où le champ de charges d'espace est dû à une avalanche primaire simple, tel que supposé dans l'origine de l'équation (2-10), alors un tel gradient existe effectivement, et ceci à cause de l'extension diffuse et limitée des trajets d'avalanches individuelles.

Mais si la densité des avalanches primaires augmente, le gradient du champ associé aux charges d'espace des avalanches va faiblir beaucoup. Et aux grandes valeurs de densités d'avalanches, on peut s'attendre à ce que les champs de charges d'espace deviennent suffisamment uniformes pour éliminer la tendance qu'ont les avalanches secondaires de converger ensemble vers une avalanche primaire, c'est à dire la formation du streamer.

Si n_0 représente la densité des avalanches primaires (donc la densité initiale des électrons de préionisation) alors le rapport

$$\frac{(n_0)^{-1/3}}{r} \quad (2-11)$$

peut être considéré comme le degré d'égalisation des champs de charges d'espace, où r = étendue latérale de l'avalanche (rayon de la sphère)

et $x = (n_0)^{-1/3}$ représente la séparation latérale moyenne des avalanches :

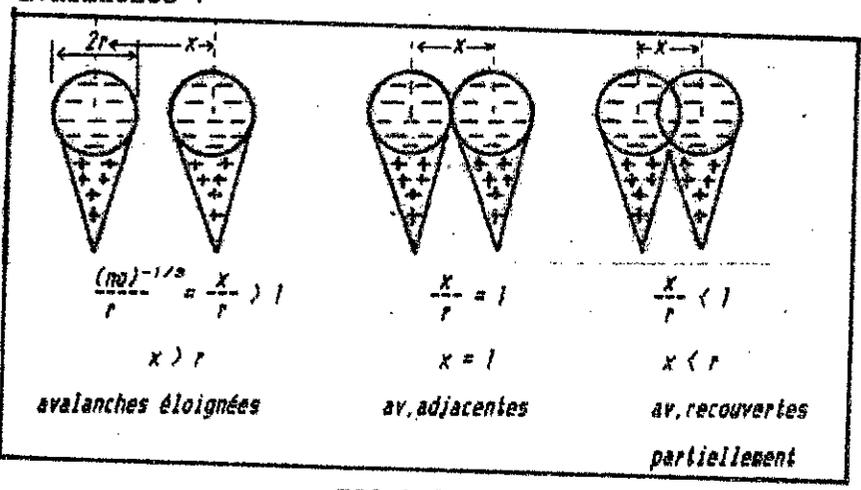


FIG. 2-8-

Il est tout à fait raisonnable de penser que la formation du streamer filamenteux peut être inhibée en faveur d'une ionisation contrôlée et uniforme des charges d'espace qui peuvent initier une décharge uniforme quand la valeur du rapport x/r devient comparable ou inférieure à l'unité au stade critique (voir Fig. 2-8 et 2-9), c'est à dire quand les champs de charges d'espace deviennent comparables au champ électrique appliqué.

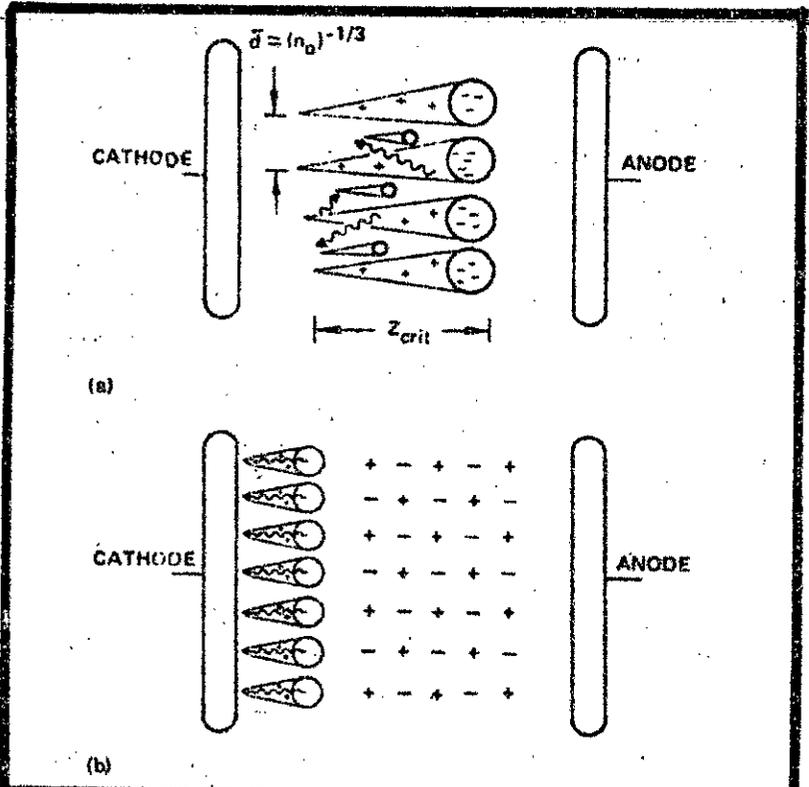


FIG. 2-9-

Décharge initiée par un grand nombre d'avalanches primaires (préionisation) ;
 a-étape initiale ;
 b-étape finale ; distributions des charges .

Cette condition peut être écrite en utilisant l'équation (2-5) au stade critique, c'est à dire quand l'avalanche atteint la longueur critique " z_c "

$$r^2 = \lambda z_c \quad \Rightarrow \text{condition d'uniformisation des champs de charges d'espace.}$$

$$\frac{(n_0)^{-1/3}}{r} \leq 1 \quad \text{et} \quad (n_0)^{-1/3} \leq (\lambda z_c)^{1/2} \quad (2-12)$$

Les paramètres typiques pour les conditions disruptives dans un TEA-CO₂ sont $\lambda = 10^{-3}$ cm

$\alpha = 10$ cm⁻¹. Pour ces valeurs les équations (2-10) et (2-11) demandent une densité minimale de préionisation pour une décharge lumineuse

$$n_0 > 10^4 \text{ cm}^{-3} \quad \text{densité seuil de préionisation.}$$

Palmer a utilisé des densités d'électrons de 10^4 cm⁻³ et a obtenu de bonnes décharges incandescentes.

Mais dans ce modèle simplifié, il a été supposé 3 hypothèses :

a-Premièrement, il a été supposé implicitement que la densité d'électrons de préionisation était uniforme à travers tout le volume de décharge. Dans la plupart des cas où la préionisation n'est pas uniforme (et elle ne l'est généralement pas) la condition donnée par l'équation (2-12) n'est pas suffisante, et il faut alors introduire un correctif. Car en établissant seulement une densité d'électrons de préionisation locale près de la cathode, dans un volume de décharge relativement grand, ceci n'assure pas la suppression de la formation du streamer en avant du front d'ionisation contrôlé.

b-La seconde hypothèse faite par Palmer est que le temps de montée du pulse de tension est considéré comme nul: aucun effet conséquent n'a été considéré. Mais tel n'est pas le cas, car le temps de montée du pulse étant fini, non nul, ceci va provoquer une dérive des électrons de préionisation et la condition de Palmer n'est plus suffisante.

c-La 3eme hypothèse est que le pulse de tension appliqué est supposé constant, qu'il ne subit pas de déformations, ce qui est loin d'être aussi le cas.

Pratiquement il n'en est rien de ces 3 hypothèses, et leurs conséquences sont importantes, comme on le verra plus loin. Mais ce modèle permet déjà une bonne approche du problème, et donne des valeurs de densité de préionisation minimale en défaut de celles requises.

2.3. MODELE PLUS ELABORE . LEVATIER 1980 [73]

23.1. PRINCIPES .

Le modèle présenté plus haut, a considéré, arbitrairement, 3 hypothèses:

-que le champ électrique appliqué est appliqué instantanément, c'est à dire que le temps de montée du pulse est nul.

-que le pulse de tension ne subit pas de déformation durant le temps pendant lequel il est appliqué.

-et que la densité d'électrons à l'intérieur du volume de décharge est uniforme.

Dans le modèle qui suit, plus élaboré, et en essayant de prendre en considération les 3 éléments négligés plus haut, le problème est bien plus compliqué, et en fait n'a pu être résolu qu'en fixant arbitrairement, d'autres paramètres, qui n'ont pu être déterminés précisément jusqu'à ces dernières années.

Mais les résultats obtenus, théoriquement et pratiquement, sont encore meilleurs et plus proches de la réalité que ceux obtenus dans le modèle précédent de Palmer.

En résumé, la disruption des gaz, pour les grandes valeurs de E/n , est essentiellement causée par le développement non linéaire des champs de charges d'espace associés aux avalanches primaires d'électrons, avalanches initiées au hasard dans l'espace interélectrodes: c'est la disruption par effet streamer qui est filamenteuse dès le début.

Nous avons déjà fait remarquer, implicitement, dans la formulation de la théorie streamer, qu'il existe des gradients locaux de champs de charges d'espace élevés, gradients causés par l'extension diffuse et restreinte des chemins d'avalanches individuelles.

Dès le moment où le nombre d'avalanches primaires simultanées est augmenté par un moyen quelconque de préionisation, au delà d'un certain niveau, on devrait s'attendre à ce que les chemins d'avalanches adjacentes se recouvrent partiellement mutuellement.

Un grand recouvrement de l'ionisation secondaire, générée par les avalanches primaires, va non seulement homogénéiser la densité du plasma dans la décharge, mais va pouvoir uniformiser les gradients locaux des champs de charges d'espace de telle façon que la formation du streamer soit inhibée complètement.

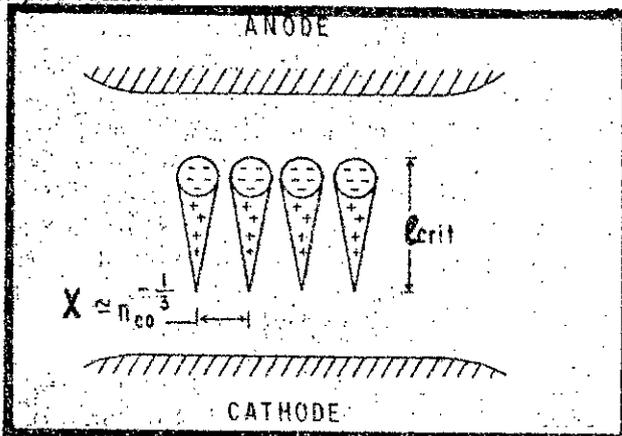


FIG. 2-10-

Diagramme schématisant une rangée d'avalanches primaires simultanément formées et se propageant vers l'anode avant que leurs champs de charges d'espace respectifs n'atteignent l'étape de développement du streamer.

Durant la première phase de formation de l'avalanche, c'est à dire avant que le développement des têtes des avalanches primaires n'arrive au stade critique décrit antérieurement, les champs de charges d'espace associés à chaque avalanche primaire vont demeurer faibles en comparaison avec le champ électrique appliqué. Si les effets collectifs des champs de charges d'espace provenant de toutes les avalanches primaires sont aussi négligeables, on pourra alors considérer que la probabilité d'initiation des avalanches est partout la même pour tous les électrons. Alors la densité des avalanches primaires, à tout instant, peut être considérée comme identique à la densité de préionisation " n_{co} " au début du processus de disruption.

Avec une vitesse moyenne " u_0 " identique pour tous les électrons, la distance moyenne de séparation entre les centres des têtes des avalanches primaires adjacentes, va demeurer aussi la même que la distance initiale de séparation moyenne entre les électrons primaires générés par le processus de préionisation, c'est à dire :

$$x = (1/n_{co})^{1/3} \quad (\text{comme plus haut})$$

Par l'égalisation de cette distance " x " au rayon critique de la tête de l'avalanche (où le champ de charges d'espace devient comparable en grandeur au champ électrique appliqué), on peut estimer la densité minimale de préionisation $(n_{co})_{min}$ requise pour une unification des gradients des champs de charges d'espace.

23.2. EFFET DU TEMPS DE MONTÉE DU PULSE HT .

Dans beaucoup de travaux sur les décharges gazeuses, le pulse de tension HT appliqué a été considéré comme appliqué instantanément [80-64-107-92]. Or le temps de montée, non nul, du pulse de tension introduit des variations sur le champ appliqué.

Comme le taux d'avalanches d'électrons, la vitesse des électrons, et les autres paramètres importants de la décharge, sont tous des fonctions sensibles du champ local E (en fait de E/n) une explication précise du développement des avalanches doit inclure les effets du champ E avec le temps. Ceci est particulièrement vrai pour les décharges dans les lasers TEA, où le temps caractéristique de formation de la tête de l'avalanche, en l'absence de préionisation adéquate, ce temps devient comparable au temps de montée du pulse HT, t_r (c'est à dire de l'ordre de 70 à 100 ns).

La variation dans le temps du champ électrique va induire une redistribution des électrons libres différentes de celle existante antérieurement à l'initiation du processus d'avalanche.

Durant la période de préavalanche, la tension appliquée va rester en dessous de la valeur disruptive pendant un temps t_0 , comparable au temps de montée du pulse, soit t_r . L'intensité du champ électrique correspondant durant cette période sera $(E/n) < (E/n)_0$ (2-13) où $(E/n)_0$ est le seuil disruptif.

On peut formuler le taux d'exponentiation instantané des électrons libres comme :

$$\frac{d(\ln N_e)}{dt}$$

où N_e est le nombre d'électrons. Ainsi tant que $(E/n) < (E/n)_0$ on aura

$$\frac{d(\ln N_e)}{dt} < 0 \quad (2-14)$$

Ainsi l'intensité du champ électrique, durant la période de préavalanche ne va pas changer substantiellement le nombre total des électrons générés par le processus de préionisation. Mais la présence du champ va induire un phénomène de dérive des électrons de la cathode vers l'anode: les électrons sont poussés vers l'anode, désertant la région cathodique.

Il s'en suit donc un résultat important, dû à l'existence de t_r fini : un appauvrissement en électrons de la région cathodique sur une petite épaisseur (appelons la x_0) et un enrichissement en électrons du reste du volume de décharge près de l'anode sur une épaisseur $(d-x_0)$ où d est la distance interélectrodes. Ceci aura bien sûr un effet important sur le développement subséquent du champ de charges d'espace.

23.3. CRITERES POUR LA FORMATION DE DECHARGES HOMOGENES .

Le problème est donc de trouver, en tenant compte du phénomène de dérive des électrons induit par "tr" fini, :

- le rayon critique de la tête de l'avalanche
- la densité d'électrons de préionisation à fournir pour obtenir des décharges homogènes et stables.

En annexe II, se trouvent les détails du calcul utilisé par Levatter, afin d'arriver à une estimation des 2 paramètres cités plus haut. Nous reportons ici les principaux résultats :

- 1- Le rayon de la tête de l'avalanche est considéré comme gaussien, et a pour expression $R = (K \cdot l \cdot \lambda)^{1/2}$ (2-22)

où K = est un facteur correctif

l = longueur du trajet de l'avalanche, défini comme la distance entre le centre instantané de la tête de l'avalanche et son point d'initiation.

λ = libre parcours moyen de l'électron pendant le temps Δt

Ce rayon est plus grand que " r " = $(\lambda z)^{1/2}$ estimé par Palmer d'un facteur de 6,6 .

- 2- Le champ de charges d'espace peut être exprimé par :

$$E_r = \frac{e \cdot N_0}{4\pi\epsilon_0 R^2} F\left(\frac{r}{R}\right) \quad (2-23)$$

où $F(r/R)$ est une équation sans dimension qui dirige la variation de E_r suivant la coordonnée radiale r/R à tout instant donné

Cette équation $F(r/R)$ atteint son maximum pour $(r/R) = 0,955$.

- 3- En égalisant le champ de charges d'espace avec le champ électrique appliqué la formulation de la longueur critique d'avalanche requise pour l'initiation de la disruption streamer est obtenue par :

$$\int_0^{l_c} \alpha(l') \cdot dl' = 23,5 + \ln l_c \quad (2-30)$$

et le rayon critique de la tête de l'avalanche (c'est à dire au moment où le champ de charges d'espace sera maximal) sera donné par :

$$r_c = 0,955 R = (40 \lambda \cdot l_c)^{1/2} \quad (2-32)$$

- 4- Le fait que tr est fini, fait que le champ électrique appliqué, avant d'atteindre la valeur disruptive, va induire une dérive des électrons, et donc un appauvrissement de la région cathodique en électrons sur une largeur x_0 .

5- Dans le cas où la source de préionisation fonctionne continuellement jusqu'à l'arrivée de la valeur disruptive du champ électrique appliqué alors la densité minimale de préionisation requise pour l'obtention de décharges uniformes, sera exprimée par n_{eo} telle que :

$$\frac{1}{3} n_{eo} = \frac{1}{n_{eo}} > (n_{eo})_{min} \quad (2-34)$$

densité de préionisation à fournir	densité moyenne de préionisation sur tout le volume,	densité de préionisation minimale à fournir dans la couche appauvrie
------------------------------------	--	--

et où $(n_{eo})_{min} = (r_c)^{-2} = (40. \lambda. l_c)^{-2/2} \quad (2-35)$

Ces expressions vont dépendre de t_r :

ainsi pour $10 \text{ ns} \leq t_r \leq 100 \text{ ns}$ et à une pression de 1 atm. alors on aura :

$$(n_{eo})_{min} = 4.10^4 + 2.10^5 \text{ électrons/cm}^3 \text{ et donc}$$

$$n_{eo} = 1,2.10^5 + 6.10^5 \text{ électrons/cm}^3.$$

6- Dans le cas où la source de préionisation est arrêtée avant que le champ électrique appliqué n'atteigne sa valeur disruptive, alors en plus de la condition déjà énumérée plus haut (2-35) ; il faut une autre condition sur le temps de montée du pulse de tension, t_r , à savoir que :

$$x_0 < r_c$$

largeur de la région appauvrie,	rayon critique de la tête de l'avalanche,
---------------------------------	---

Ainsi pour le même mélange, et à une pression de 1 atm. il faut nécessairement avoir : $t_r \leq 10 \text{ ns}$ et $n_{eo} = 1,2.10^5 \text{ électrons/cm}^3$.

CONCLUSION

- * Le modèle de Palmer, ayant négligé les effets du temps de montée du pulse de tension HT, ayant considéré que ce pulse HT ne subit pas de déformations, et que la densité d'électrons est uniforme dans tout le volume de décharge, conduit à une formulation simple de la densité minimale de préionisation requise pour inhiber la formation de l'arc, et qui est :

$$(n_0) = (r_c)^{-3/2} = (\lambda \cdot z_c)^{-3/2}$$

pour un laser TEA-CO₂ à pression atmosphérique on aura ainsi :

$$n_0 = 10^4 \text{ électrons/cm}^3.$$

- ** Le modèle plus élaboré de Levatter donne une valeur de la densité minimale de préionisation 12 fois plus grande que celle de Palmer. Mais en plus, si la source de préionisation est arrêtée avant l'arrivée du champ électrique disrupteur, ce modèle impose un temps de montée maximal au pulse de tension excitateur à ne pas dépasser.

2.4. GEOMETRIE DES ELECTRODES.

L'effet de pointe à l'intérieur d'un champ électrique, favorisant un développement localisé très grand du champ électrique, est bien connu. Or tout développement de champ localisé très grand favorise en puissance la formation du streamer.

C'est pour cette raison que les électrodes, dans les décharges, risquent de développer des gradients de champs locaux très importants si elles comportent des bords tranchants.

Les recherches ont donc porté sur la fabrication d'électrodes à profil de champ uniforme, aboutissant à un profil Rogowsky, du nom de son auteur, puis améliorées de plus en plus, notamment par Bruce [15-114] et Harisson [56].

Enfin Chang a pu dériver une nouvelle famille de profils analytiques pour des électrodes à champ uniformes [17]. Cette dernière approche donne des profils compacts, très bien polis, et qui ont une distribution uniforme du champ électrique sur leurs surfaces.

Ce concept d'électrodes à champ uniforme a joué un rôle clé dans la démonstration de la possibilité d'obtenir des décharges lumineuses.

Les figures (2-11) qui suivent, montrent une autre amélioration du profil élaboré par Chang, améliorations étudiées et obtenues par Danes & Kline (1977) [27].

En Fig. 2-11-(a) et (b), sont représentées l'électrode compacte à profil initial de Chang, la distribution du rapport du champ local sur la valeur moyenne du champ appliqué, ainsi que la luminosité de la décharge obtenue.

Et en Fig. 2-11-(c), (d), (e), sont représenté le profil modifié, le rapport champ local sur appliqué, la distribution des électrons de préionisation, ainsi que la luminosité de la décharge ainsi obtenue.

On remarque aisément la grande différence et les avantages apportés par ce nouveau profil, quant à la distribution du rapport champ local sur champ appliqué. La région de la décharge est bien plus agrandie, embrassant ainsi un plus grand volume. On y remarque aussi nettement l'appauvrissement de la région cathodique en électrons comparativement à la région anodique.

Une autre étude et d'autres améliorations ont été obtenues par Ernst (1983) [40].

3-LA PRÉIONISATION.

3.1. INTRODUCTION.

Une grande variété de méthodes de préionisation a été utilisée avec une bonne efficacité. Les techniques utilisent :

- soit des électrons [34-41-42-24].
- soit des particules lourdes [5-48-6].
- soit des radiations UV.

Ceci afin d'obtenir des décharges homogènes, et ainsi une plus grande énergie laser.

Les techniques de préionisation peuvent aussi se classer en 2 grandes classes :

- préionisation "à cœur": c'est à dire par source interne au volume de décharge: c'est ainsi que fonctionnent tous les systèmes de double décharge, et ceux utilisant la production de rayons UV par étincelles auxillaires.
- préionisation externe au volume de décharge: par l'utilisation de faisceaux d'électrons de haute énergie, issus d'un canon à électrons: systèmes appelés EBC.

Il faut aussi noter que certains ont utilisé des rayons X, ainsi que des éléments radioactifs, soit comme source de préionisation principale, soit comme appoint.

L'utilisation d'impuretés organiques (dopage) à de très faibles concentrations, a eu des effets bénéfiques sur la préionisation.

Les résultats auxquels ont abouti les travaux peuvent être résumés comme suit :

- L'énergie laser augmente de manière logarithmique avec l'augmentation de la densité initiale d'électrons.
- La densité initiale d'électrons augmente exponentiellement quand l'énergie d'entrée de préionisation est augmentée.
- L'utilisation d'impuretés organiques augmente la densité d'électrons, comme le fait aussi les grandes concentrations en He.

Les techniques électroniques et pratiques de préionisation ayant été vue précédemment en chapitre I, nous n'y reviendrons pas. On s'attachera dans cette section, à étudier les mécanismes physiques de la préionisation utilisant les radiations UV, donc une préionisation à cœur.

Cette méthode est la plus utilisée, à cause de la simplicité des dispositifs utilisés, ainsi que leur moindre encombrement. Alors que l'autre type de préionisation (EBC) demande un matériel lourd, encombrant, et très sophistiqué.

Nous étudierons dans cette section plus spécialement la préionisation à cœur à rayons UV.

Cette préionisation utilise divers procédés :

- décharge couronne.
- photoémission de la cathode.
- production d'étincelles faibles énergétiquement, par l'intermédiaire de décharges entre 2 pointes distantes de 1 à 2 mm.

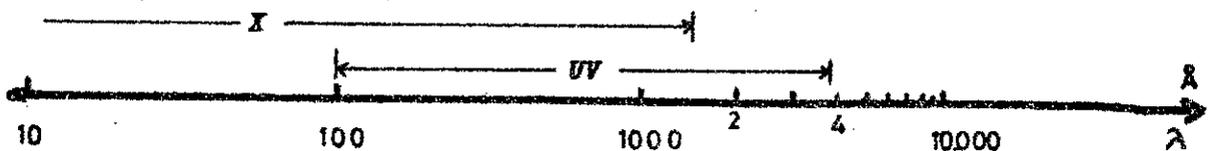
Nous verrons tour à tour :

- l'absorption des radiations UV par les 3 gaz du mélange gazeux TEA-CO₂
- le spectre de l'émission de l'étincelle dans les 3 gaz du mélange.
- les mesures de densités d'électrons de préionisation obtenues.
- le rôle d'un dopage du mélange gazeux par des impuretés organiques.
- enfin l'influence de la géométrie de préionisation sur la forme de la décharge obtenue .

3.2. ETUDE DE LA PREIONISATION A COEUR PAR RAYONS UV.

Il est fondamental de connaître quelles sont les radiations UV responsables de la photoionisation; lesquelles sont absorbés par les gaz présents, et lesquels sont produites par la source d'émission (dans notre cas une étincelle se produisant entre 2 pointes espacées de 1 à 2 mm).

Le spectre d'émission couvre la gamme de longueur d'ondes compris entre 100 Å et 3900 Å.



32.1. ABSORPTION UV.

Les coefficients d'absorption du CO₂ dans la littérature [83] montrent que tout mélange gazeux, contenant environ 0,1 atm. de CO₂ (=76 torrs) est essentiellement noir pour les longueurs d'ondes plus courtes que 1150Å.

Des tables existent pour l'absorption dans la région 1150-1670 Å. [83]. Dans les travaux de Babcock 1976 [7] auxquels nous nous référons dans cette étude, c'est la région 1670-2000 Å qui a été étudiée pour le CO₂, ainsi que la gamme 1150-2000 Å pour l'absorption de N₂ et He.

Au delà de 2000 Å il n'y a pas d'absorption appréciable de ces 3 gaz.

En Fig. 2-12-(a) et (b) est montré le graphe d'absorption du CO₂ dans les 2 régions spectrales :

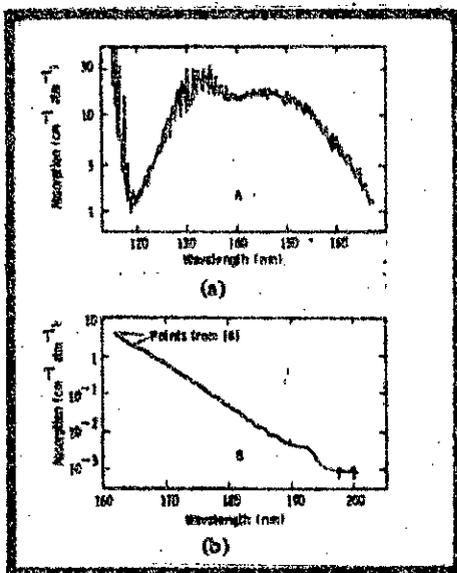


FIG. 2-12-

Absorption de CO₂ pour les radiations UV dans la région spectrale; 1100 - 2000 Å. (in Babcock [7])

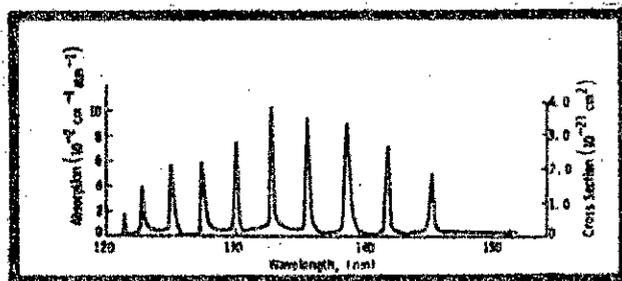


FIG. 2-13-

Absorption de l'azote N₂. Série de Lyman-Birge-Hopfield, (in [7]).

Nous remarquons :

- qu'en dessous de 1150 Å le CO_2 absorbe très fortement.
- un affaissement brutal de l'absorption, centré sur 1200 Å et ayant une largeur de 50 Å environ.
- l'absorption ne fait que diminuer après le pic de 1300 Å jusqu'à 1600 Å, et diminue encore plus fortement après, jusqu'à atteindre un niveau négligeable aux environs de 1950 Å.

L'absorption de N_2 est visible en Fig. 2-12-(c). Les bandes d'absorption ont la forme de pics, et proviennent des séries interdites de Lyman-Birge-Hopfield.

Quant à l'hélium He, aucune absorption n'a été observée [7].

En résumé, toutes les émissions inférieures à 1150 Å sont complètement absorbées dans le mélange gazeux $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ après une pénétration de longueur d'environ 5 mm.

Les photons UV durs (pouvant ioniser les molécules de gaz) pouvant pénétrer suffisamment dans le mélange gazeux doivent donc appartenir aux 2 gammes suivantes :

$$1170 \text{ \AA} < \lambda < 1240 \text{ \AA}$$

et

$$\lambda > 1600 \text{ \AA} .$$

32.2. SPECTRE D'EMISSION DE L'ETINCELLE.

L'émission UV de l'étincelle produite par décharge entre 2 pointes espacées de 1 à 2 mm., a été mesurée dans CO_2 seul, He seul, N_2 seul, ainsi que dans les mélanges $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$: 1-1-8 / 1-2-3 / 1-7-0. (Mac Ken [76] - Babcock [7])

a* Les figures 2-13-(a), (b), (c), montrent les radiations UV émises par l'étincelle, celle ci provenant de la décharge d'une capacité de 10 nF chargée à 50 KV.

-La figure (a) a été obtenue pour He seul. On y remarque la très faible intensité obtenue dans la région 1000-2500 Å. Ceci montre de façon évidente l'erreur initiale qui spéculait sur la production de rayons UV durs à partir de l'hélium

-La figure (c) suggère de manière similaire la faible contribution du CO_2 dans la production de rayons UV durs.

-Alors qu'en (b) l'on voit nettement que c'est dans N_2 que la production des UV est très grande.

b*Les figures 2-14-(a) et (b) montrent l'influence de l'inductance du circuit sur la production des rayons UV .

-en (a) l'inductance du circuit est de l'ordre de 1 μH .

-en (b) il a été ajouté en série une inductance de 300 μH .

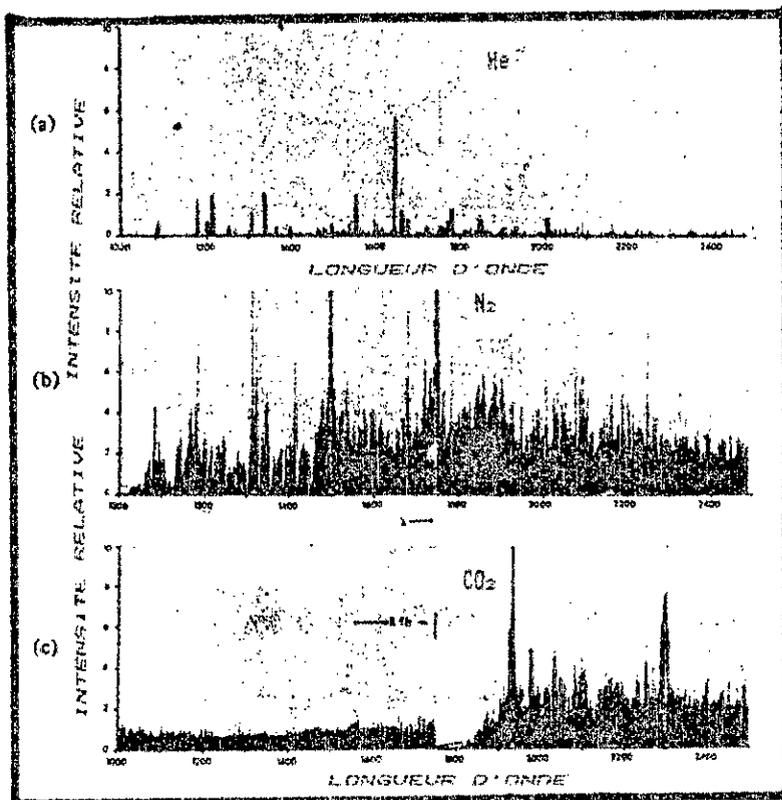
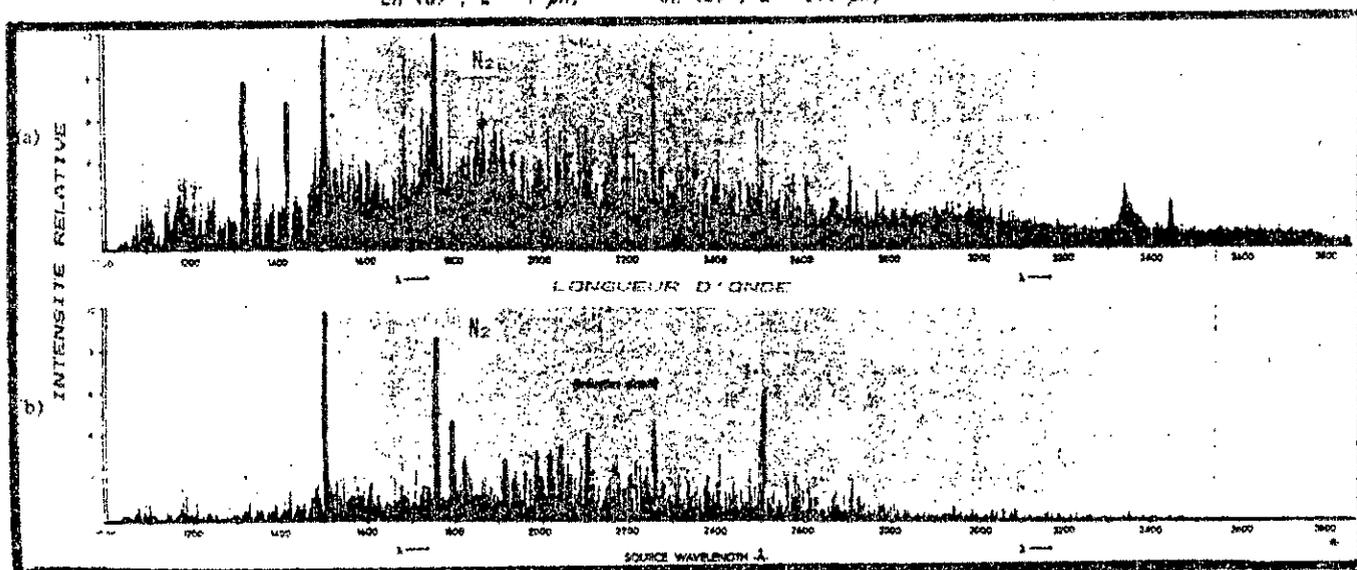


FIG. 2-13-. Spectre d'émission de l'étincelle dans le cas des gaz seuls, en (a) ; He , en (b) ; N₂ , en (c) ; CO₂ , (in [76])

FIG. 2-14-. Spectre d'émission obtenu dans N₂ et montrant l'effet de l'inductance, en (a) ; L = 1 μH , en (b) ; L = 300 μH , (in [76])



Cette augmentation de l'inductance a pour effet de diminuer le courant crête passant dans le préioniseur. Ceci suggère que pour obtenir le maximum de rayons UV, il est nécessaire d'augmenter le courant crête passant dans le préioniseur.

c# La figure 2-15 montre le spectre d'émission de l'étincelle dans un mélange gazeux laser typique : $10\text{CO}_2-1\text{N}_2-8\text{He}$. Il est visible que l'émission de photons est altérée grandement par le mélange, sauf dans les 2 bandes signalées plus haut, à savoir :

-une bande centrée à 1200 Å de largeur 50 Å .

-une bande centrée à 1750 Å et de largeur 100 Å .

En dehors de ces 2 bandes, l'absorption des UV par le mélange gazeux est très grande.

L'influence néfaste d'une grande inductance dans le circuit est montrée dans cette même figure en (b), où l'émission des UV est diminuée énormément.

En conclusion, il apparaît donc que dans un laser TEA- CO_2 utilisant une photoionisation par étincelles, que le N_2 sert comme source dominante des photons UV, alors que le CO_2 présent absorbe la majeure partie de l'émission UV, sauf sur 2 bandes étroites, centrées à 1200 Å et sur 1750 Å .

d# Les figures 2-16-(a), et (b), illustrent de façon frappante l'effet de la pureté du gaz N_2 employé, sur la production des rayons UV.

En (a) l'azote utilisé est spécifiquement de "très grande pureté". Alors qu'en (b) c'est l'azote "commercial" qui a été utilisé.

L'atténuation de l'émission en (b) est très significative, et peut être attribuée à la présence d'impuretés O_2 dans le N_2 "commercial". Car dans le N_2 de "très grande pureté", l'oxygène existe toujours sous forme d'impuretés, mais avec des concentrations inférieures à 20 ppm; alors qu'il existe avec des concentrations de plus de 100 ppm dans le N_2 "commercial". Et en fait le O_2 a une très grande absorption entre 1300 Å et 1700 Å .

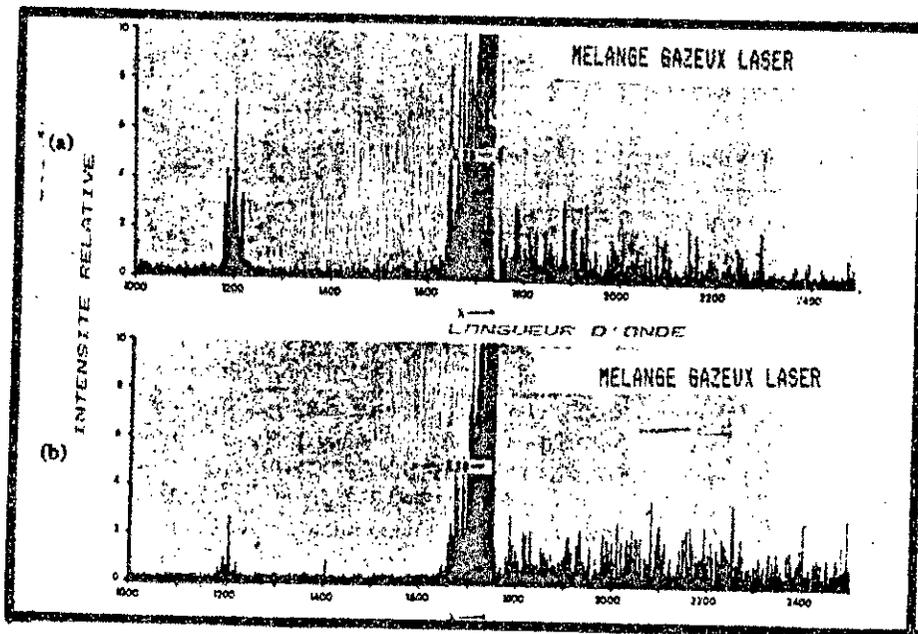
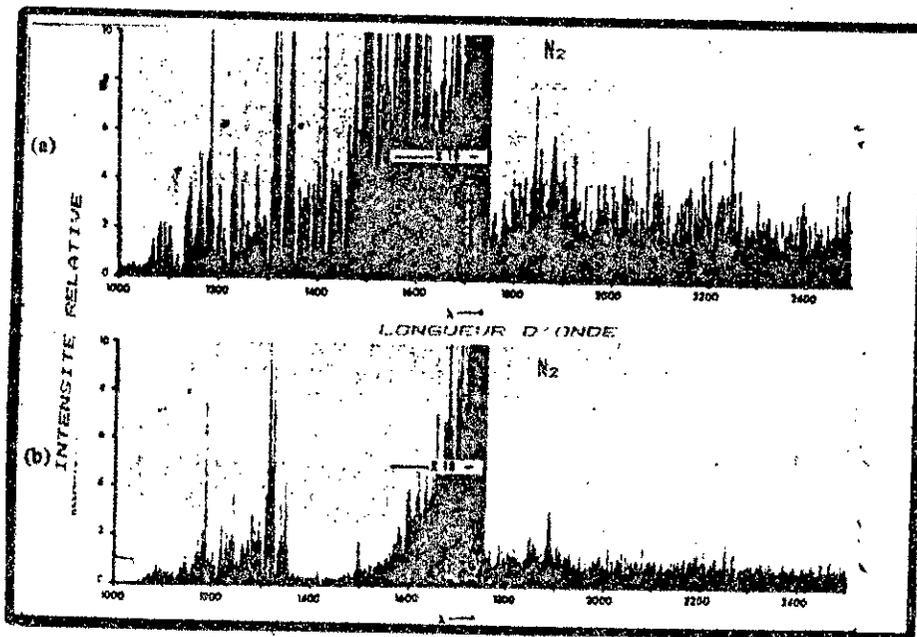


FIG. 2-15-

Spectre d'émission de l'étincelle obtenu dans un mélange typique (1-1-8),
avec en (a) ; $L = 1 \mu H$,
et en (b) ; $L = 300 \mu H$, (in [76])

FIG. 2-16-

Spectre d'émission de la source étincelle dépendant de la pureté du gaz N_2 utilisé,
avec en (a) ; N_2 de très haute pureté,
et en (b) ; N_2 commercial, (in [76])



32.3. DENSITE DE PHOTOELECTRONS .

Il est fondamental de connaître lequel des 3 composants gazeux du mélange laser $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$, est le pourvoyeur en électrons lorsqu'il est irradié par les radiations UV, ensuite de voir le comportement du mélange gazeux.

a*Les figures 2-17-(a), (b) et (c), montrent les mesures de densité relatives de photons pour les 3 gaz séparément, lorsqu'on leur envoie un flux de photons UV durs. Il est visible en (c) que l'hélium He contribue très fortement à la production de photoions (donc de photoélectrons) alors que le CO_2 et le N_2 n'y contribuent que faiblement.

Il est intéressant de noter ici que dans l'He il y a aussi une forte photoionisation pour $\lambda < 1500 \text{ \AA}$, mais qui devient négligeable entre 1500 \AA et 1700 \AA . En plus, une photoionisation appréciable apparaît entre 1750 \AA et 1900 \AA .

b* Afin de préciser ce rôle de l'hélium dans la production de photoélectrons, il a été analysé et mesuré les densités de photoions produits, dans l'enceinte vide d'abord, ensuite dans l'enceinte contenant de l'He à très grande pureté, et enfin dans l'enceinte contenant de l'He commercial.

Les résultats sont visibles en figure 2-18-(a), (b) et (c).

-en (a) : enceinte vide.

-en (b) : avec de l'He très grande pureté.

-en (c) : avec de l'He commercial (industriel).

Alors que dans l'enceinte vide, il n'y a pratiquement aucune production de photoions; dans les 2 cas où l'He est présent, il y a production de photoions, mais avec une plus grande intensité dans le cas de l'utilisation de l'He commercial, que dans celui de l'He à très grande pureté.

Ce résultat très important peut être expliqué en postulant l'existence de traces d'impuretés avec de bas potentiels d'ionisation.

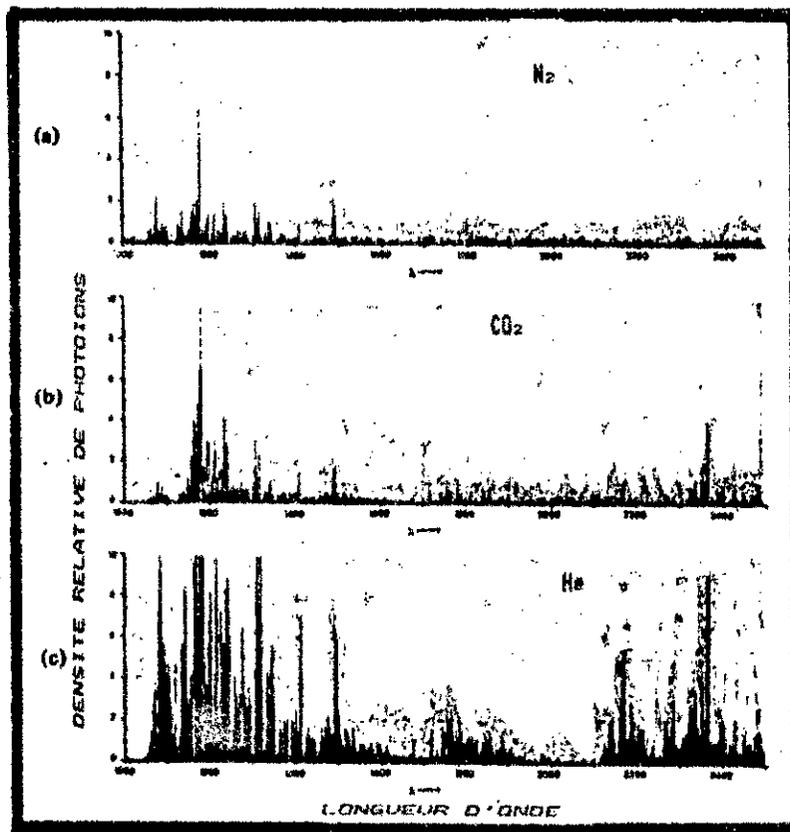


FIG. 2-17-

Densité relative de photons produits dans les 3 gaz du mélange séparément:
en (a) : Na à très grande pureté, en (b) : CO₂ et en (c) : He commercial.
(in [76]).

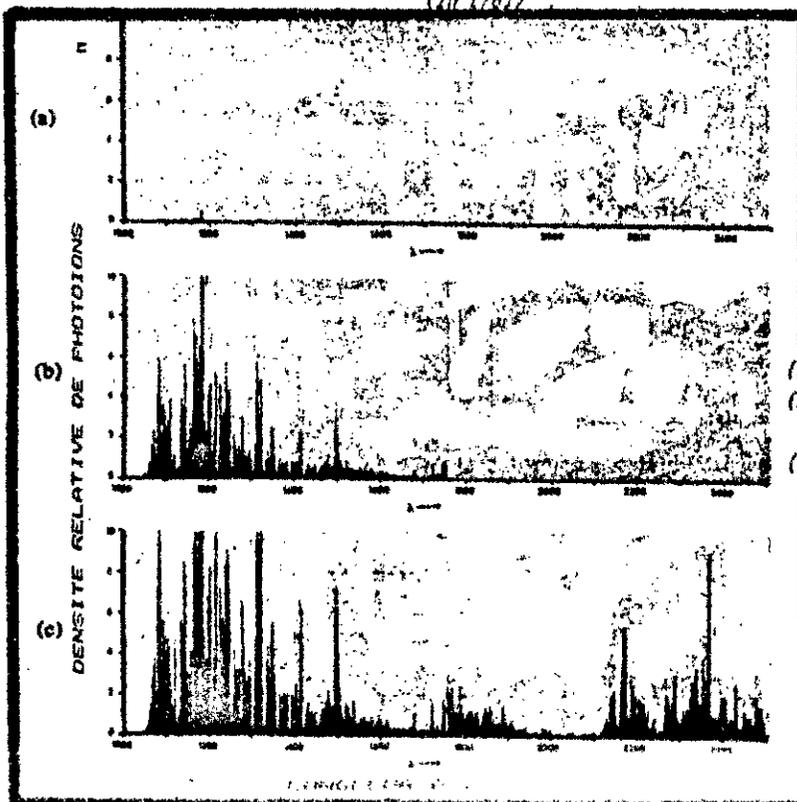


FIG. 2-18-

Densité relative de photo-
électrons obtenus en :
(a) : enceinte vide,
(b) : enceinte contenant de
l'He très grande pureté,
(c) : enceinte contenant de
l'He industriel.

(in [76]).

c*La figure 2-19- montre la densité relative de photoions dans un mélange gazeux (1-1-8).

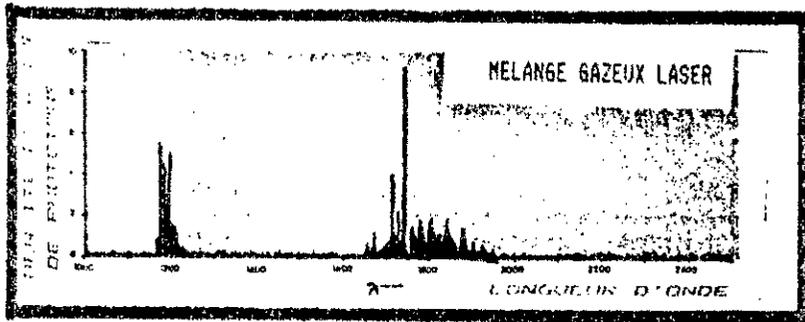


FIG. 2-19-
Densité relative de photoions dans un mélange laser (1-1-8), (in [76])

d*La variation de la photoproduction avec la distance et la pression, est déterminée, seulement par l'atténuation des photons émis (par processus non ionisant) due à la teneur du mélange en CO_2 et bien sûr du libre parcours moyen possible.

Le flux de photons UV (proportionnel à la production d'électrons) décroît comme $\exp(-A.p.l)$ où A est la valeur moyenne du coefficient d'absorption du CO_2 et est égal à $1,5 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{atm}^{-1}$, p la pression du milieu, et l la distance de propagation des photons.

Les figures 2-20 , 2-21 , et 2-22- montrent les densités de photoélectrons relevée dans plusieurs gaz ou mélanges gazeux, densités mesurées à une distance de 12 cm d'une source unique d'étincelles [109] .

On remarque ainsi que pour l'He et l'argon Ar, la densité de photoélectrons est de plusieurs fois plus grande que pour les autres gaz.

On remarque aussi une diminution rapide de cette densité avec l'augmentation de la pression.

La figure 2-22- montre que la densité de photoionisation dans le mélange (CO_2-N_2-He) est dominée par la présence de CO_2 , celui ci la faisant tomber à des valeurs beaucoup plus basses que celles de ($N_2 + He$) ou bien N_2 seul ou He seul.

Ainsi donc aux larges pressions de CO_2 désirables du point de vue énergie de sortie laser, il en résulte une réduction de la densité d'ionisation.

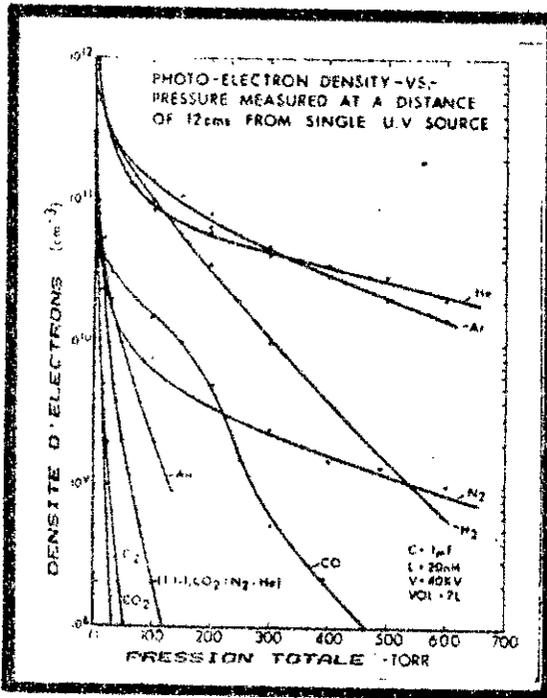


FIG. 2-20-

Densité de photoélectrons dans différents gaz, (in Seguin [109]).

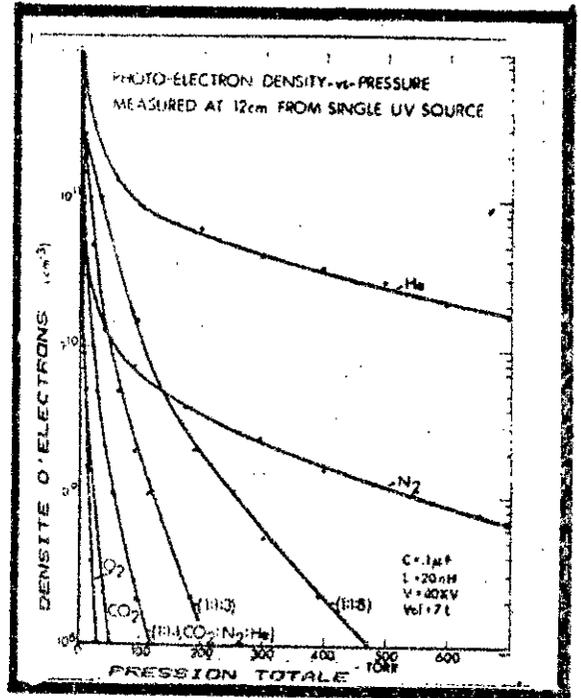


FIG. 2-21-

Densité de photoélectrons dans différents mélanges gazeux, (in [109]).

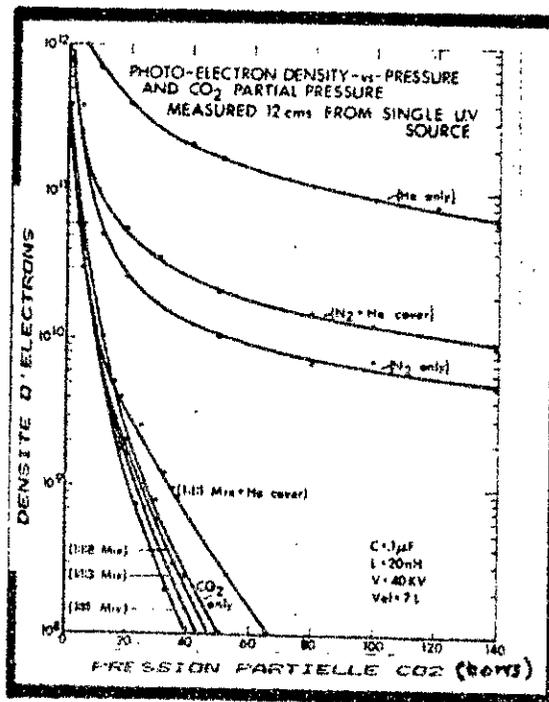


FIG. 2-22-

Densité de photoélectrons pour différents mélanges gazeux laser, (in [109]).

32.4. ADDITIFS ORGANIQUES. [109-74-32-76]

Il a été remarqué qu'en ajoutant certains composés organiques, à de très faible concentrations (de l'ordre de 10 pps), ces composants ayant des niveaux d'ionisation très bas (plus bas que les gaz du mélange laser), la densité de photoionisation s'accroissait de manière significative.

a* Les figures 2-23-(a) et (b), illustrent des mesures de densités de photoionisation avec et sans additifs (dans ce cas, de la tripropylamine). L'influence dominante d'un tel additif est nettement visible dans la production de photoions. La comparaison révèle une augmentation d'un facteur de 3 de la densité de photoions obtenue dans un mélange CO_2-N_2-He avec additif.

b* Le choix d'un tel additif est cependant restreint par les conditions sévères suivantes :

- 1- L'additif doit être transparent à la longueur d'onde de l'émission laser.
- 2- Son éventuelle décomposition ne doit pas perturber la décharge.
- 3- Il ne doit pas réagir avec les gaz laser, et ne doit pas dépopuler les niveaux excités.

c* La figure 2-24 donne les densités de photoélectrons obtenus :

- dans le mélange gazeux seul $1CO_2-1N_2-1He$.
- et dans les cas où le mélange gazeux initial (1-1-1) est dopé par différents additifs :
 - benzène
 - acétone
 - méthylétane
 - triéthylamine
 - tripropylamine.

Ainsi l'apport de très faibles quantités d'impuretés organiques augmente considérablement la densité d'électrons.

Il est à remarquer que la plupart de ces impuretés organiques sont liquides. Ces impuretés peuvent être ajoutées facilement au mélange gazeux, en faisant "buller" simplement 10 % du mélange gazeux à travers le liquide organique.

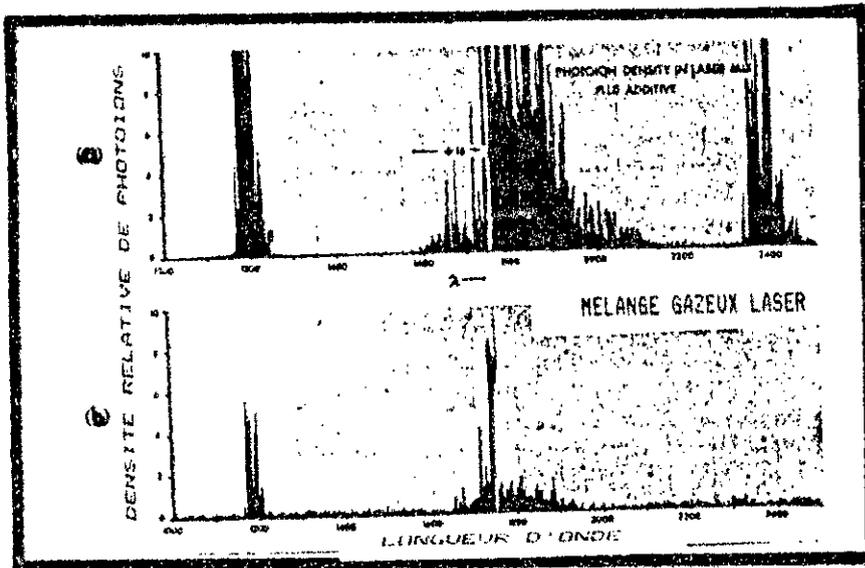


FIG. 2-23-

Densité relative de photons générés par une seule étincelle:
 en (a) ; avec additif organique, la tripropylamine,
 en (b) ; sans aucun additif. (in [76])

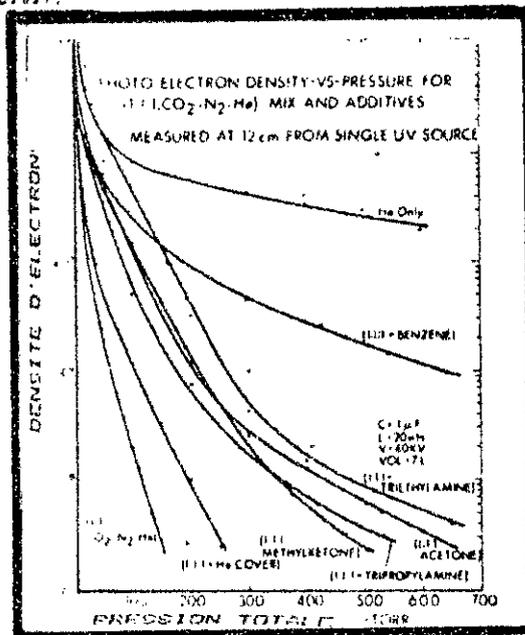


FIG. 2-24-

Densité de photoélectrons :
 -pour le mélange gazeux laser seul (1-1-1)
 -et pour ce même mélange dopé avec divers constituants. (in [109])

Il faut noter [109] que beaucoup des additifs testés ont un effet préjudiciable sur la performance du laser, même si une grande densité de photoélectrons est obtenue. La raison est peut être due à une absorption dans la bande infrarouge de la transition laser.

d*La grande augmentation de la densité de photoélectrons, loin de la source (12 cm) lorsque l'on ajoute des impuretés organiques, induit une remarque importante concernant le mécanisme de photoionisation.

- Avec de faibles concentrations d'additifs (≈ 10 ppm) le processus d'ionisation est dominé par des photons énergétiques centrés à 1200 Å .
 - Si la concentration d'additif est augmentée (> 50 ppm), le processus d'ionisation à 1200 Å passe par un maximum puis diminue et vers 1750 Å recommence sa croissance.
 - Aux plus grandes concentrations de l'additif (> 100 ppm), la contribution de la bande de 1200 Å devient très petite comparativement à celle de 1750 Å .
- * En fait aux faibles concentrations de l'additif, un processus d'ionisation à 1 degré, domine à 1200 Å, avec une petite distance de pénétration caractéristique.
- * Vers les concentrations intermédiaires, un processus plus long, à 2 étapes, utilisant des photons autour de 1750 Å, commence à prendre place.
- * Pour les plus hautes concentrations, le processus d'ionisation à 1 étape est relativement restreint, au profit du mécanisme d'ionisation à 2 degrés qui prend alors place.

3.3. GEOMETRIE DE LA PREIONISATION .

Denes et Kline (1977) [27], ont montré l'importance du facteur géométrique de la préionisation sur l'uniformité de la décharge.

Le dispositif utilisé comporte une électrode-cathode compacte à profil Rogowsky; une seconde électrode plane grillagée de façon à permettre le passage des électrons et de l'émission lumineuse UV. Le préioniseur consiste en 2 rangées de pointes provoquant des étincelles, et qui se trouvent sous l'anode grillagée.

a*Les figures 2-25- (a) et (b),montrent la distribution du rapport champ électrique local sur champ électrique moyen appliqué,dans le cas où les 2 rangées du préioniseur fonctionnent obtenant ainsi une décharge centrée et uniforme.

b*Les figures 2-25-(c) et (d),montrent la distribution de ce même rapport,ainsi que la photographie de la décharge ,dans le cas où la moitié droite seulement du préioniseur fonctionne.

On remarque aisément que la décharge n'est plus centrée (ne prenant donc qu'une partie du volume de décharge offert).On remarque aussi une modification notable de la répartition des électrons de préionisation à travers le volume de décharge.

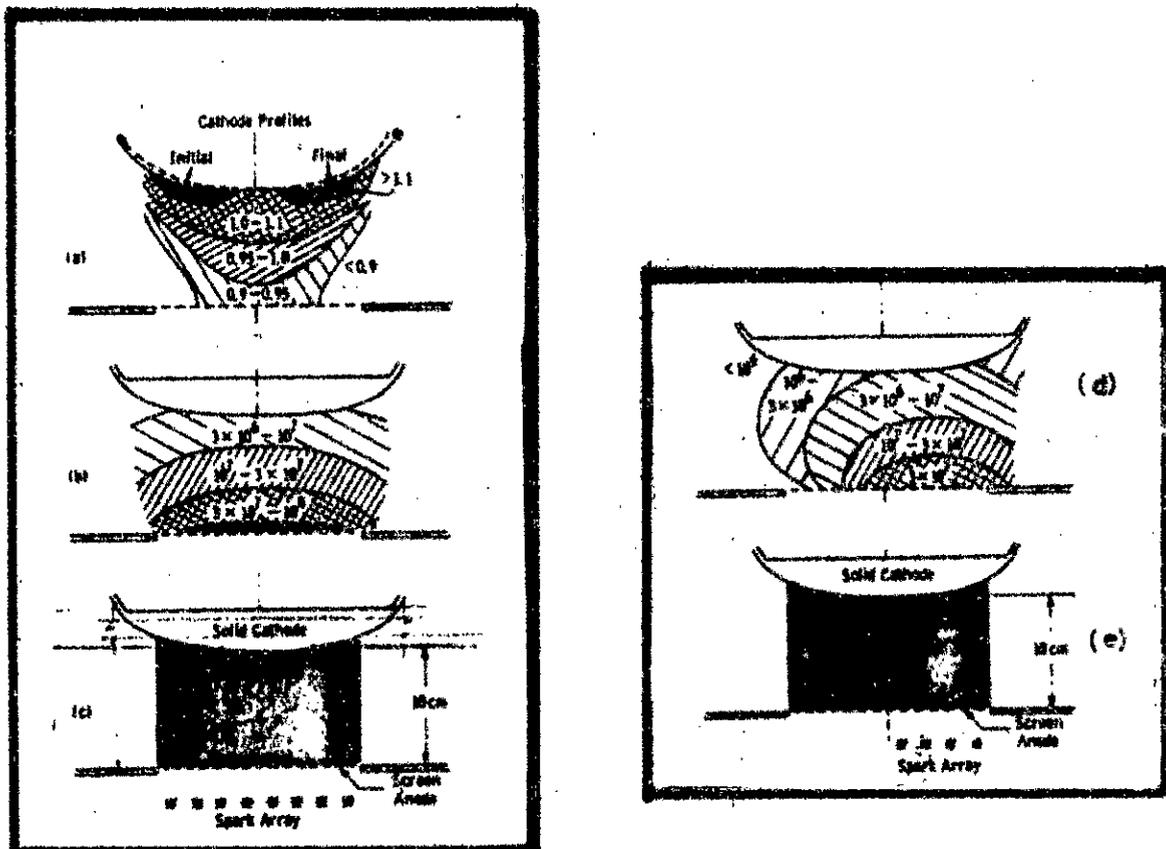


FIG. 2-25-

Décharge électrique dans He avec des électrodes profilées.
Influence de la géométrie de préionisation sur la décharge.
Mesures du rapport champ local sur champ électrique appliqué,
Mesures des densités d'électrons de préionisation.
-en (a) et (b) : les 2 rangées du préioniseur fonctionnent
-en (c) et (d) : 1 seule rangée du préioniseur fonctionne, (in Demes (27)).

RESUME

Les résultats précédents nous amènent à un certain nombre de conclusions essentielles, que nous résumerons ainsi :

1-La source dominante des radiations UV durs est l'azote N_2 , alors que le CO_2 , absorbe la majeure partie de l'émission UV sauf sur 2 bandes.

2-L'oxygène O_2 toujours présent dans le N_2 à de très faibles concentrations, atténue grandement le rôle de N_2 dans l'émission UV. Il y a donc intérêt à utiliser du N_2 très pur et bien purger l'enceinte laser pour améliorer les performances du laser.

3-Dans un TRA- CO_2 typique utilisant la préionisation par UV, seules 2 bandes de rayons UV participent à la production de photoélectrons :

-l'une de largeur 50 Å et centrée à 1200 Å .

-l'autre de largeur 100 Å et centrée à 1750 Å .

4-Ce sont les impuretés présentes dans l'He qui sont responsables du processus d'ionisation. Ces impuretés, isolées, montrent un seuil d'ionisation à 1600 Å .

5-La densité de photoionisation dans le mélange (CO_2-N_2-He) est dominée par la présence du CO_2 , celui ci la faisant tomber à des valeurs beaucoup plus basses que celles existantes pour le mélange ($N_2 + He$). Aux larges fractions du CO_2 , désirables du point de vue sortie laser, il en résulte une réduction de la densité d'ionisation.

6-Le dopage du mélange initial laser par de très faibles quantités de composants organiques a un effet bénéfique sur la densité d'électrons de préionisation produite.

7-Enfin si la préionisation se fait régulièrement sur tout le volume de décharge, il en résulte une bonne uniformité de la décharge, et ainsi une meilleure efficacité.

CONCLUSION

Nous avons traité dans ce chapitre, les 2 mécanismes amenant la formation de l'arc, lors d'une décharge pulsée dans un mélange gazeux. Dans le cas des grandes pressions (produit "p.d" > 200 mmHg.cm), l'arc arrive par effet streamer, grâce à un effet d'avalanches d'électrons à très grande vitesse de propagation.

L'inhibition de la décharge d'arc passe par le recouvrement des têtes d'avalanches primaires, c'est à dire par la présence d'une densité minimale d'électrons libres, de préionisation, à l'intérieur du volume gazeux, juste avant l'application du pulse d'excitation principale. 2 évaluations de cette densité minimale de préionisation ont été étudiées. La seconde évaluation, bien plus élaborée que la première, aboutit à une densité d'électrons de préionisation de l'ordre de $6 \cdot 10^{14}$ électrons/cm³, et impose une condition supplémentaire sur le temps de montée du pulse d'excitation ($t_r < 10$ ns) au cas où la source de préionisation est arrêtée avant l'application du pulse d'excitation.

Cette inhibition exige aussi un profil d'électrodes à champs uniforme

La préionisation interne, par rayons UV, a aussi été étudiée. Les rayons UV responsables de la production de photo-électrons appartiennent à 2 bandes spectrales, centrées à 1200 Å et à 1750 Å. Mais la densité de photoionisation dans le mélange gazeux laser (CO₂-N₂-He) est dominée négativement par le CO₂. Aux larges fractions de CO₂, désirables du point de vue puissance laser, il en résulte une réduction de la densité d'ionisation.

CHAPITRE TROISIEME

ACTION LASER TEA

INTRODUCTION

La décharge uniforme dans un volume gazeux ($\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$) provoque une émission induite dans la bande de $10,6 \mu\text{m}$. Cette émission induite, provenant d'une inversion de population entre 2 niveaux du CO_2 , est amplifiée ensuite pour donner un effet laser.

Le principe de cette émission laser ne dépend pas de la forme de la décharge, continue ou pulsée. Il ne dépend que de des composants du mélange gazeux. Mais le fonctionnement des lasers pulsés TEA- CO_2 va différer de celui du CO_2 continu, à cause des pressions élevées :

- d'abord par les valeurs des champs électriques appliqués.
- ensuite par les temps de relaxation, la durée de vie étant inversement proportionnelle à la pression du mélange gazeux.
- enfin par l'importance que prendra le rapport E/n (champ électrique appliqué sur le densité de particules dans le mélange gazeux) dans l'excitation des molécules CO_2 .

C'est pour cette raison que, dans ce chapitre, nous ne nous attarderons pas sur l'explication du principe de l'effet laser dans le CO_2 , déjà traitée en détail dans les thèses précédentes au sein du laboratoire [131]. Mais nous soulignerons les différences entre les 2 types de laser CO_2 continu (CW) et pulsé (TEA) :

- au niveau des processus d'excitation, en section 2.
- des temps de relaxation, en section 3.
- ainsi que sur les tentatives de modélisation cinétique du processus laser CO_2 pulsé, en section 4.

Pour la même raison, nous ne développerons pas la théorie des résonateurs optiques stables, déjà traitée dans les thèses précédentes [131]. Mais nous soulignerons la possibilité d'utilisation des résonateurs instables, application particulière des TEA, et les travaux et résultats, quant à la discrimination des modes pouvant être obtenue, en section 6.

1-NIVEAUX D'ENERGIE DU CO₂ ET DE N₂.

La figure 3-1- illustre quelques uns des plus importants niveaux d'énergie vibrationnels de N₂ et CO₂.

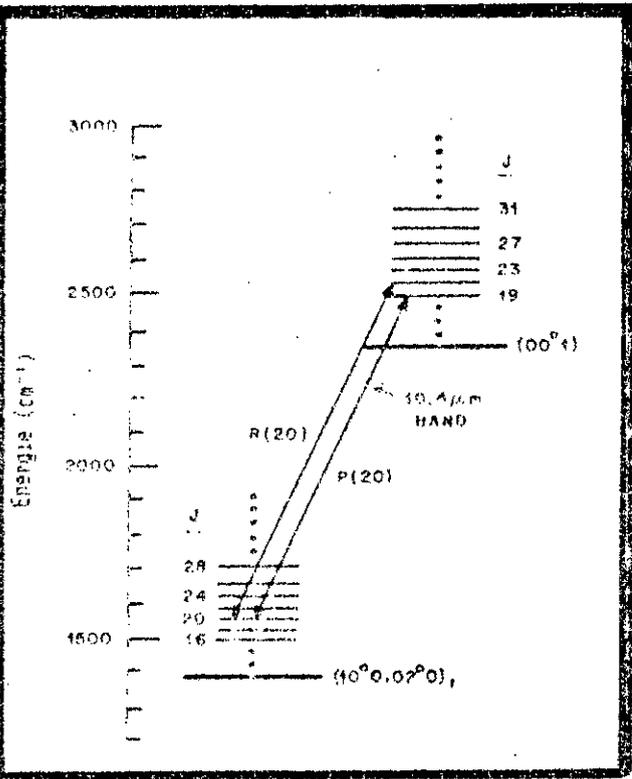
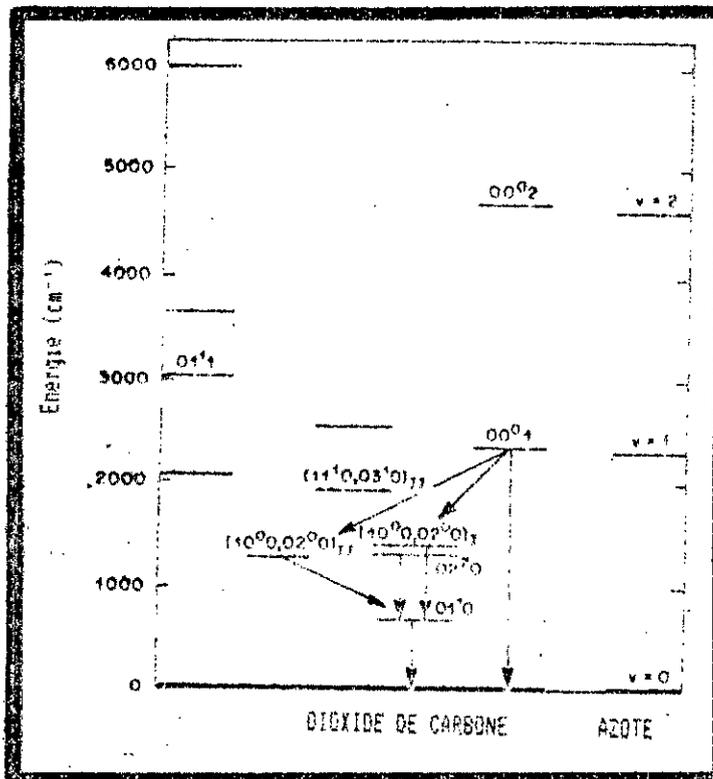


FIG. 3-1-

FIG. 3-2-

Représentation schématique des niveaux vibrationnels du CO₂ et du N₂.

Transitions vibrations-rotations

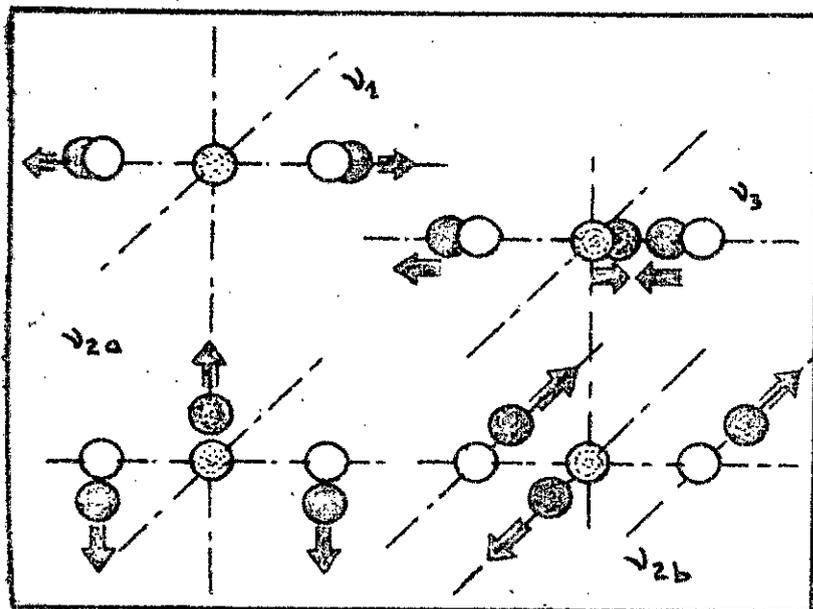


FIG. 3-1-bis- Représentation schématique des 3 modes de vibration du CO₂

•• N_2 est une molécule diatomique homonucléaire, et ainsi n'a pas de moment dipolaire dans cet état. Les transitions radiatives vibrationnelles rotationnelles sont ici interdites. Son état excité vibrationnellement le plus faible ($v=1$) se trouve au dessus du niveau fondamental de 10 KT. Ces 3 facteurs font que les états excités vibrationnels de N_2 ont une longue vie, et peuvent avoir des temps de vie de plusieurs millisecondes.

•• Ceci est mis en contraste avec le CO_2 qui est une molécule triatomique, symétrique et linéaire.

Cette molécule a 3 modes de vibrations. (voir FIG.3-1-bis) =

* le mode v_1 symétrique par rapport au centre de la molécule, de fréquence $f_1=1388\text{ cm}^{-1}$ noté $(V,00)$, le premier représenté par (10^0) .

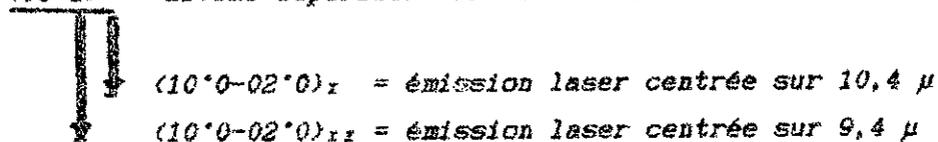
* le mode v_2 de torsion, deux fois dégénéré, c'est à dire correspondant à 2 modes de vibrations de même fréquence $f_2=667\text{ cm}^{-1}$, noté par $(0V_20)$ les 2 premiers étant notés (01^0) et (02^0) .

* et le mode v_3 antisymétrique par rapport au centre, noté $(00V_3)$, de fréquence $f_3=2349\text{ cm}^{-1}$, le premier étant noté (00^1) .

La molécule CO_2 peut vibrer simultanément dans plusieurs modes. Elle peut aussi avoir un mouvement de rotation. Ainsi chaque niveau de vibration va avoir une structure de rotation, visible en FIG.3-2.

L'ensemble des niveaux rotationnels associé à chaque niveau vibrationnel n'est pas représenté en FIG.3-1 pour la clarté de la figure.

•• L'émission laser correspond à l'émission induite entre les niveaux (00^1) niveau supérieur vers les 2 niveaux inférieurs notés:



Le niveau laser supérieur (00^1) de la molécule CO_2 est situé, en énergie à $2949,3\text{ cm}^{-1}$ et se trouve à $18,6\text{ cm}^{-1}$ au dessus du niveau ($v=1$) de la molécule N_2 . Il faut noter cette coïncidence serrée des niveaux supérieurs (00^1) de CO_2 et du niveau vibrationnel correspondant de N_2 .

Les niveaux lasers inférieurs (10^0) et (02^0) du CO_2 se trouvent à 1341 cm^{-1} et 1332 cm^{-1} respectivement du niveau fondamental. Ces 2 niveaux sont en résonance de Fermi. Cette résonance provoque un déplacement de leur énergie et un mélange de leurs fonctions d'ondes. On obtient en fait 2 niveaux notés :

$(10^0-02^0)_I$ à 1366 cm^{-1} et
 $(10^0-02^0)_{II}$ à 1285 cm^{-1} .

Le mode de torsion le plus bas v_2 , c'est à dire (01'0) se trouve à $667,3 \text{ cm}^{-1}$.

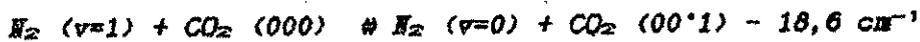
Pour des raisons de symétrie, les bandes de rotation-vibration dans le CO_2 , qui montrent l'action laser, consistent en des branches R ($\Delta J=+1$) et des branches P ($\Delta J=-1$) avec des lignes alternées, où J est le nombre quantique rotationnel.

Un diagramme de certaines des transitions lasers vibrations-rotation pour la bande à $10,4 \mu$ du CO_2 est visible en FIG.3-2.

2. EXCITATION

*L'excitation du mélange gazeux $\text{CO}_2\text{-N}_2$ se fait par décharge électrique (quoiqu'il existe la possibilité de pompage optique). Cette décharge donne naissance à des molécules CO_2 et N_2 ionisées et à des électrons rapides accélérés par le champ électrique présent dans le tube laser.

Le premier niveau vibrationnel excité de N_2 ($v=1$) est situé à 18 cm^{-1} de celui du CO_2 (00'1). L'énergie contenue dans ($v=1$) peut donc être transférée à celui (00'1) du CO_2 . Le transfert est donné par l'équation:



avec une vitesse de transfert $k=1,9 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1} \cdot \text{torr}^{-1}$.

La différence d'énergie (18 cm^{-1}) est plus petite que l'énergie thermique de la décharge ($\approx 200 \text{ cm}^{-1}$ à $300 \text{ }^\circ\text{K}$) d'où un transfert résonnant d'énergie.

Ainsi donc, le CO_2 va être excité principalement par 2 mécanismes dans les mélanges $\text{CO}_2\text{-N}_2$:

a-par collisions inélastiques avec des électrons de faible énergie.

b-par transfert résonnant d'énergie à partir des molécules N_2 excitées

C'est surtout cette interaction résonnante (b) de N_2 avec CO_2 qui est le mécanisme de pompage dominant dans les décharges lasers à basse pression, ainsi qu'aux pressions plus élevées, puisque la vitesse de transfert devient plus rapide aux hautes pressions. Et c'est ce facteur qui est responsable du rendement très élevé des lasers CO_2 , par rapport aux autres lasers.

Le premier facteur (transfert par collisions) va prendre de l'ampleur dans les cas du "mode locking".

**Une fraction importante de l'énergie vibrationnelle apparaît sur le niveau (00¹) du CO₂. Tandis que les 2 autres niveaux (10⁰) et (02⁰) ne sont que très peu peuplés par la décharge.

Certains auteurs ont essayé d'évaluer la distribution de la puissance transférée, à partir de la décharge électrique, aux différents modes vibrationnels. Ceci requiert la connaissance des paramètres suivants :

- la densité d'électrons n_e
- la distribution de l'énergie électronique $f(x)$
- l'énergie électronique moyenne $\bar{\epsilon}$
- et les sections efficaces pour les excitations électroniques de CO₂, N₂ et He.

Quoique certains de ces paramètres sont difficiles à mesurer expérimentalement, des valeurs calculées numériquement, ont permis de relier fortement les prédictions quantitatives aux performances et résultats actuels des lasers TEA-CO₂.

Utilisant les mesures de sections efficaces faites par Schultz [106] Engelhard [39] et Hake [54], Nighan a résolu [65] numériquement les équations de Boltzman pour différents mélanges gazeux, et en fonction du rapport E/n (champ appliqué à la densité totale d'électrons), paramètre fondamental dans les lasers TEA-CO₂. Nighan a donc trouvé les énergies électroniques moyennes dans le mélange (N₂-CO₂) ainsi que la fraction de la puissance de décharge transférée aux niveaux vibrationnels de N₂ et CO₂, ainsi que dans N₂ seul, en fonction de E/n , voir les figures 3-4 et 3-5.

Dans N₂, pour des valeurs de $E/n = 10^{-16}$ v.cm², le transfert d'énergie électrons-molécules est approximativement divisé en 2 parties égales entre les excitations vibrationnelles et électroniques.

Nighan trouve de même que l'énergie électronique moyenne augmente notablement quand E/n augmente à partir de 10^{-16} v.cm², atteignant ≈ 3 eV à $E/n = 6 \cdot 10^{-16}$ v.cm² dans un mélange laser typique. Cette valeur de E/n est celle pour laquelle une partie de la puissance de décharge commence à être utilisée dans la production d'excitation électronique dans l'azote seul.

Le cas pour CO₂ est légèrement plus compliqué. Le pompage optimal de CO₂ (00¹) dans le CO₂ seul arrive quand $E/n = 2,5 \cdot 10^{-16}$ v.cm². Au delà, une partie de l'énergie se retrouve sur le niveau (01⁰). Dans les lasers pulsés à haute pression, les valeurs typiques de E/n sont dans la gamme = 2 à $8 \cdot 10^{-16}$ v.cm² (Ruick 1973 [104]).

Les grandes valeurs étant pour les lasers à double décharge, utilisant des électrodes Rogowsky, et les plus petites valeurs pour les autres types de TBA tels que ceux de Dumanchin [34], Laflamme [67] et lasers EBC [24-42].

La possibilité de contrôler E/n et de le maintenir à sa valeur la plus efficace pour pomper le niveau laser supérieur, est attrayante. Ces lasers, dans lesquels le rapport E/n peut être ajusté et contrôlé, vont donc être plus efficaces (types EBC) que ceux dans lesquels les valeurs de E/n tendent à être relativement incontrôlables et élevées.

Les valeurs estimées du maximum de densité d'électrons n_e de $2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ à $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ sont 2 fois plus grandes que celles trouvées dans les lasers continus à basse pression.

Les énergies moyennes électroniques, FIG. 3-3, vont de 2 à 4 eV, plus grandes aussi de 2 fois que celles des lasers continus où $k=1 + 2$ eV.

En utilisant ces résultats, il est visible, à partir des FIG. 3-4 et 3-5 que les lasers à faibles valeurs de E/n vont être naturellement plus efficaces, et que les lasers de grandes valeurs de E/n vont perdre plus d'énergie dans l'excitation électronique et la dissociation [116].

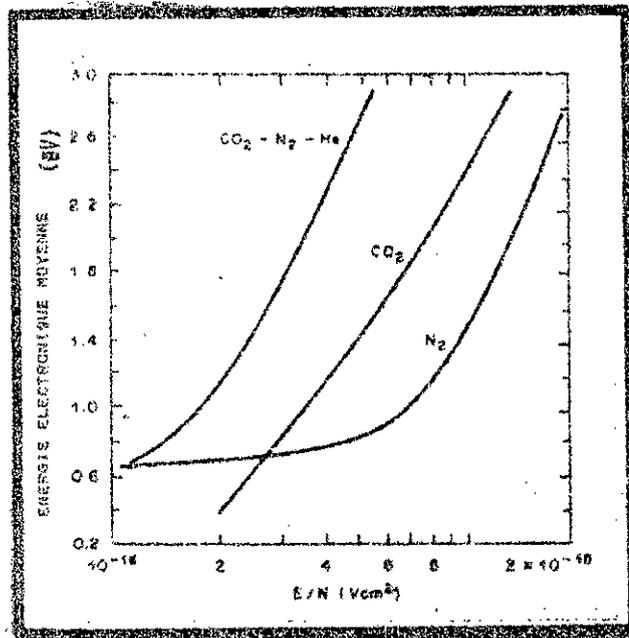


FIG. 3-3
Variation de l'énergie
électronique moyenne avec
 E/n pour les 2 gaz seuls
et pour le mélange
(in Nighan [85]).

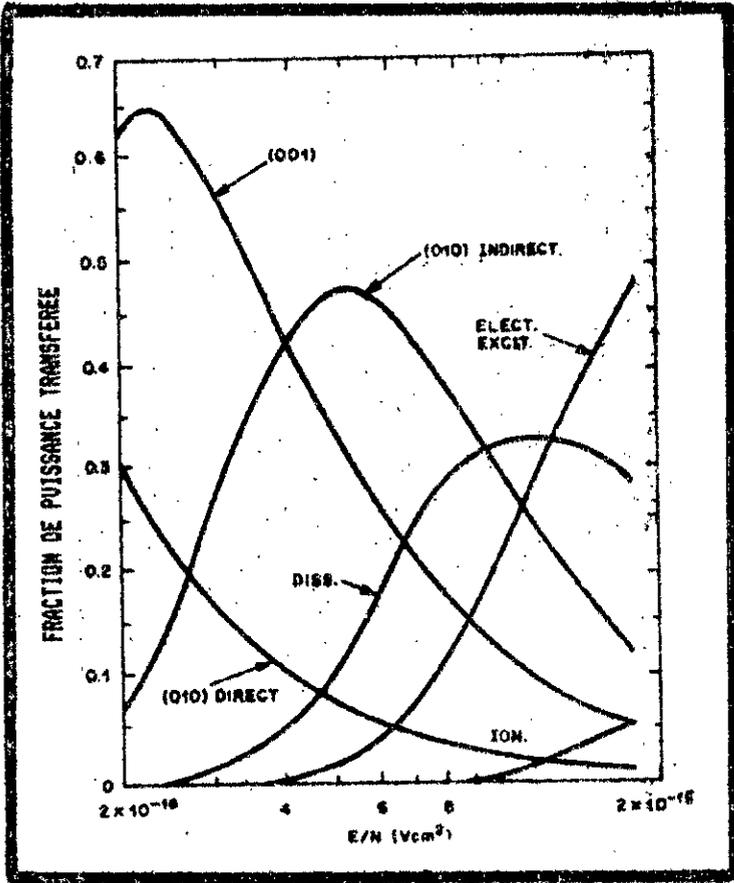
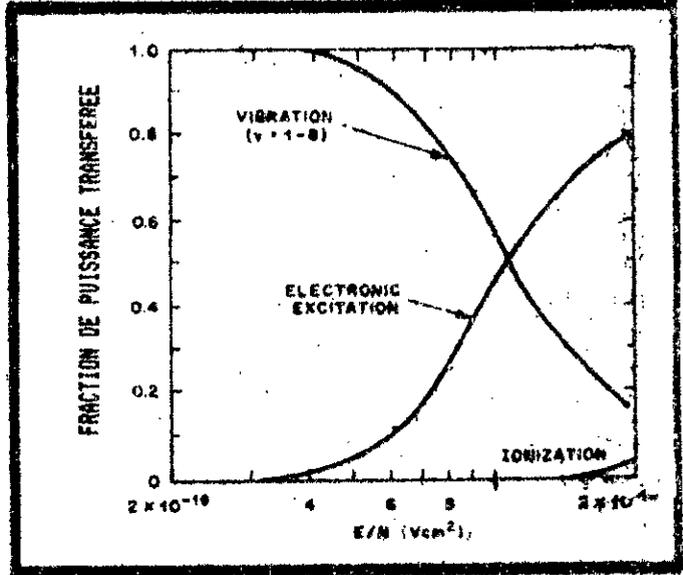


FIG. 3-4-
Fraction de puissance transférée à N₂
(in Nighan 1951)

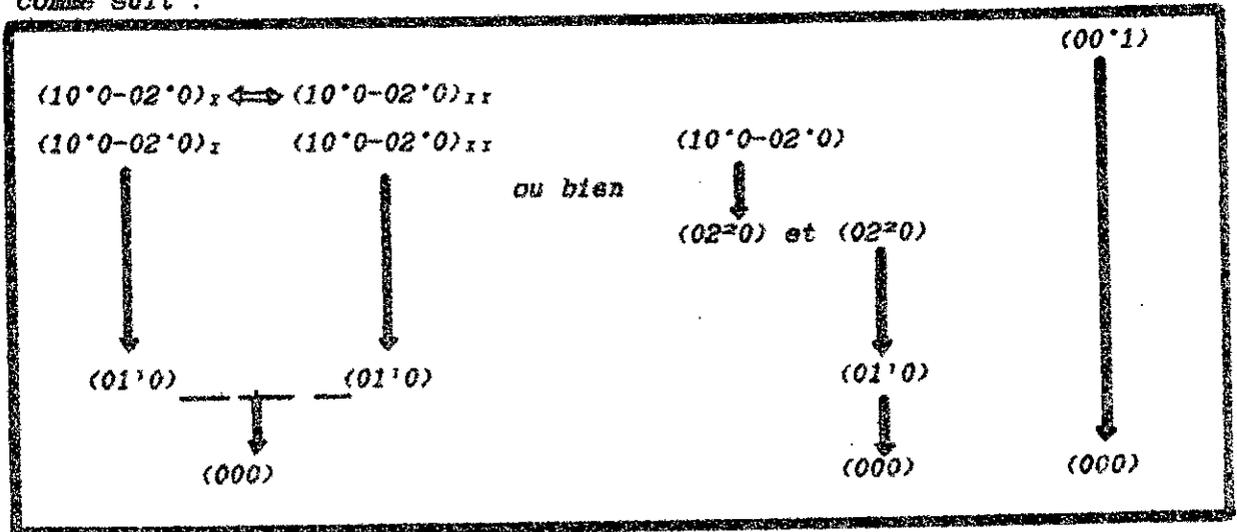
FIG. 3-5-
Fraction de puissance
transférée à CO₂.
(in Nighan 1951).



3. RELAXATION

A-Parceque les temps de relaxation spontanée sont si lents, la relaxation des niveaux de vibration par collisions entre molécules, va dominer, exception faite pour les transitions laser.

Les différents processus de relaxation de la molécule CO_2 se font comme suit :



B-La relaxation du niveau laser supérieur (00^1) vers tous les autres niveaux se fait très lentement (temps de relaxation à 1 atmosphère = $20 \mu\text{s}$. avec une constante de temps $= 365 \text{ s}^{-1} \cdot \text{torr}^{-1}$ à 300°K).

• La relaxation du niveau laser inférieur $(10^0-02^0)_I$ vers le mode d'ordre le plus bas, c'est à dire (01^0) se fait avec une constante de temps de $2,8 \cdot 10^6 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{torr}^{-1}$ (De Temple 1973-[29]) (en fait beaucoup plus lentement que ce qui a été avancé jusqu'avant, c'est à dire $3,6 \cdot 10^6 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{torr}^{-1}$) correspondant à un temps de relaxation d'environ $0,3 \mu\text{s}$ à 1 atmosphère.

• Les 2 niveaux lasers inférieurs pour les 2 transitions ($9,4$ et $10,4 \mu$) échangent leur énergie (par collisions) à travers le processus :

$\text{CO}_2 (10^0-02^0)_I + \text{CO}_2 (000) \rightleftharpoons \text{CO}_2 (10^0-02^0)_{II} + \text{CO}_2 (000) + 102,8 \text{ cm}^{-1}$.
avec une constante de temps de $10^6 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{torr}^{-1}$ à 300°K , et donc un temps de relaxation de 10 ns environ à 1 atmosphère.

• Les 2 niveaux lasers inférieurs $(10^0-02^0)_I$ et $(10^0-02^0)_{II}$ se désexcitant beaucoup plus rapidement ($0,3 \mu\text{s}$ à 1 atm.) que le niveau laser supérieur (00^1) ($20 \mu\text{s}$ à 1 atm.) une importante inversion de population va exister entre les niveaux (00^1) et $(10^0-02^0)_I$ ainsi que $(10^0-02^0)_{II}$ d'où un effet laser existant dans ces transitions.

C-Il est important de noter que les désexcitations des niveaux (00'1) et (01'0) vers le fondamental sont lentes. Cela est avantageux pour le premier (00'1) que l'on peut ainsi peupler plus fortement. Par contre le niveau (01'0) risque d'être embouteillé, car les 2 transitions lasers y aboutissent. On remédie à cette situation en ajoutant de l'hélium He au mélange CO₂-N₂. Et en effet il a été remarqué très tôt dans le développement des lasers CO₂ que l'addition d'He en quantité dans le mélange (CO₂-N₂) augmentait substantiellement la puissance de sortie.

Il est maintenant établi que l'effet primordial de He est de relaxer le niveau laser bas (01'0) par collisions, la section efficace de désexcitation de ce niveau par collisions avec He étant 2 fois plus forte que celle existante dans le mélange initial (CO₂+N₂).

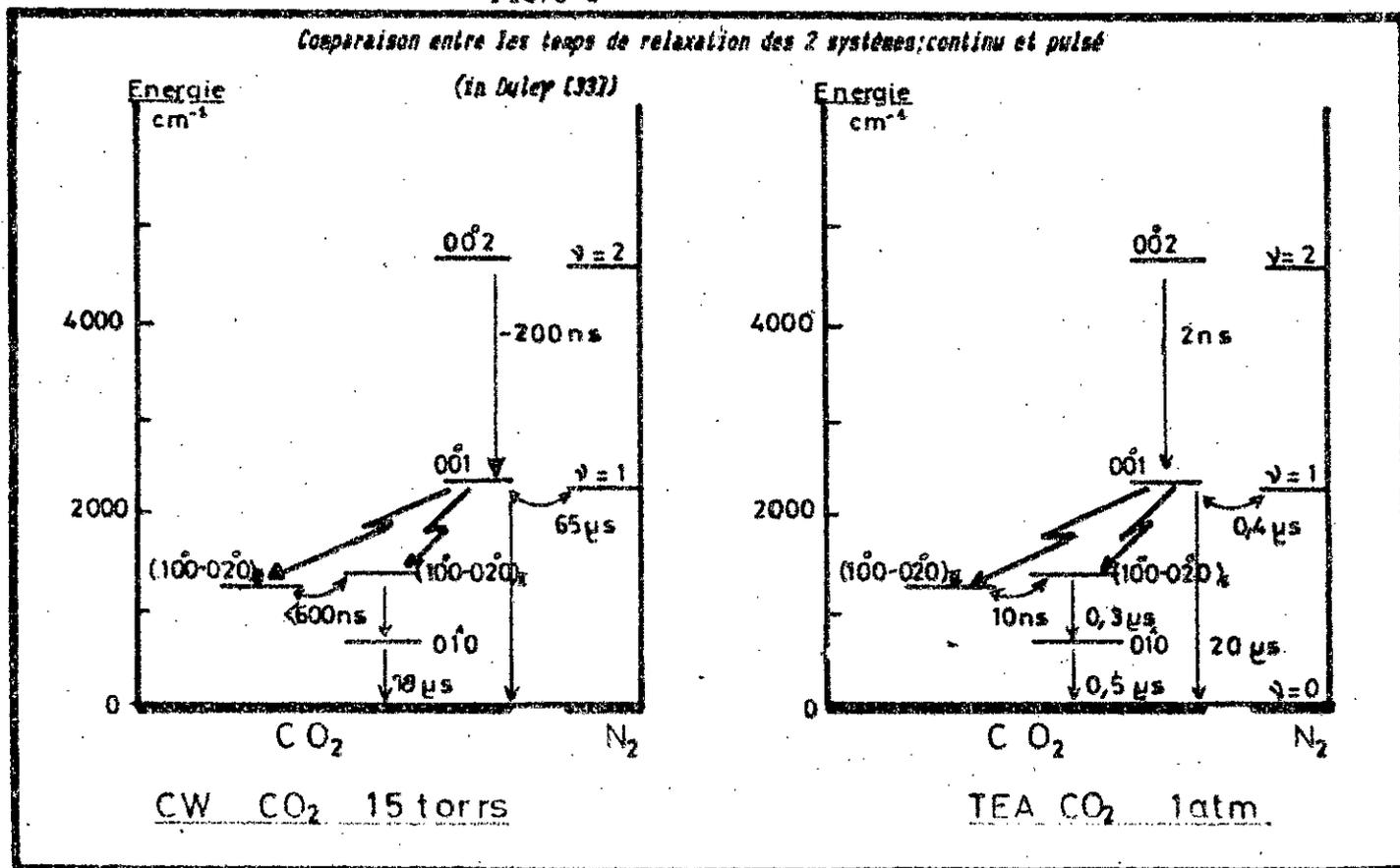
L'hélium va avoir une deuxième fonction dans les lasers pulsés TEA utilisant une préionisation par rayons UV, à savoir libérer une densité élevée d'électrons, par l'intermédiaire de traces d'autres gaz qu'il contient toujours (voir détail en chap. II section 3.2).

La FIG.3-6 montre une comparaison des temps de relaxation dans un laser CO₂ continu à 15 torrs (mélange 1-1-8) et un laser TEA à 1 atm. (1-1-4) (in Duley [33]).

Il faut noter que la durée de vie des différents niveaux est inversement proportionnelle à la pression du mélange.

FIG. 3-6-

Comparaison entre les temps de relaxation des 2 systèmes: continu et pulsé



CW CO₂ 15 torrs

TEA CO₂ 1 atm.

D-La dépendance en température des différents temps de relaxation est relativement insignifiante pour les systèmes TRA à double décharge, ainsi que les systèmes type Beaulieu, où l'élévation de température n'excède pas 40 à 50 °C.

Cependant dans les lasers à faisceaux d'électrons contrôlés ou EEC et autres techniques de pompage, où la décharge électrique est maintenue pendant quelques dizaines de microsecondes, des températures de 600°C peuvent être atteintes causant ainsi la fin de l'action laser à cause de l'augmentation importante des constantes de temps de relaxation avec la température, et aussi à cause du dépeuplement du niveau laser supérieur causé par les températures élevées.

Une discussion plus détaillée des différents processus de relaxation et leur dépendance en température peut être trouvée dans l'article de Taylor & Bitterman 1969 [117].

4. MODELE CINETIQUE

Il y a eu un grand interressement quant à la modélisation du comportement du laser CO₂ pulsé (Manes & Seguin 1972 [77]-Lyon 1973 [75]).

2 approches distinctes ont été utilisées:

* La première, élaborée par Lyon [75], Manes & Seguin [77] et autres [133], a pris comme point de départ les valeurs mesurées de la tension V, et du pulse de courant I, ainsi que du rapport E/n. La fraction de puissance transférée à chaque mode vibrationnel, ainsi que celle perdue par ionisation, l'excitation électronique, et la dissociation moléculaire, tous ces paramètres ont été calculés en utilisant le formalisme de Nighan (décrit plus haut) [85].

** Une deuxième approche, utilisée par Lockett 1972 [135], De Temple [29], prend comme point de départ les sections efficaces connues du CO₂, N₂ et He, et recalcule tous les paramètres relevés et leur dépendance dans le temps, incluant la tension et le courant de décharge.

Les 2 approches arrivent à des résultats similaires.

Cependant la 1^{re} approche donne une conformité beaucoup plus serrée avec les mesures expérimentales du gain et de la puissance de sortie.

Ce modèle reprend celui de Wittmann (1965) [126] et a été modifié par Manes & Seguin notamment par l'insertion des termes de pompage propres au THA ainsi que l'inclusion d'une 5^{me} équation décrivant l'intensité du champ de la cavité.

2 hypothèses ont été faites :

1'-la translation et la rotation sont fortement couplées à la température

2'-les modes vibrationnels de N₂ et de CO₂ sont parfaitement harmoniques, et chacun est en équilibre local de Boltzman.

Les 4 premières équations écrites sont les équations de Landau-Teller, qui décrivent l'évolution dans le temps de l'énergie emmagasinée dans les 3 différents modes vibrationnels du CO₂, et le mode de N₂ [77].

L'équation pour E₁, qui représente l'énergie par unité de volume emmagasinée dans le mode symétrique de CO₂ et qui contient le niveau laser inférieur, est donnée par l'équation (1) (en J/cm³) :

$$\frac{dE_1}{dt} = N_e(t) N_{CO_2} h\nu_1 X_1 - \left(\frac{E_1 - E_1^*(T)}{\tau_{10}(T)} \right) - \left(\frac{E_1 - E_1^*(T_2)}{\tau_{12}(T_2)} \right) + \left(\frac{h\nu_1}{h\nu_2} \right) \left(\frac{E_2 - E_2^*(T, T_1, T_2)}{\tau_2(T, T_1, T_2)} \right) + h\nu_1 \Delta N W I, \quad (1)$$

La densité d'énergie dans le mode CO₂ doublement dégénéré, E₂, est donnée par l'équation (2):

$$\frac{dE_2}{dt} = N_e(t) N_{CO_2} h\nu_2 X_2 + \left(\frac{E_1 - E_1^*(T_2)}{\tau_{12}(T_2)} \right) - \left(\frac{E_2 - E_2^*(T)}{\tau_{20}(T)} \right) + \left(\frac{h\nu_2}{h\nu_3} \right) \left(\frac{E_2 - E_2^*(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} \right) \quad (2)$$

L'équation pour la densité d'énergie dans le mode asymétrique de CO₂, E₃, qui contient le niveau laser supérieur (00¹) est donnée par (3):

$$\frac{dE_3}{dt} = N_e(t) N_{CO_2} h\nu_3 X_3 - \left(\frac{E_3 - E_3^*(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} \right) + \left(\frac{E_4 - E_4^*(T_3)}{\tau_{43}(T)} \right) - h\nu_3 \Delta N W I, \quad (3)$$

La densité d'énergie dans le mode vibrationnel de N₂, E₄, et qui est supposée décroître principalement vers le mode ν₃ du CO₂, est donné par (4):

$$\frac{dE_4}{dt} = N_e(t) N_{N_2} h\nu_4 X_4 - \left(\frac{E_4 - E_4^*(T_4)}{\tau_{40}(T)} \right) \quad (4)$$

L'équation décrivant l'intensité du champ de la cavité est (5):

$$dI/dt = -(I\nu/\tau_c) + ch\nu_1 \Delta N (WFI_1 + S) \quad (5)$$

Il doit être noté que chacune des 4 densités d'énergie E₁, E₂, E₃, E₄, et la température effective ont été associés.

Une sixième équation, décrivant l'évolution de ces températures n'est pas incluse dans ce modèle simple, parceque dans la plupart des cas, ce changement est faible.

Les symboles utilisés plus haut sont définis comme suit [77]:

$P_i = N_e(t) N_{CO_2} h\nu_i X_i$ terme de pompage électronique pour le mode i où

$N_e(t)$ densité d'électrons au temps t

N_{CO_2} densité de molécules CO₂

$h\nu_i$ énergie du i ème mode vibrationnel

X_i taux d'excitation vibrationnel électronique effectif pour le i ème mode ($X_1 \approx X_2$)

$E_i^*(T_i)$ valeurs d'équilibre de E_i à la température T_i

τ_{ij} les temps de relaxation associés avec le transfert de l'énergie entre les modes i et j (les coefficients τ sont généralement dépendants de la température.)

τ_3 temps de relaxation du mode anti symétrique.

N taux d'émission stimulée à la ligne axiale et défini comme;

$$= c^2 A F / (4\pi^2 h \nu_l^3) \times \Delta \nu_{ll}$$

- où A est le coefficient d'Einstein, $\Delta \nu_l$ la largeur de raie homogène pour la transition laser
- F facteur de remplissage déterminé expérimentalement
 - ΔN la différence de population entre les niveaux lasers supérieurs et inférieurs,
 - S terme d'émission spontanée correspondant à un photon par mode de cavité,
 - ν_l fréquence d'oscillation laser
 - c vitesse de la lumière dans le vide
 - r_c terme de pertes défini par $\left(\frac{-2k}{c} \ln R \right)$ où l est la longueur de la cavité et R la réflectivité du miroir de sortie

Chacune des 5 équations ci dessus, se prête elle même à une interprétation physique simple.

Par exemple l'équation (1) décrit la variation, dans le temps, de la densité d'énergie dans le mode symétrique du CO_2 , et contient les termes suivants dans l'ordre d'apparition:

- pompage électronique
- relaxation vibration-translation (v-t)
- échange vibration-vibration (v-v) avec les modes de torsion
- échange v-v avec le mode asymétrique.
- taux stimulé relié avec le niveau laser supérieur.

L'équation (2), décrivant la variation dans le temps de la densité d'énergie dans le mode de torsion du CO_2 , contient les termes suivants:

- pompage électronique
- échange v-v avec le mode symétrique
- relaxation v-t
- échange v-v avec le mode asymétrique.

Les équations (3), (4) et (5) donnent elles même des interprétations similaires.

Ce système de 5 équations non linéaires couplées, a été résolu numériquement pour une variété de situations expérimentales, par Manes & Séguin (77). Leurs calculs ont prédit la dépendance de l'inversion de population et du gain avec le temps. Le retard du pulse laser au pulse électrique, et le phénomène de "gain-switching" (Beaulieu 1971-[11]) ont été aussi expliqués.

La figure 3-7- montre les résultats de certains de leurs calculs. Le pulse laser montré en FIG. 3-7-(a)- a été obtenu pour un laser TBA à double décharge avec électrodes Rogowsky et la FIG. 3-7-(b)- celle d'un laser type Beaulieu. Les prédictions théoriques de la forme du pulse en FIG. 3-7-(c, d, e) sont visiblement en excellent accord avec les pulses expérimentaux.

Ces courbes montrent aussi clairement le phénomène de "gain-switching" qui arrive avec les lasers pulsés à haute pression et qui est responsable de la forme en pic (pointue) du pulse laser (analogue au pulse géant des lasers solides), légèrement en retard sur le pulse électrique d'excitation.

Ce "gain-switching" se produit parce que l'inversion de population s'élève plus rapidement que l'intensité de la cavité. Le gain peut être alors très élevé quand l'intensité laser s'élève à l'intérieur de la cavité jusqu'au point où l'intensité de sortie laser commence à s'accroître, et la dépopulation du niveau laser supérieur commence, à cause de l'émission induite.

C'est le même processus qui se produit dans le Q-switch, seulement dans ce cas, le facteur Q de la cavité laser est toujours très élevé.

L'établissement du gain élevé, juste quand l'intensité de la radiation laser à l'intérieur de la cavité est augmentée très rapidement, fait qu'il en résulte l'émission d'un pulse géant. La largeur de ce pulse est typiquement de l'ordre de 100 à 500 ns.

Une autre caractéristique du pulse laser, visible en FIG. 3-7 et 3-8 est l'existence soit d'un 2^e (ou même d'un 3^e) pulse laser, soit d'une queue assez longue du 1^{er} pulse laser, soit encore des 2, ensemble.

Ceci provient du fait que le pulse laser initial égalise les populations des 2 niveaux laser supérieur et inférieur. Alors que le niveau laser inférieur relaxe plus rapidement que le niveau supérieur, et que le pompage dû aux collisions inélastiques avec les électrons et les molécules N_2 excitées continu, une nouvelle inversion de population peut être établie après la fin du pulse géant initial. Un pulse plus faible en puissance que le premier, arrive alors.

L'énergie contenue dans ce 2^{ème} pulse dépend du rapport N_2/CO_2 dans le mélange gazeux, et dans quelques cas rares, peut dépasser le pulse géant initial (voir la FIG. 3-8 (c) in Fox [132]). Girard & Beaulieu (1974) [51] ont montré que la longueur de ce 2^{ème} pulse peut être étendue jusqu'à 50 μs en faisant varier le rapport N_2/CO_2 , et en optimisant les caractéristiques du résonateur optique.

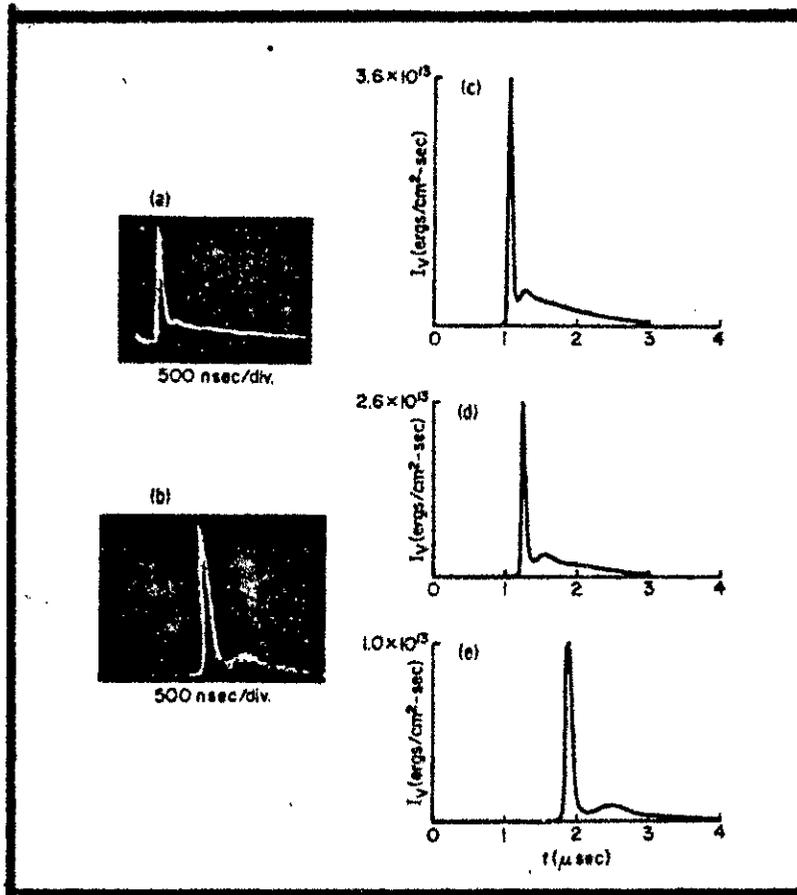


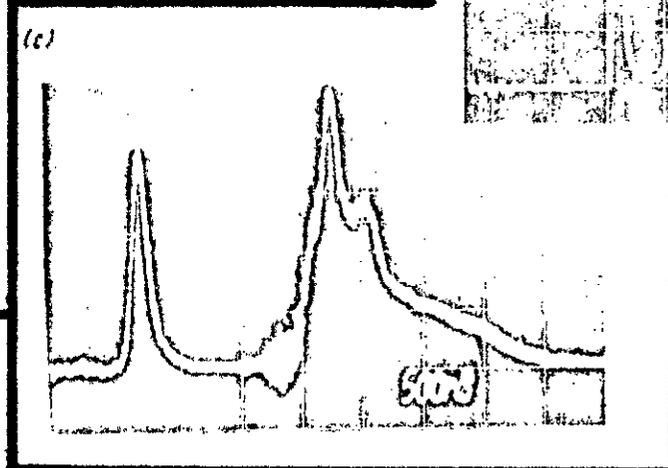
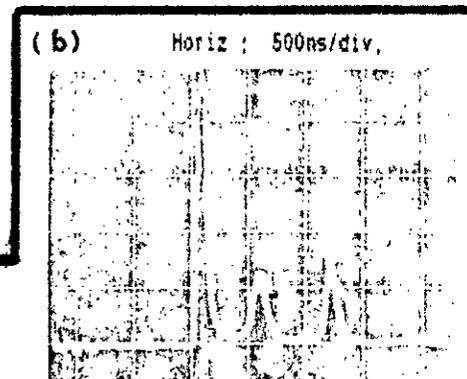
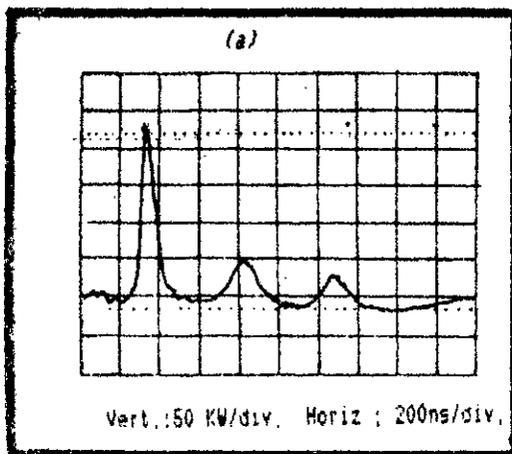
FIG. 3-7-

Formes des pulses lasers TEA ; observés;(a) dans un système à double décharge et (b) type Beaulieu et calculés en (c,d) pour le système à double décharge et en (e) pour le type Beaulieu, (in Manes & Seguin [77]).

FIG. 3-8-

Formes de pulses obtenus pour différents systèmes TEA .

(a) in Hammond [134] ; (b) in Gilbert [50] ; (c) in Fox [132]



5. PERFORMANCES ATTENDUES ET RESULTATS ACTUELS.

(A)-En section 3.1. (excitation), il a été vu que si le rapport E/n est maintenu constant, la fraction d'énergie délivrée aux différents modes vibrationnels est constante et ainsi "l'énergie de sortie par unité de volume augmente linéairement avec la pression".

En augmentant la pression, toutes les constantes de temps de relaxation diminuent, les constantes de temps d'excitation, dues aux collisions électroniques, ainsi qu'au transfert d'énergie, augmentent plus rapidement que linéairement.

Cette augmentation des temps a 2 conséquences importantes:

-1- la largeur du pulse de sortie laser va diminuer avec la pression, faisant de telle sorte que la puissance de sortie laser, par unité de volume, va augmenter quadratiquement avec la pression. La largeur du pulse de sortie va bien sûr dépendre aussi du taux de N_2 présent dans le mélange gazeux laser.

-2- le taux maximal de répétition des tirs va augmenter linéairement avec la pression, faisant que la puissance moyenne maximale disponible par unité de volume, va aussi augmenter quadratiquement avec la pression.

Ces propriétés sont au centre des activités récentes dans le champ des lasers moléculaires pulsés à haute pression.

(B)-RESULTATS ACTUELS

A partir des 3 articles de Dezenberg (1972) [30], Smith et De Maria (1970) [112], et Bazov (1972) [9], sur les paramètres du comportement des lasers TEA- CO_2 , on peut tracer les graphes, montrant la dépendance de l'énergie de sortie laser pulsé, en fonction de la pression; cette dernière variant de 45 torrs jusqu'à plus de 11 atm.

Bien entendu, les systèmes d'excitation vont changer d'une gamme à une autre. Leurs résultats, visibles en FIG. 3-9- montrent la dépendance linéaire attendue, de l'énergie de sortie pulsée avec la pression.

Pour des pressions supérieures à 11 atm., les énergies de sortie sont limitées par la destruction des miroirs.

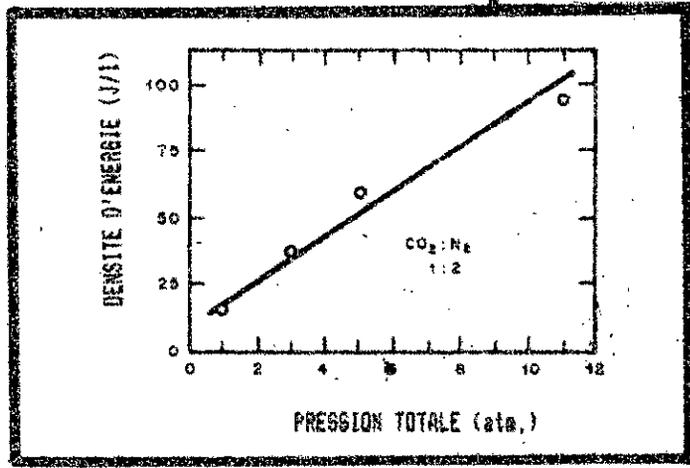
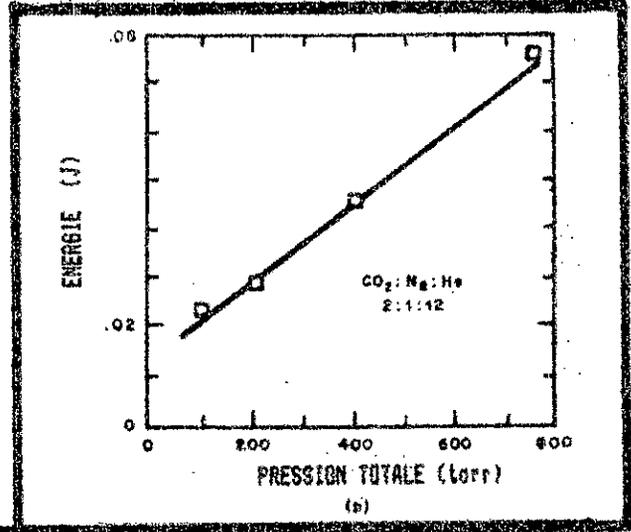
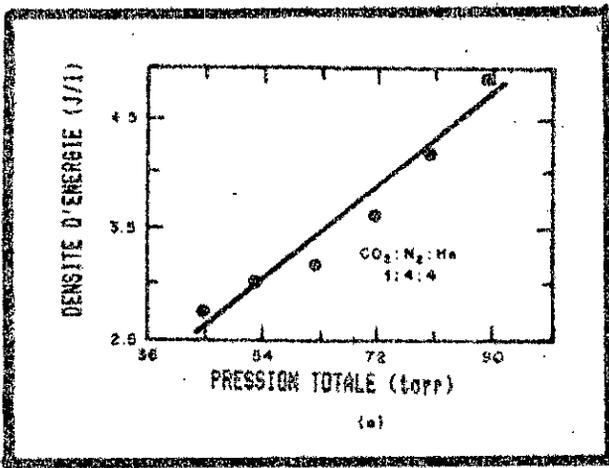


FIG. 3-9-

Energie de sortie déterminée expérimentalement en fonction de la pression totale pour les lasers suivants:
 (a) double décharge (in Dezenberg [30])
 (b) " " (in Smith et al [112])
 (c) laser EBC (in Baxov [9]).

(C)-Il faut encore signaler 3 paramètres importants qui ont été l'objet d'études et de recherches, à savoir :

- 1-la mesure du gain et sa dépendance avec la pression:études faites par Beaulieu 1971 [11], Lyon 1973 [75], Dyer 1973 [37].
- 2-l'énergie de saturation, de grande importance dans la détermination de la performance d'un amplificateur:études faites par Franzen 1972 [46], Lachambre 1974 [66], Richardson 1973 [100]. L'énergie de saturation étant définie comme la densité de flux qui doit être apportée par un pulse, pour réduire la population inversée par un facteur de 1/e de sa valeur initiale.

3-l'efficacité totale de l'énergie électrique convertie en énergie optique à 10,4 μm . Cette efficacité totale ρ est égale au produit de plusieurs efficacités partielles:

$$\rho = \rho_1 \times \rho_2 \times \rho_3 \quad \text{ou}$$

ρ_1 = rapport de l'énergie électrique délivrée sur l'énergie électrique emmagasinée dans les condensateurs.

ρ_2 = rapport de l'énergie vibrationnelle sur l'énergie électrique délivrée.

ρ_3 = rapport de l'énergie laser sur l'énergie vibrationnelle.

L'efficacité ρ_1 peut être supposée proche de 1.

L'efficacité ρ_2 peut être évaluée (Nighan [65]) suivant les valeurs du rapport E/n . Par exemple pour les lasers à faisceaux d'électrons contrôlés (EBC) où E/n est faible, ρ_2 approche 0,65. Cependant d'autres considérations limitent supérieurement la valeur vers 0,45.

La limite supérieure de ρ_2 sera environ 0,4 = division de l'énergie quantique du laser ($\approx 950 \text{ cm}^{-1}$) par l'énergie correspondant à un quantum vibrationnel stocké dans le niveau laser supérieur ($\approx 2350 \text{ cm}^{-1}$).

Ainsi l'efficacité totale sera attendue telle que $\rho \approx 25-30 \%$.

En effet des efficacités approchant 30% ont été expérimentalement obtenues dans les lasers EBC (Stratton 1973-[115]).

5. RESONNATEURS INSTABLES.

L'émission stimulée, provenant de la désexcitation radiative d'un certain nombre de photons du niveau laser supérieur vers le niveau inférieur, est en fait très faible [11]. L'amplification de cette émission passe par la réalisation d'une cavité optique, qui impose des allers-retours aux photons générés par l'émission laser, à travers le milieu amplificateur. Cette cavité se compose de 2 miroirs se faisant face, l'un étant totalement réfléchissant, l'autre partiellement transparent à la longueur d'onde de l'émission laser, afin de permettre la sortie d'une partie du rayonnement, qui sera donc le faisceau laser.

(A)- Quand 2 miroirs d'une cavité laser, ayant des rayons de courbure R_1 et R_2 , sont disposés pour former un résonnateur optique, de longueur L , tel que décrit en FIG. 3-10, 2 paramètres "g" seront définis par:

$$g_1 = 1 - L/R_1 \quad \text{et} \quad g_2 = 1 - L/R_2$$

Une cavité est dite stable si un rayon lumineux reste dans la cavité après n allers-retours. En utilisant les matrices de transfert, on aboutit au critère de stabilité écrit sous la forme suivante :

$$0 < g_1 \cdot g_2 < 1$$

Le diagramme de stabilité (FIG. 3-11-) est obtenu en portant $g_2 = 1 - L/R_2$ en fonction de $g_1 = 1 - L/R_1$.

Dans ce diagramme, chaque point dans le plan (g_1, g_2) correspond à un résonnateur optique avec une certaine combinaison des 3 paramètres R_1, R_2, L .

Si les valeurs de " g_1, g_2 " se trouvent dans la zone hachurée, le résonnateur est instable. Alors que ceux se trouvant dans la zone non hachurée sont stables. Les résonnateurs instables sont caractérisés par des pertes de diffraction relativement élevées.

(B)- On a utilisé généralement des résonnateurs stables pour les cavités optiques laser.

Maie Siegman (1965) [110] a le premier, discuté des effets bénéfiques à tirer de l'utilisation d'une configuration de résonnateurs instables; en utilisant une analyse optique géométrique simplifiée. D'autres analyses théoriques plus élaborées ont été ensuite faites par, notamment, Krupke (1969) [65], Ananev (1972) [4], Chester (1972) [19], et plus récemment encore Hunter (1979) [59].

L'un des inconvénients des résonnateurs stables est que le volume occupé par chaque mode du résonnateur ne remplit jamais complètement le volume du milieu actif; et ainsi dans les systèmes lasers à gain élevé et grand volume, une sortie multimode est généralement observée.

L'obtention d'une sortie monomode peut être obtenue par plusieurs méthodes, notamment par l'utilisation d'orifices. Mais ces méthodes induisent de sérieuses réductions dans la puissance de sortie laser, et ainsi vont réduire l'efficacité globale.

Quoiqu'il n'ait pas d'avantages particuliers dans les lasers à petit volume, le résonnateur instable a été reconnu bon et presque idéal pour le contrôle des modes transverses dans les lasers TRÀ.

En dépit des pertes élevées par diffraction, les résonnateurs instables ont des modes résonnants clairement définis; et par un choix judicieux des paramètres du résonnateur, les pertes de diffraction peuvent être minimisées de telle façon à entretenir l'oscillation et une sortie laser. Les avantages d'une telle opération avec résonnateur instable peuvent être résumés comme suit :

- l'opération à mode unique transverse .
- l'extraction maximale de l'énergie emmagasinée à partir de tout le volume de décharge excité.
- l'élimination de réflecteurs partiels, le faisceau laser sortant est récupéré comme montré en FIG. 3-12 et 3-13-.

(C)-Les résonnateurs instables peuvent être classés suivant les branches négatives ou positives telles que :

$g_1 \cdot g_2 > 1$ branche positive FIG. 3-12-(a)

$g_1 \cdot g_2 < 0$ branche négative FIG. 3-12-(b)

La Fig. 3-12- montre 2 types de résonnateurs instables linéaires et confocaux, pouvant être utilisés. Les résonnateurs instables de la branche négative ont un point focal intracavité et conduisent à une cassure optique du milieu actif, et ainsi dans la plupart des cas, seraient de moindre utilité pratique.

La compréhension analytique détaillée des modes résonnants dans les résonnateurs instables manque encore, et des expressions analytiques exactes pour les modes d'ordre plus élevés, comme pour le résonnateur stable, n'ont pas encore été trouvées.

Cependant Siegman (1980) [111] et d'autres, appliquant des techniques numériques, ont trouvé les plus petites pertes, et les modes d'ordre plus élevés du résonateur instable, produisant ainsi une excellente discrimination des modes transverses.

Le résonateur instable de la Fig. 3-12-(a) ou celui du 3-13-(c) pourrait être destiné à opérer sur une de ces pertes minimales prévues.

Dyer et autres [36] ont trouvé que, quand un laser TEA-CO₂ à double décharge et à pression atmosphérique, a opéré dans un mode transverse unique dans un résonateur instable, environ 60% de l'énergie de sortie se trouve dans un pulse de 70 ns, le reste (40%) se situant dans la "queue" du pulse laser.

Alors que dans une cavité stable, environ 65% de l'énergie de sortie se trouve dans la "queue" du pulse laser durant environ 2,5 μ s, ne restant que 35% dans le pulse laser géant.

Daughterthy et al. [24] ont trouvé que l'utilisation d'un résonateur instable dans leur laser à faisceaux d'électrons contrôlés (BEC), à pression atmosphérique, a pu donner environ 60% de la sortie multimode, extraite dans un mode transverse unique.

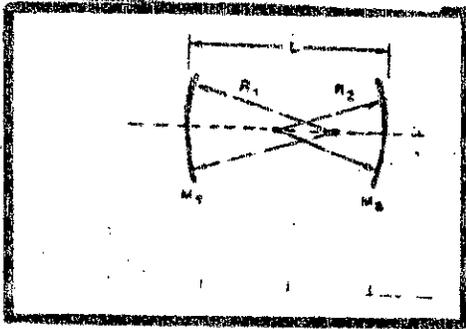


FIG. 3-10-
Représentation schématique
du résonateur optique.

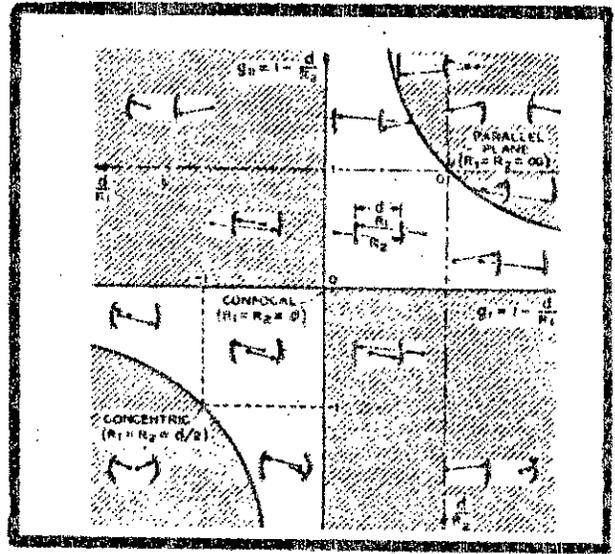


FIG. 3-11-
Diagramme de stabilité des résonateurs optiques.
Zone hachurée : résonateurs instables
Zone non hachurée : résonateurs stables.

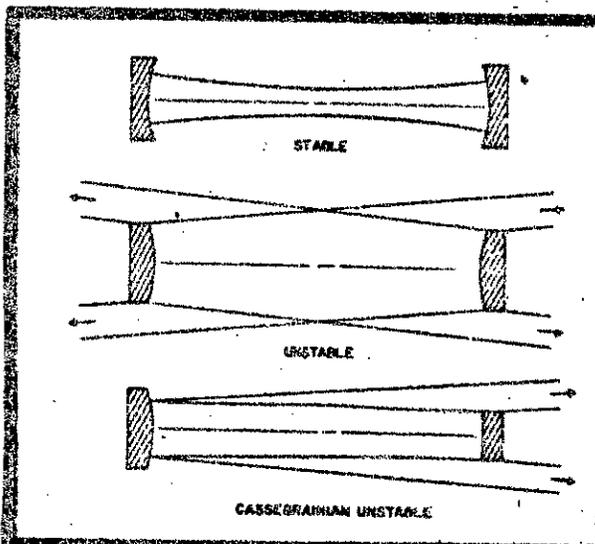


FIG. 3-13
Différents types de résonateurs
stables et instables.

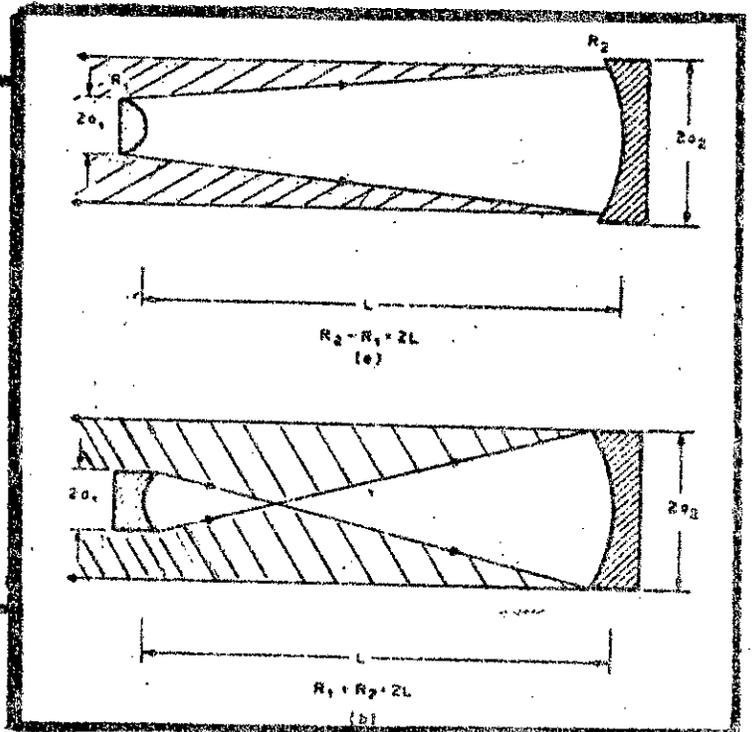


FIG. 3-12-
Résonateurs instables;
(a) branche positive;
(b) branche négative

CONCLUSION

Nous avons dans ce chapitre, mis l'accent sur les différents paramètres influents dans l'action laser dans le cas du pulsé TEA .Le facteur essentiel est le rapport E/n (champ électrique appliqué sur la densité de particules dans le mélange gazeux) qui, pour la valeur de $E/n = 2,5.10^{-16}$ v.cm² , permet le pompage optimal du CO₂. Les lasers TEA , suivant leurs systèmes d'excitation, se distribuent à gauche et à droite de cette valeur .

La mise en équation du comportement du laser CO₂ pulsé a donné des prévisions extrêmement proches des résultats obtenus, notamment la forme du pulse laser géant, le délai entre le pulse électrique d'excitation et le pulse laser.

Enfin, la possibilité d'utiliser des cavités instables pour amplifier l'émission induite laser, a aussi été vue, avec comme profit , la possibilité d'obtenir un mode transverse unique .

CHAPITRE QUATRIEME

ETUDE PARAMETRIQUE DU LASER

TEA - CO2 REALISE

1-INTRODUCTION.

Le laser TEA-CO₂ à électrodes discrètes a été, historiquement, le premier laser transverse à opérer à pression atmosphérique, grâce à Beaulieu [10], et a pu donner quelques 150 mJ/pulse (500 KV environ).

D'autres développements suivront, et qui porteront sur la transformation des électrodes, l'introduction de la préionisation et son amélioration. Ces développements ont permis de multiplier la puissance initiale par un facteur de 10³ à 10⁴ (obtenant ainsi plusieurs gigawatts). Ces étapes s'appuieront sur 3 techniques principales :

*une électronique HT rapide permettant d'obtenir des pulses HT ayant des temps de montée de quelques nanosecondes.

*l'élaboration de nouvelles électrodes, compactes, et ayant un profil à champ uniforme (Rogowsky).

*et la préionisation par rayons UV.

(pour plus de détails se reporter en chapitre I et II).

Dans le cadre de notre thèse, nous avons choisi de réaliser et d'étudier le système laser à électrodes discrètes, c'est à dire type Beaulieu. Ce choix a été motivé par plusieurs raisons :

-1-Le système, en lui même, ne demande pas une électronique très rapide comparativement aux autres systèmes TEA.

-2-C'est une première étape en vue de: la maîtrise technologique des décharges gazeuses, l'étude de l'influence des différents facteurs sur la puissance laser, ainsi que l'étude des pulses et faisceau lasers.

Ces 3 paramètres ont été considérés comme déterminants, dans notre travail.

C'est ainsi que dans ce chapitre, portant sur la réalisation et la caractérisation d'un laser TEA type Beaulieu, nous décrirons d'abord la cavité laser utilisée: enceinte-électrodes-et optique .

Nous verrons ensuite les caractéristiques électriques de la décharge, c'est à dire l'électronique utilisée, et les pulses électriques obtenus, ainsi que les formes de décharges obtenues.

Nous décrirons les techniques de mesure, les conditions opératoires, ainsi que les manipulations ayant servi à caractériser le laser réalisé. Nous comparerons par la suite nos résultats à ceux publiés, et nous dirons quelques mots sur la tentative faite pour réaliser un second système TEA, celui dit à double décharge.

Nous concluerons enfin sur les avantages et les limites du système laser réalisé.

2-CAVITE LASER

La cavité laser est composée de 3 parties essentielles: le tube laser, la cavité optique, et le système d'électrodes utilisées.

Nous avons utilisé 2 cavités laser, l'une externe (A) représentée schématiquement en Fig.-4-1-; et la seconde interne (B), représentée en Fig.-4-2-.

En fin de section nous résumerons les caractéristiques des 2 cavités.

a-enceinte laser.

Réalisée en plexiglass, à partir d'un rondin évidé, elle comporte 2 ouvertures latérales permettant la circulation du mélange gazeux.

Les sorties du faisceau laser, à travers l'enceinte, se feront suivant le cas:

-soit à l'aide de fenêtres NaCl, inclinées à angle de Brewster, dans le cas de la cavité externe (A).

-soit directement à travers le miroir partiellement transparent (M_2).

Les caractéristiques de l'enceinte laser sont:

- longueur du tube : $l = 50$ cm.
- diamètre intérieur : $\phi = 14,5$ cm.
- diamètre extérieur : $\phi = 15,5$ cm.
- lames NaCl : $\phi = 50$ mm.
épaisseur = 5 mm

b-cavité optique.

La cavité optique est obtenue en mettant 2 miroirs se faisant face :

-un miroir de fond M_1 , concave, totalement réfléchissant (99,9 %) et de rayon de courbure $R_1 = 4$ m. Il a un diamètre $\phi = 50$ mm.

-un second miroir M_2 , plan, en ZnSe, de réflectivité égale à 85 %, et de diamètre $\phi = 35$ mm.

2 cavités optiques ont été utilisées :

* une cavité externe (A) de longueur égale à $L = 100$ cm. Les miroirs sont alors portés par des éléments à double déplacement. Les sorties de l'enceinte laser se font en angle de Brewster.

Dans ce cas la stabilité géométrique de la cavité peut être calculée:

$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1} = 0,75$$

$$g_2 = 1 - \frac{L}{R_2} = 1$$

$$\Rightarrow 0 < g_1 \cdot g_2 = 0,75 < 1$$

la cavité est donc stable.

** une cavité interne (B) , de longueur $l = 50$ cm . Les miroirs sont portés par les parois latérales, les détails sont visibles en Fig. 4-2-

Dans ce cas aussi la cavité est stable, au vu de la valeur du produit $g_1 \cdot g_2$, car

$$g_1 = 1 - \frac{l}{R_1} = 0,875$$

$$g_2 = 1 - \frac{l}{R_2} = 1$$

$$\Rightarrow 0 < g_1 \cdot g_2 = 0,875 < 1 .$$

c-système d'électrodes

Il est constitué :

* d'une anode : barreau de laiton de diamètre $\phi = 8$ mm. et de longueur égale à 48 cm., vissé à une plaque rectangulaire de plexiglass.

* d'une cathode formée par des terminaisons métalliques, chaque terminaison est reliée à une résistance de 1,2 K Ω , 1 W , en carbone. Chaque terminaison a un diamètre de 1mm , et une longueur de 20 mm.

Ces terminaisons appartiennent toutes à un même plan vertical. Elles sont soigneusement alignées, et portées elles aussi par une plaque de plexiglass. Le nombre de terminaisons , ainsi que la distance entre 2 pointes voisines sont différents suivant la cavité utilisée.

- cavité externe (A) :
- nombre de pointes = 70
 - distance entre 2 pointes voisines = 5 mm.
 - distance anode-cathode = 20 mm.
 - longueur de décharge = 350 mm.

- cavité interne (B) :
- nombre de pointes = 50
 - distance entre 2 pointes voisines = 7 mm.
 - distance anode-cathode = 30 mm.
 - longueur de décharge = 350 mm.

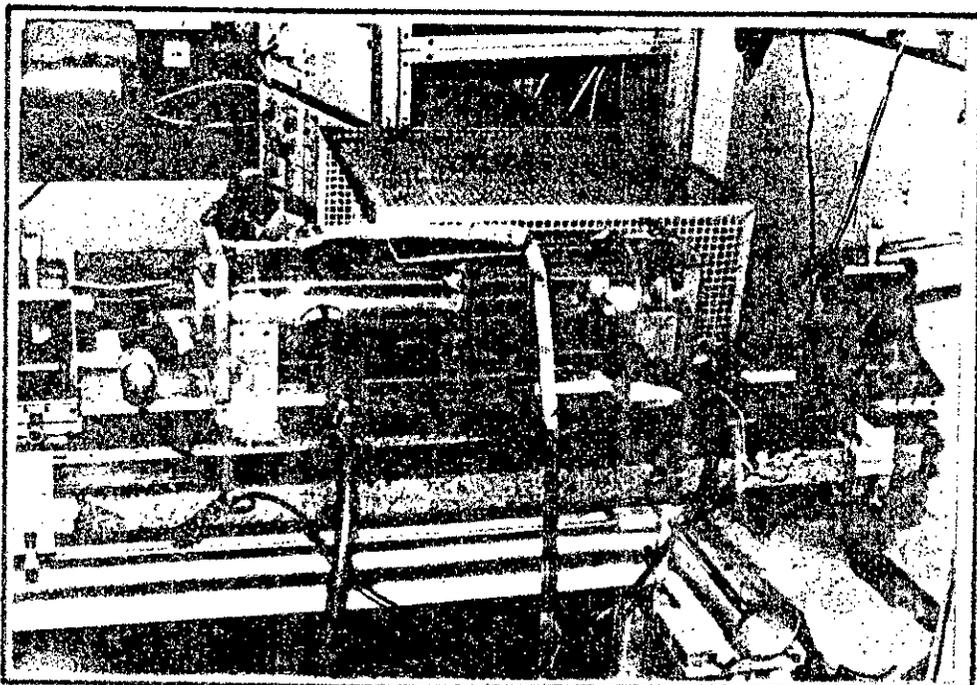
TABLEAU

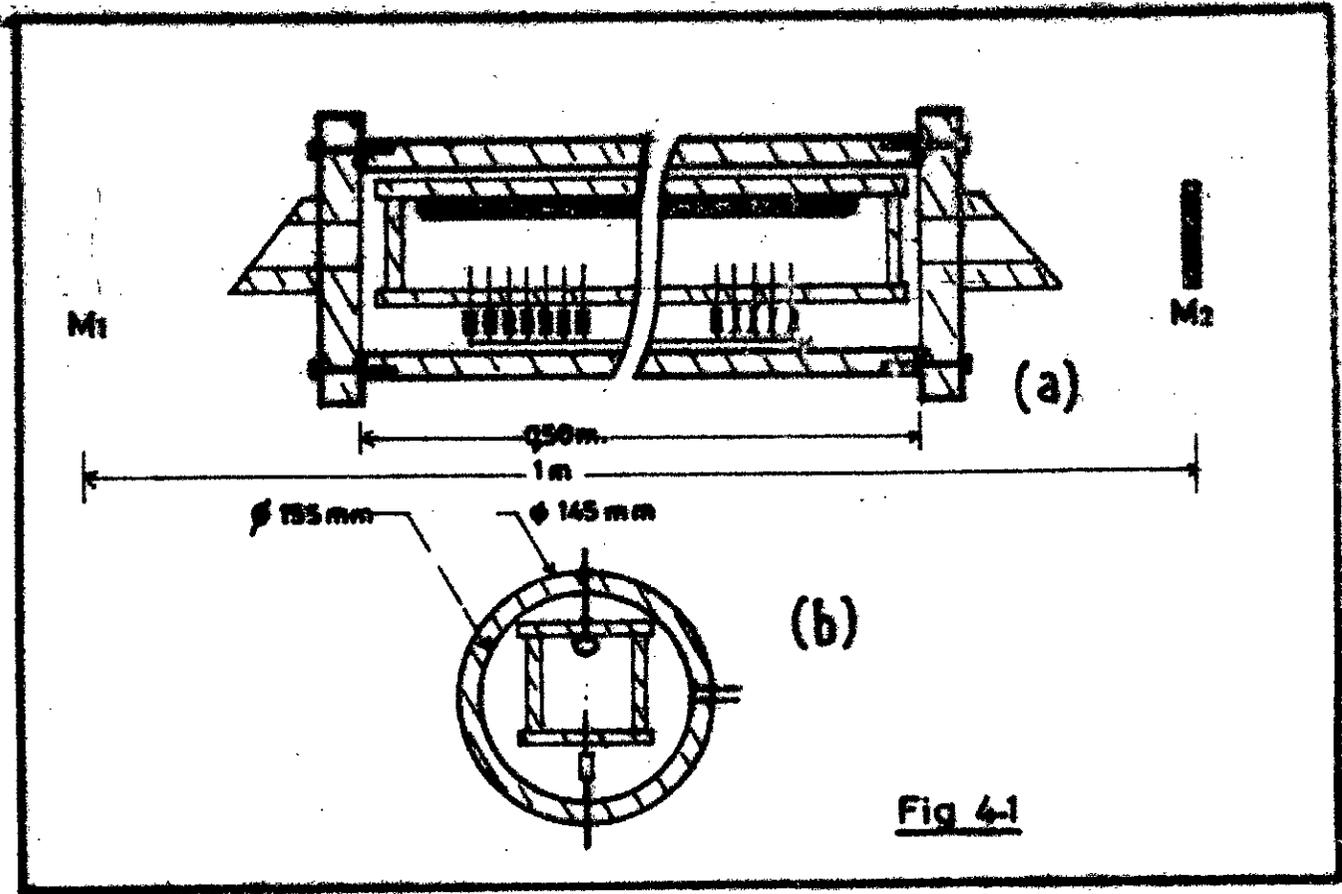
résumant les caractéristiques des 2 cavités.

cavité	Longueur optique mm	Nombre de pointes	espacement des pointes mm	d_a mm	longueur de décharge mm	volume de décharge cm ³
-A- externe	1000	70	5	20	350	17,5
-B- interne	500	50	7	30	350	26

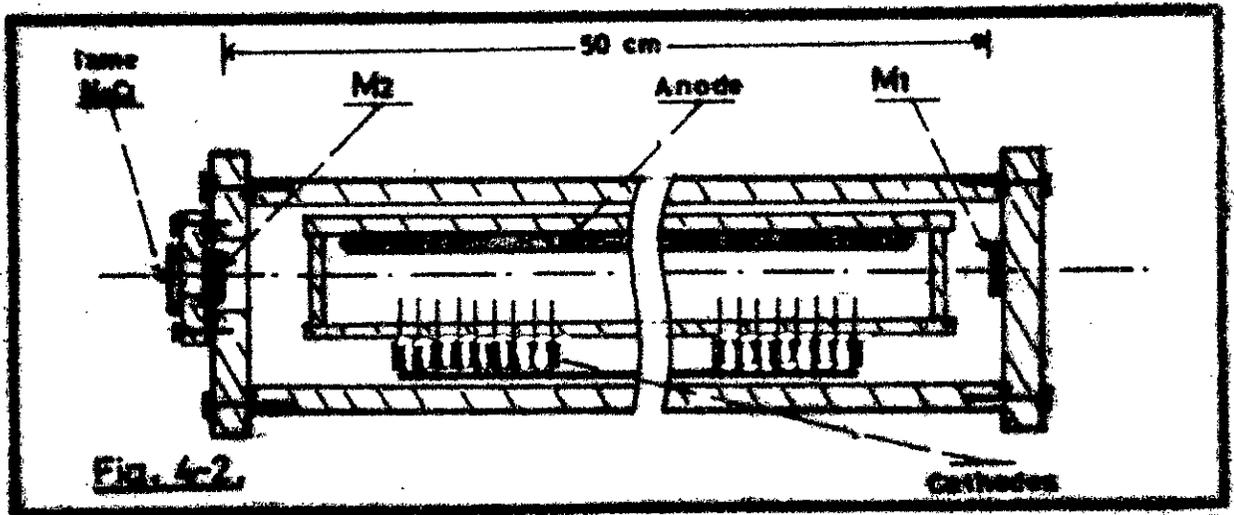
PHOTO N°1

montrant l'enceinte laser avec cavité interne (B).





Représentation schématique du laser TEA-CO₂ réalisé,
Fig.-4-1- ; cavité externe,
Fig.-4-2- ; cavité interne.



3-CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE.

La décharge électrique est obtenue en envoyant un pulse de tension suffisant pour rendre le gaz conducteur.

La décharge, pour être efficace, devra être homogène et stable, et éviter de se transformer en arc.

Ceci impose des conditions sévères sur le pulse de tension excitateur. Ce dernier, dans notre cas, est obtenu en déchargeant rapidement un banc de capacités précédemment chargées.

Nous verrons, dans cette section, l'électronique utilisée pour obtenir ce pulse de tension, puis la forme de décharge obtenue.

3-1-CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES.

31-1-PRINCIPE

Nous avons vu que pour obtenir une décharge homogène et stable, le pulse d'excitation électrique doit être rapide et court, ceci en plus des autres conditions déjà énumérées, à savoir :

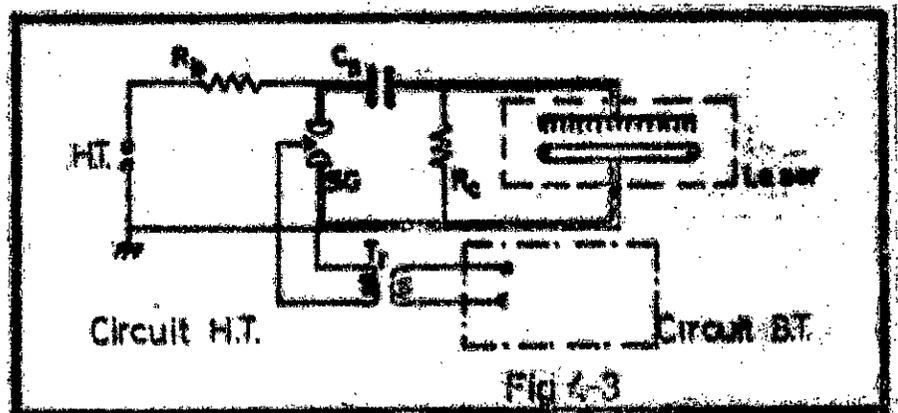
- propreté des surfaces des électrodes (régularité, polissage).
- leur forme (bords profilés).
- un espacement rigoureux entre anode et cathode.
- ainsi que le mélange gazeux et les pressions totales.

Le pulse électrique devant être rapide, son temps de montée t_r ne devra pas dépasser 10 ns (voir chap. II, section 2-3). Il devra être court, sa largeur ne devra pas dépasser 1 à 2 μ s.

Ce pulse électrique pourra être obtenu en déchargeant un banc de capacités, précédemment chargées à la haute tension désirée (18 Kv) grâce à un spark-gap (éclateur) à 3 électrodes.

Le schéma de principe est le suivant:

Schéma d'excitation
électrique $R_b = 3 \text{ MO}$
 $R_c = 100 \text{ KO}$; $C_b = 11 \text{ nF}$.



Un banc de capacités de stockage C_s se charge à la HT désirée, à travers une résistance ballast R_b et une résistance de charge R_c .

Un pulse de déclenchement de 8 Kv est envoyé sur l'électrode de déclenchement de l'éclateur S.G., provoquant la fermeture de ce dernier. La capacité C_s va donc se décharger très rapidement suivant le circuit en gras sur le schéma et l'on obtient ainsi le pulse HT désiré.

Le pulse de déclenchement de 8 Kv est recueilli au secondaire d'un transformateur à impulsion TR. Au primaire de ce dernier, est envoyé un pulse de 300 v., obtenu grâce à un circuit basse tension BT.

31-2-REALISATION

a-circuit HT

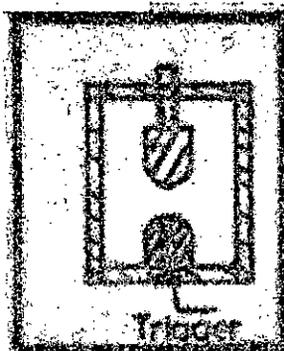
Pour obtenir le pulse d'excitation rapide et court, 2 conditions doivent être remplies : - une commutation très rapide

- une inductance totale du circuit de décharge la plus faible possible (de l'ordre de 1 μH).

Une inductance relativement importante, retardera d'autant la montée du pulse. Afin de la réduire, il est nécessaire d'écourter au maximum les liaisons du circuit de décharge et de les multiplier.

La commutation rapide est obtenue par l'utilisation du spark-gap SG. Celui ci réalisé et utilisé, fonctionne à pression atmosphérique avec de l'air. Il comprend 2 électrodes principales, en forme de demi-sphères allongées, en laiton. L'une d'elle est trouée, dans le sens de la longueur, d'une cavité de diamètre $\phi = 6$ mm., dans laquelle on introduit un câble protégé et gainé, qui servira d'électrode de déclenchement (trigger).

Fig. -4-4-
spark-gap utilisé.



La distance séparant les 2 électrodes principales est réglable, permettant d'ajuster la tension de déclenchement.

Les capacités sont reliées entre elles grâce à de larges plaques d'aluminium, et toutes les liaisons électriques ont été multipliées au moins par deux.

Le transformateur d'impulsions est du type EG&G-TR 153 avec comme caractéristiques :

entrée	sortie	temps de montée
200+600 v	10+35 Kv	0,5 μ s

b-circuit BT : générateurs d'impulsions (GIP)

Ce circuit délivre des impulsions de l'ordre de 300 v aux fréquences désirées. Tout ceci est obtenu grâce à un générateur à impulsions (GIP) que nous avons réalisé.

Ce GIP permet d'obtenir des pulses de 300 v environ aux fréquences suivantes : 0,1 - 0,14 - 0,25 - 0,5 - 1 - 2 - 3 - 4 - Hz.

c'est à dire 1 pulse toutes les :

10 s - 7s - 4s - 2s -

et - 1 - 2 - 3 - 4 -

pulses par secondes

Le schéma de principe est le suivant :

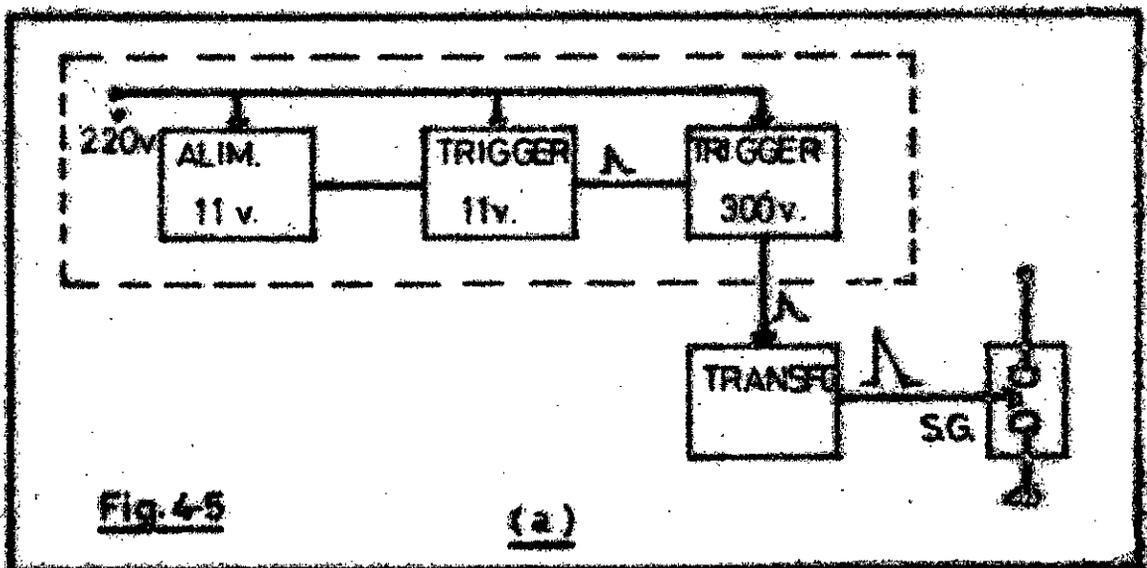
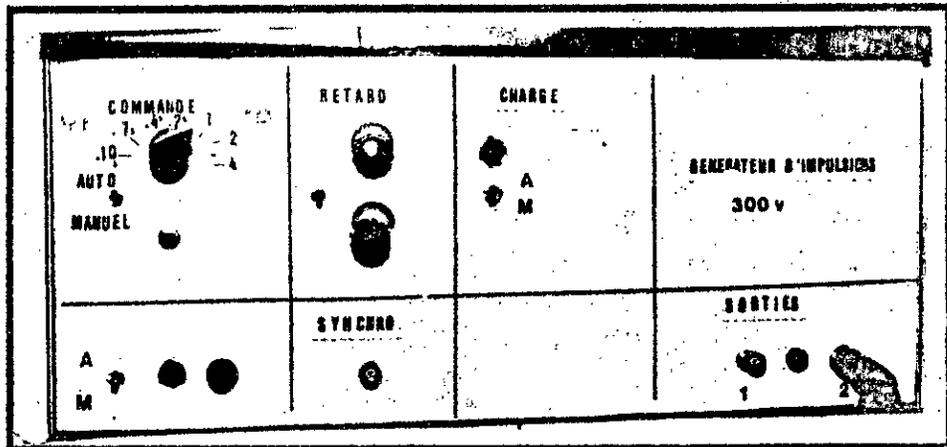


Schéma de principe du générateur d'impulsions.

-PHOTO N° 2-

Circuit BT, Générateur d'impulsions, Vue de face.



Les schémas électrique détaillés sont en Fig.-4-6-(a), (b), et (c), en page suivante.

Une capacité C_4 est chargée à 300 v, à travers une diode D_1 . Un thyristor Th_1 , en position ouverte maintient la charge de C_4 . En envoyant un pulse de 11 v, recueilli à partir d'un multivibrateur, sur la gachette de Th_1 , la capacité C_4 va alors se décharger très rapidement à travers le thyristor fermé, et l'on recueille ainsi en A_1 (ainsi qu'en A_2), primaire du transformateur TR, un pulse d'environ 300 v.

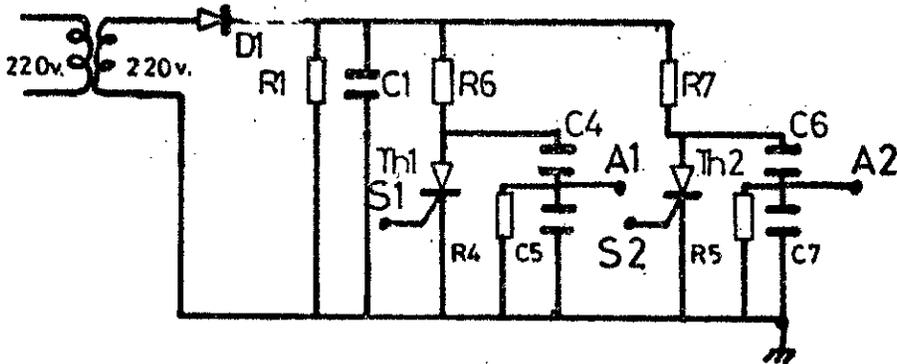
Le pulse de 11 v, servant à déclencher le thyristor Th_1 , est obtenu grâce au transistor UJT, T_1 (2N 2646), monté en astable. La fréquence des pulses sera choisie en commutant l'émetteur de l'UJT sur une des résistances calibrées R_{11} à R_{19} . L'impulsion de 11 v sera recueillie en S_1 (ainsi qu'en S_2 , mais celle ci sera retardée).

Une alimentation de +11 v est nécessaire à l'UJT ; elle est obtenue grâce au circuit de la Fig.-4-6-(c).

FIGURES

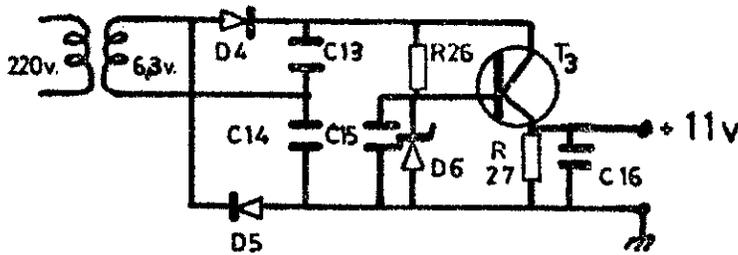
4-6

TRIGGER 300v.

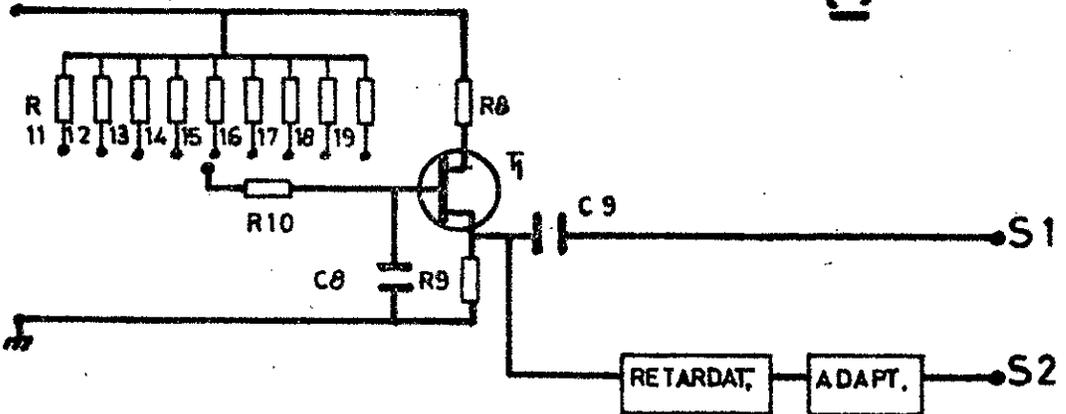


(a)

ALIMENTATION BASSE TENSION



(b)



(c)

GENERATEUR D'IMPULSIONS

Schémas électriques :

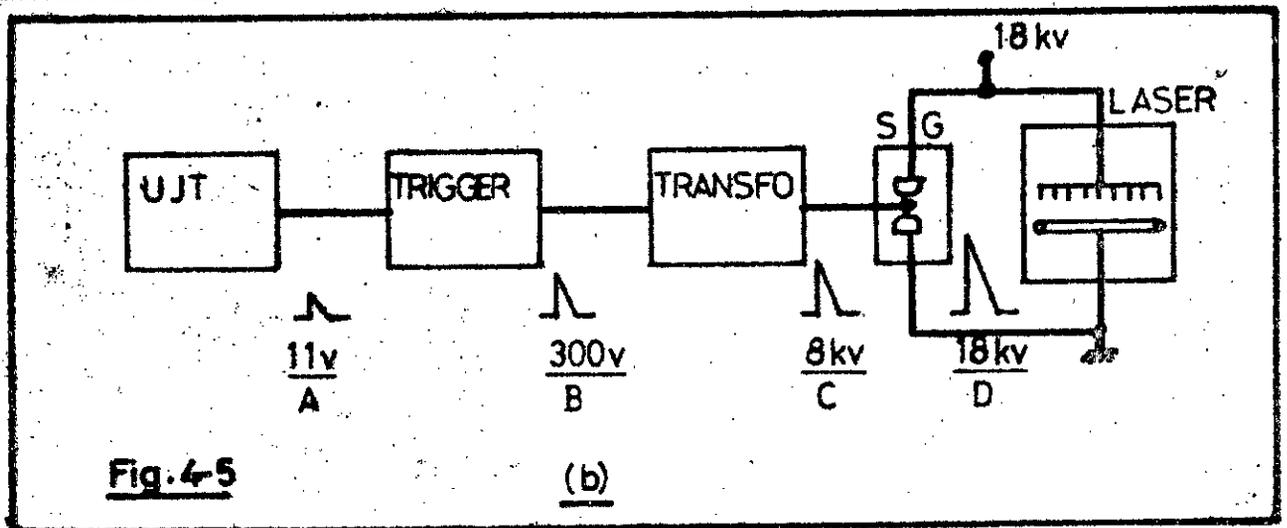
- en (a) : trigger 300 v.*
- en (b) : alimentation basse tension pour l'UJT.*
- en (c) : trigger 11 v.*
- La liste des composants se trouve en Annexe B .*

UTILISATION DU GIP

Le GIP peut fonctionner en automatique (AUTO) à la fréquence désirée ou en manuelle (MAN) .

Un interrupteur "CHARGE-TRIGGER" permet de libérer les pulses (position ON), et de les recueillir en A₁ ou/et A₂ ; ou au contraire de les bloquer , en ne permettant pas la décharge des capacités C₄ et C₅ .

31-3-PULSES ELECTRIQUES OBTENUS



PULSES ELECTRIQUES .

- A : sortie de l'UJT,
- B : sortie du GIP,
- C : sortie du transformateur à impulsions, TR,
- D : pulse d'excitation laser,

-A-Pulses du multivibrateur :

- PHOTOS N° 3-

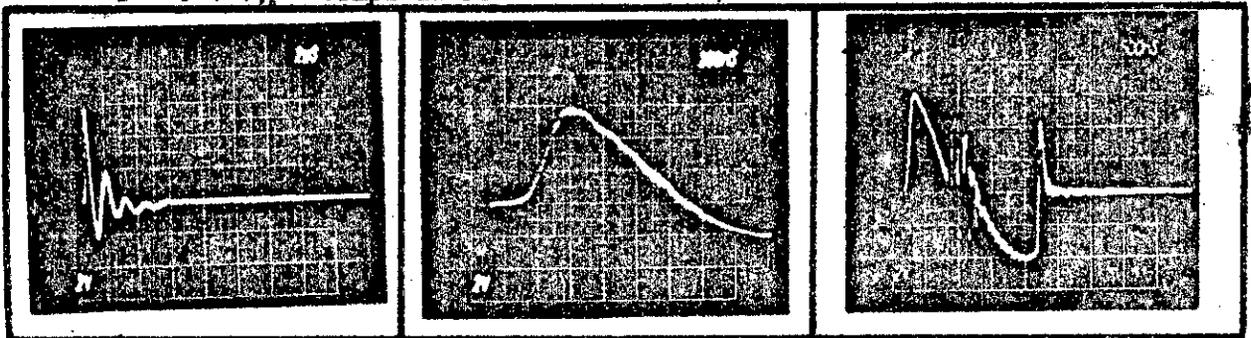
(a) secondaire du transformateur TR à vide

$u = 6 \text{ v . ; } \text{ temps de montée} = 100 \text{ ns . ;}$

-PHOTO N° 4-

secondaire du transformateur TR en charge,

$\text{durée à mi hauteur} = 300 \text{ ns.}$



-B-Pulses triggers du GIP :

-PHOTOS N° 5-

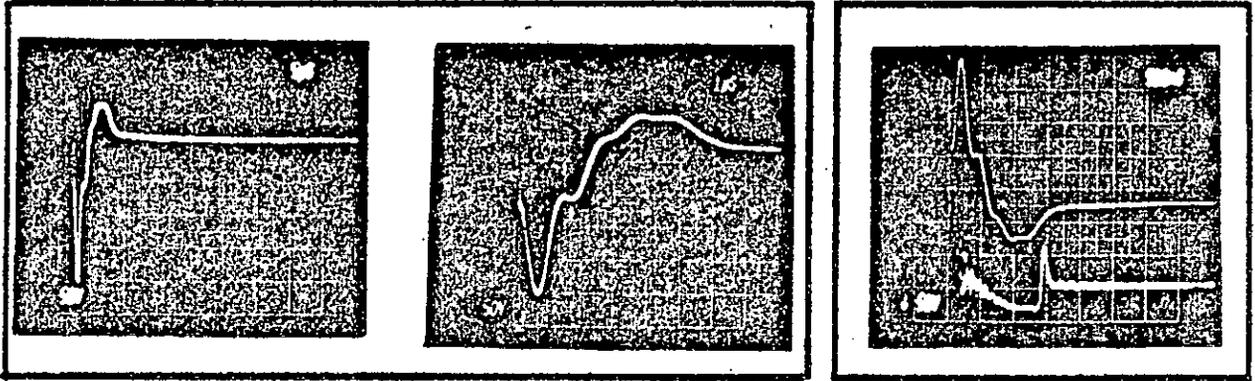
(a)

(b)

(c)

secondaire de TR à vide

secondaire de TR en charge.



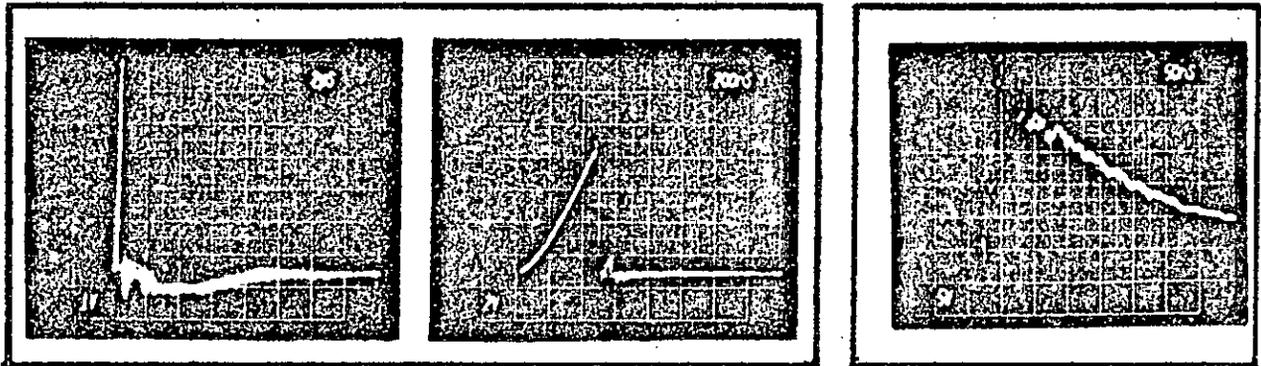
$u \approx 220 \text{ v.}$; temps de montée $\approx 300 \text{ ns}$; durée à mi-hauteur $\approx 750 \text{ ns}$.

-C-Pulse de déclenchement du spark-gap.

-D-Pulse d'excitation laser

-PHOTOS N° 6-

-PHOTO N° 7-



(a)

(b)

en tension : 1 carreau = 1000 v en (a)
1 carreau = 2000 v en (b)

en tension ; 1 carreau = 5000 v,

$U = 8 \text{ Kv}$

temps de montée $\approx 300 \text{ ns}$.
durée à mi hauteur $\approx 300 \text{ ns}$

$U = 18 \text{ Kv}$

temps de montée $\approx 20 \text{ ns}$
durée à mi hauteur $\approx 200 \text{ ns}$

3-2-DECHARGE_OBTENUE

* La décharge obtenue est en général très uniforme, stable pour un éventail de pressions allant de 80 à 250 torrs : voir PHOTO N° 8 .

Quoique des stries peuvent apparaître au delà de 200 torrs, et même un certain nombre d'arcs (de 1 à 5), mais ceux ci ne sont pas puissants. Malgré la présence de ces stries, la décharge parvient à s'écouler à partir de toutes les terminaisons , permettant une bonne excitation du milieu. Au delà de 300 torrs , c'est l'arc qui prend place.

La décharge est devenue encore meilleure lorsque la distance inter-électrodes a été augmentée, passant de 2 à 3 cm.

* Alors que Beaulieu et d'autres avaient signalé l'explosion de résistances , nous n'avons pas remarqué ce phénomène. Nous pensons qu'il était dû chez Beaulieu, aux tensions utilisées qui se situaient de 25 à 45 Kv. Quant à nous, nous n'avons pas dépassé 18 Kv dans nos essais.

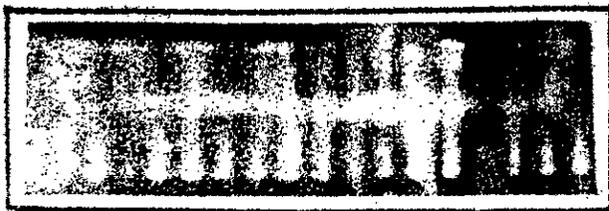
Mais il est important de noter que les valeurs ohmiques des résistances qui, au début étaient toutes identiques, ces valeurs ohmiques subissaient des variations très importantes, quand le nombre de tirs lasers augmentait. En effet au bout de quelques milliers de tirs, ces valeurs (initialement de 1,2 K Ω) étaient multipliées par un facteur de 500 à 800. Et qui plus est, cette variation n'est pas uniforme pour toutes les résistances provoquant ainsi au bout d'un certain temps , des arcs localisés qui absorbaient toute l'énergie et inhibaient tout effet laser.

Cette variation non uniforme des valeurs ohmiques des résistances avait un autre effet négatif : elle rendait impossible le remplacement de la seule résistance usée ou ouverte par une autre neuve. Car cette résistance neuve , étant trop faible par rapport aux autres résistances usées, écoulait la plus grande partie de l'énergie sous forme d'arc. Le remplacement doit donc toucher toutes les résistances en même temps.

Il s'en suit une importante consommation de résistances.

-PHOTO N°8-

Décharge uniforme.



-PHOTO N°9-

Décharge d'arc.



4-ETUDE PARAMETRIQUE DU LASER TEA-CO₂

Après avoir décrit la cavité laser ainsi que le support électronique nécessaire, nous décrirons dans cette section le dispositif de mesure utilisé, les conditions expérimentales, et nous étudierons en détail le comportement de notre laser. Cette étude des performances sera divisée en 5 grandes parties, décrivant l'opération laser en fonction des pressions, des paramètres de décharge, ainsi que les pulses et faisceaux lasers obtenus.

Par la suite nous comparerons nos résultats avec ceux publiés.

4-1-TECHNIQUES DE MESURE

La Fig. -4-7- montre le dispositif de mesure qui a été utilisé, et qui comprend :

- la mesure de l'énergie grâce à un joulemètre recevant une partie (50%) de l'émission laser de sortie.
- la mesure de la puissance grâce à un "photon-drag", recevant l'autre partie de l'émission laser.

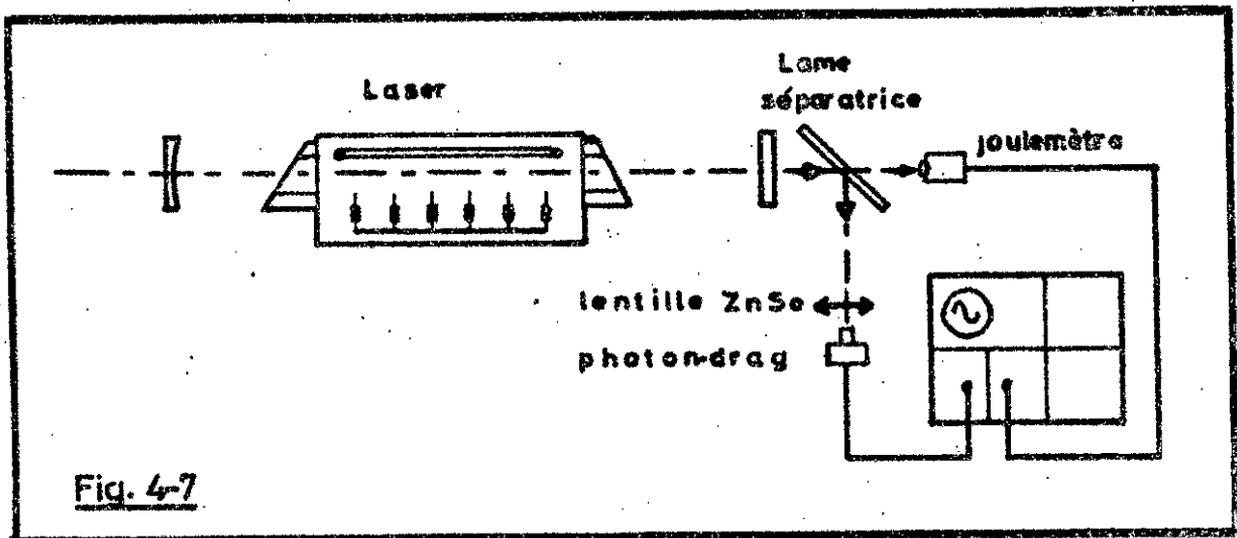


Fig. 4-7

*Dispositif de mesure utilisé,
Représentation schématique.*

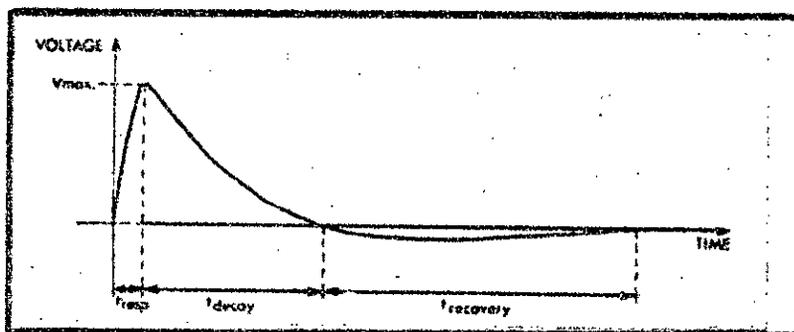
Le premier joulemètre utilisé est du type GENTEC-ED-200- qui présente les caractéristiques suivantes :

- calibré à 10 v/ J . (c'est à dire 10 mv / mJ)
- sa réponse spectrale est uniforme et va du proche UV , couvre le visible et va jusqu'au moyen infrarouge : 0,25 μm + 30 μm .
- temps de réponse = 5 ms.
- temps de reprise = 0,3 s.
- taux maximal de répétition par seconde = 3 pps.
- surface réceptrice de diamètre ϕ = 23 mm.

Le second joulemètre utilisé pour la détermination de la section transverse du faisceau laser, ainsi que sa divergence est un microjoulemètre GENTEC-ED-100 qui présente les caractéristiques suivantes :

- calibré à 88 v/ J , c'est à dire 88 mv/ mJ .
- même réponse spectrale que le ED-200 : 0,25 + 30 μm .
- temps de réponse = 5 ms
- temps de reprise = 0,3 s
- taux maximal de répétition par seconde = 3 pps.
- surface réceptrice = ϕ = 4,3 mm.

Fig. -8-
Réponse temporelle
des 2 joulemètres.



Le "photon-drag" utilisé est du type ORIEL 7410 ,avec moniteur 7400 qui présente les caractéristiques suivantes :

- surface réceptrice du détecteur = $4,5 \text{ mm}^2$.
- temps de réponse (10 + 90 %) = 400 ps.
- calibre = $0,20 \text{ v/ MW}$.
- impédance de sortie = 50Ω
- présente une face anti réfléchissante .

Le moniteur 7400 est caractérisé comme suit :

- facteur d'amplification = 1
- impédance de sortie = 50Ω
- temps de réponse = celui du détecteur .

Une lentille convergente (+ 7 cm) en ZnSe ,placée en avant du "photon-drag" permet de rassembler tout le faisceau laser à l'intérieur de la surface réceptrice .

Le joulemètre et le "photon-drag" sont tous 2 reliés à un oscilloscope à mémoire TEKTRONIX 7834 ,auquel est reliée une caméra POLAROID permettant de photographier les signaux désirés.

4-2-CONDITIONS OPERATOIRES

9 manipulations ont été faites pour caractériser le laser TEA réalisé.Elles peuvent être classées en 5 études :

NOTE : Pour éviter d'inutiles répétitions ,à chaque fois que nous parlerons de mélanges laser par la suite,ce mélange sera toujours dans l'ordre suivant : $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$.

De même la pression totale sera écrite sous forme Pt , et les pressions partielles Pi .

-1-Etude de la variation de l'énergie laser en fonction du temps et du nombre de tirs,pour un mélange donné,en fonctionnement statique.Cette manipulation a été faite pour déterminer la variation de la mesure en fonction du nombre de tirs.

Toutes les mesures qui suivent alors, ont été faites en enregistrant les pulses d'énergie sur un intervalle de 30 tirs après chaque remplissage et en prenant le pulse maximal, car les pulses lasers sont plus ou moins dispersés. Cette dispersion dépend d'un certain nombre de facteurs.

*Cavité (B) *U = 18 Kv *Cs = 11 nF *Mélange 1-1-2- *Pt = 140 torrs

-2-Etude de la variation de l'énergie laser en fonction des pressions partielles et totales. Le but est de trouver :

*le mélange optimum donnant l'énergie laser maximale.

*la pression totale optimale.

*l'influence de l'He sur la décharge et, partant, sur l'énergie laser.

*Cavité (A) *U = 18 Kv *Cs = 11 nF *Variations de P_i et P_t.

-3-Etude de la variation de l'énergie de sortie en fonction des paramètres de décharge. Pour le mélange optimum, il s'agit, dans ce cas, d'optimiser l'énergie électrique injectée, par variation de la tension appliquée ou celle de la capacité de stockage Cs.

Le troisième paramètre de décharge, est la distance inter-électrodes d₀, qui va varier dans ce cas, de 2 cm à 3 cm.

*Cavité (A) *Variation de U et de Cs

*Cavité (B) *Variation de Cs et de d₀.

-4-Etude des caractéristiques des pulses et faisceaux lasers. Il s'agit :

- d'étudier la forme du pulse laser, sa durée, son retard.

- de localiser le faisceau laser et de déterminer sa forme géométrique.

- et d'étudier sa divergence.

*Cavité (A) et (B) *U = 18 Kv *Cs = 11 nF *Mélange 1-1-2 et 1-1-3-

-5-Etude du comportement du laser en écoulement. Alors qu'en statique la concentration de O₂ augmente, du fait de la dissociation de la molécule CO₂ par la décharge. Cette augmentation de O₂ a pour conséquence inévitable la perturbation de la décharge. Le fonctionnement en écoulement permet de détourner cette difficulté.

*Cavité (A) et (B) *U = 18 Kv *Cs = 11 nF *Mélange 1-1-2.

4-3-PERFORMANCES OBTENUES

43-1-FONCTIONNEMENT DU LASER EN SCELLE DUREE DE VIE.

Aucune précaution n'étant prise pour régénérer les molécules CO_2 dissociées en $CO + O_2$ par la décharge électrique, il s'ensuit inévitablement une dégradation de l'énergie dans le temps lorsque l'on opère en scellé.

C'est cette dégradation de l'énergie, en fonction du temps et du nombre de tirs, que nous voulons évaluer.

$U = 18 \text{ Kv}$; $C_s = 11 \text{ nF}$; $d_s = 30 \text{ mm}$; cavité interne (B) .

Mélange 1-1-2, c'est à dire 35-35-70 torrs.

fréquence de travail : $f_s = 1 - 2 \text{ Hz}$.

On prend comme énergie, dans cette manipulation, le maximum enregistré sur 20 coups autour du temps choisi; sauf si ce maximum est unique et trop détaché des autres tirs, on prend alors dans ce cas le maximum immédiatement inférieur.

Les figures obtenues en Fig. -4-9- et -4-10-, ne donnent qu'une idée approchée de l'évolution dans le temps; car au fur et à mesure que celui ci augmente, les tirs deviennent de plus en plus dispersés comme en témoignent les PHOTOS N° 10 à 14 .

Nous avons représenté, dans ces figures, l'énergie de sortie en mJ :

-en fonction du temps en Fig. -4-9-

-en fonction du nombre de tirs en Fig. -4-10-. et ceci pour les 3 fréquences .

(a)-Après une heure de fonctionnement, et le même mélange, le laser délivre encore 7 mJ (70 Kw) à la fréquence de 1 tir toutes les 2 secondes.

Cette longue vie (60 mn) et le grand nombre de tirs correspondant (1800 tirs pour $f_s = 0,5 \text{ Hz}$ et 2600 tirs pour $f_s = 2 \text{ Hz}$). s'expliquent du fait que le volume excité dans ce système est très petit par rapport au volume de gaz présent : 26 cm^3 (cavité B) de gaz excité contre 22.608 cm^3 de gaz présent, soit environ 870 fois plus.

(b)-C'est la fréquence la plus faible qui permet de conserver la plus grande énergie dans le temps. Ainsi 22 minutes après avoir fonctionné, le laser délivre encore :

- 22 mJ (220 Kw)/pulse à $f_1 = 0,5$ Hz .
- 15 mJ (150 Kw)/pulse à $f_2 = 1$ Hz.
- 12 mJ (120 Kw)/pulse à $f_3 = 2$ Hz.

Ceci est aisément compréhensible lorsque l'on sait que lorsque la fréquence des tirs augmente, la dissociation du CO_2 est bien plus grande, augmentant par là la concentration de O_2 , ce qui a pour effet de perturber d'avantage la décharge, diminuant ainsi l'énergie de sortie.

(c)-En Fig. -4-10-, où l'énergie de sortie est représenté en fonction du nombre de tirs, c'est la fréquence la plus élevée (2 Hz) qui maintient le niveau d'énergie le plus important : plus de 200 Kw , après 1200 coups ; mais ce nombre élevé de tirs ne correspond en fait qu'à 10 mn de fonctionnement; après quoi elle se dégrade de plus en plus rapidement.

(d)-Nous avons aussi fait varier la fréquence de tirs, mais avec gaz en écoulement, et avons enregistré les résultats suivants , pour les mêmes conditions opératoires exactement :

- $f_1 = 0,5$ Hz $\Rightarrow E \approx 32$ mJ.
- $f_2 = 1$ Hz $\Rightarrow E \approx 30$ mJ.
- $f_3 = 2$ Hz $\Rightarrow E \approx 30$ mJ.

On remarque ainsi une bonne stabilité de la décharge pour les 3 fréquences. On observe aussi la même extraction d'énergie (≈ 30 mJ). Ceci est dû à l'évacuation de l'oxygène O_2 .

De même Fortin (1971) [45] trouve que l'énergie de sortie ne varie pas de manière appréciable jusqu'à des fréquences de l'ordre de 5 Hz, pour un fonctionnement en écoulement. Au delà de cette fréquence l'échauffement du gaz dans la cavité produit une diminution d'énergie proportionnelle au taux de répétition avec une sortie nulle vers $f = 25$ Hz.

CONCLUSION

Cette manipulation montre que l'énergie de sortie est pratiquement constante pour les 200 premiers coups pour les 2 fréquences 1 et 2 Hz.

Partant de là, dans toutes les prochaines manipulations, la mesure de l'énergie se fera sur un éventail de 30 tirs environ pour chaque mesure.

DUREE DE VIE. $f = 0,5 \text{ Hz}$.
Photographies des pulses energies laser.

PHOTO N°10
les 30 premiers tirs

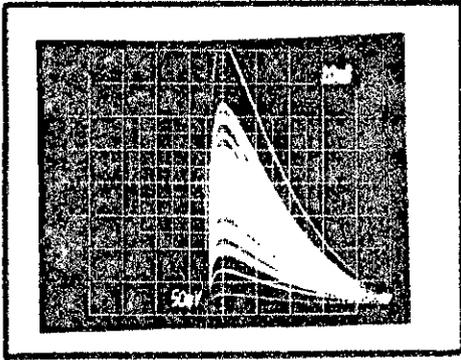


PHOTO N°11.
après 4 mn, -120 tirs-

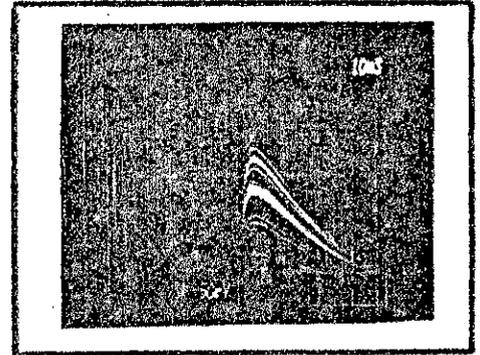


PHOTO N°12
après 15 mn, -450 tirs-

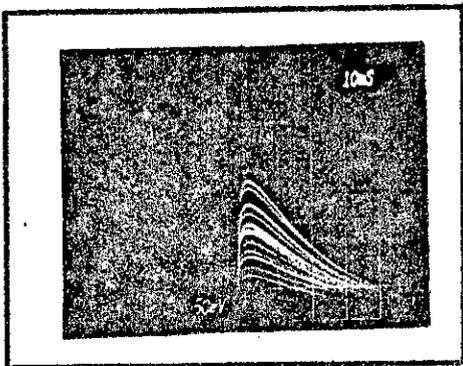


PHOTO N°13 ,
après 30 mn, -900 tirs-

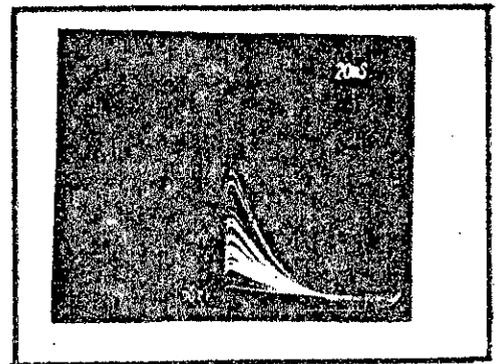
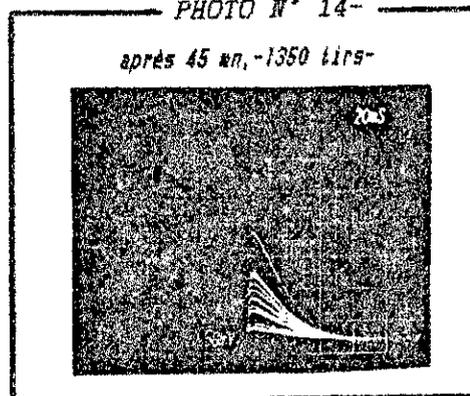


PHOTO N° 14-
après 45 mn, -1350 tirs-



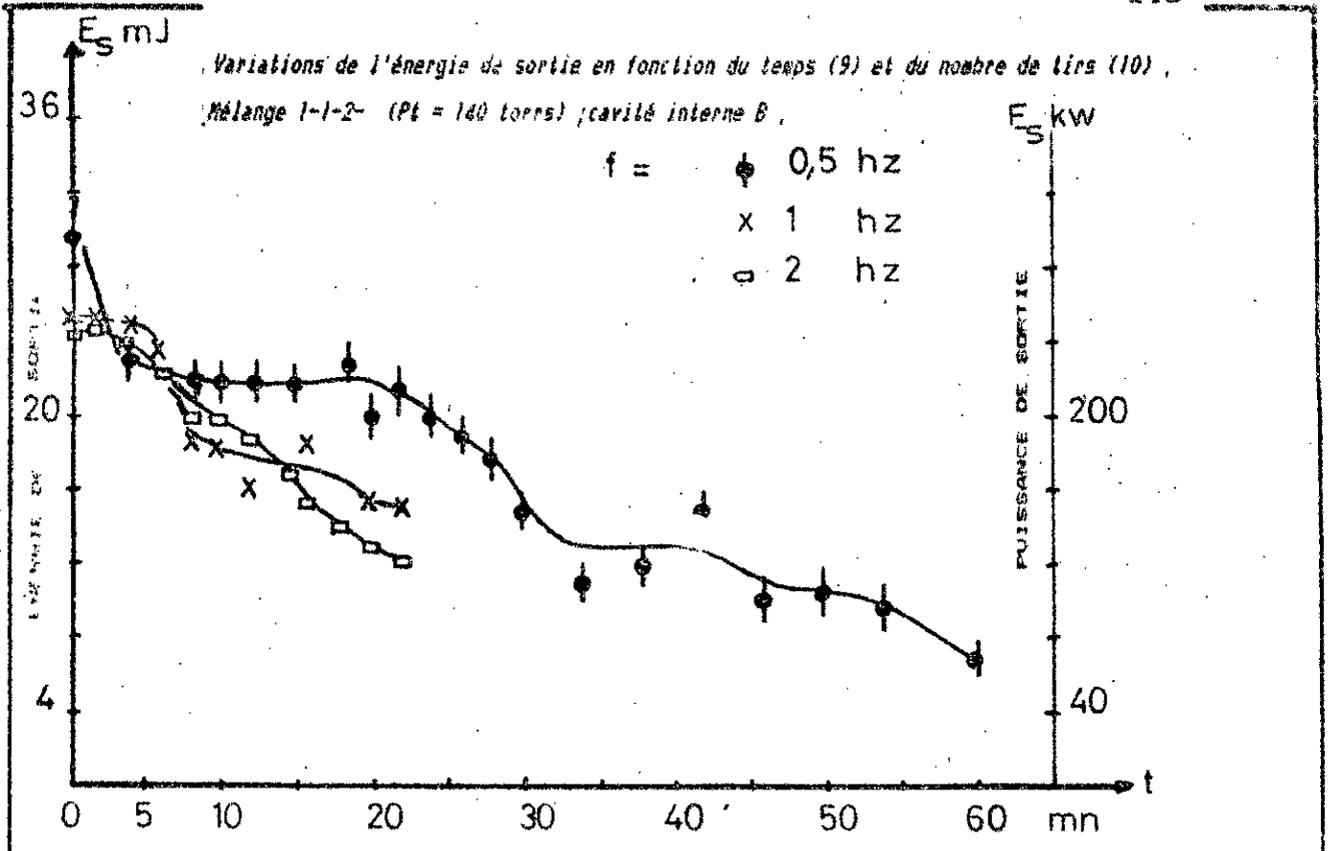


Fig. 4-9

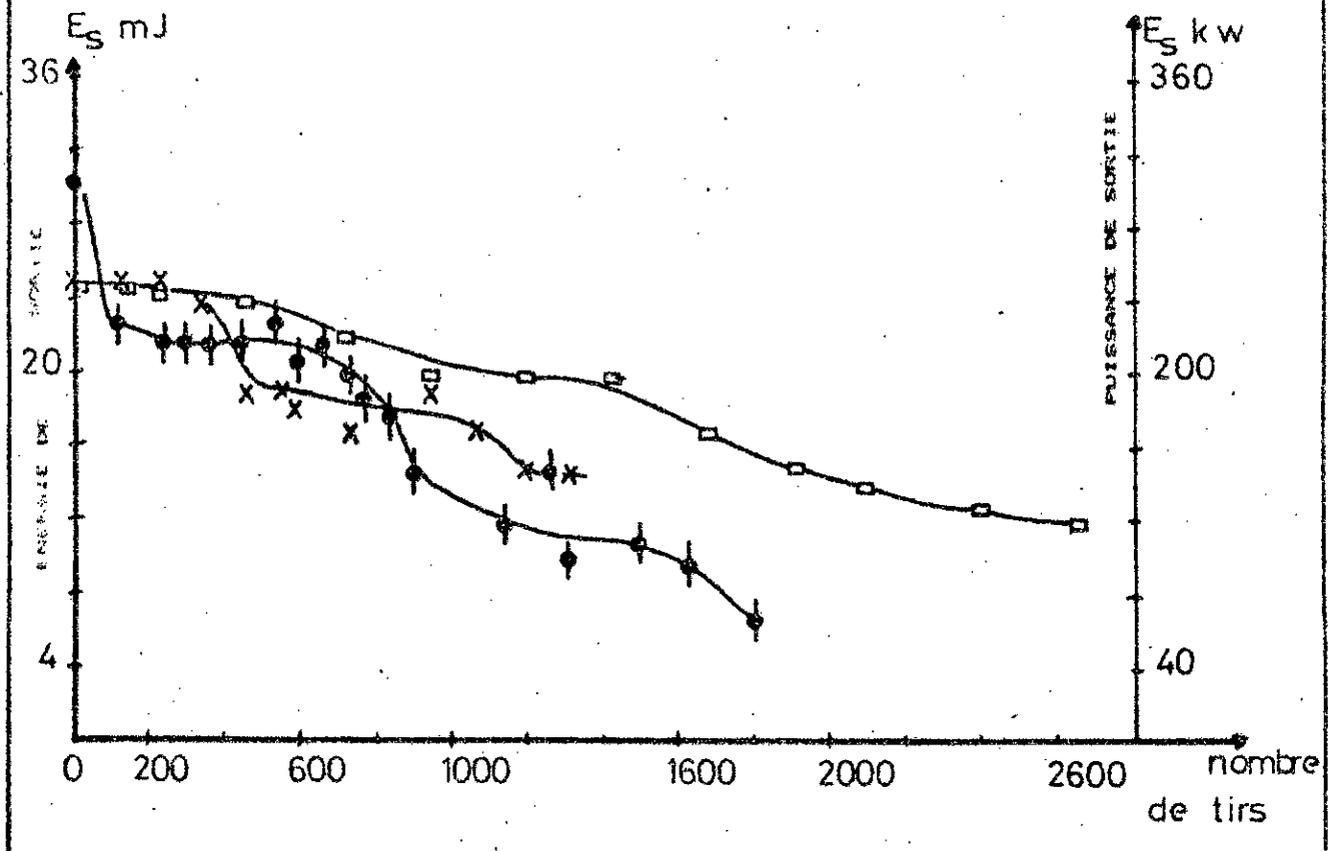


Fig. 4-10

**43-2-VARIATIONS DE L'ENERGIE DE SORTIE AVEC
LES PRESSIONS PARTIELLES ET TOTALES-
- INFLUENCE DE L'He -**

Cette manipulation a pour but de déterminer la pression totale optimale du mélange gazeux laser, et les mélanges optimums, pour opérer par la suite à ces pressions partielles et totales.

Les mélanges étudiés sont les suivants :

1-1-1 / 1-1-2 / 1-1-3 / 1-1-4 / 1-1-5 / 1-1-6 / 1-1-8 .

Les essais se font en statique. La tension est maintenue constante pendant les essais. Et les tirs se font à une cadence de 1 Hz.

Cavité externe A - U = 18 Kv - Cs = 11nF -

(a)-Les résultats obtenus sont visibles en Fig.-4-11-(a) et (b).

les mélanges optimums sont : 1-1-2- à Pt = 200 torrs.

1-1-3- à Pt = 220 "

1-1-4- à Pt = 250 torrs; celui ci étant plus instable pour la décharge.

Pour ces 3 mélanges optimums il a été obtenu une énergie de 20 mJ par pulse, correspondant à une puissance de 200 Kw.

(b)-On remarque aussi que la pression totale optimale se déplace vers les plus grandes valeurs au fur et à mesure que la proportion de l'He augmente dans le mélange gazeux:

mélange	Pt
1-1-1	150 torrs
1-1-2	200 "
1-1-3	220 "
.....	
1-1-8	300 "

(c)-Influence de l'He : Fig.-4-12 et 4-13- (a) et (b).

On remarque aussi que l'addition de l'He au mélange initial CO₂-N₂ fait croître l'énergie de sortie, la faisant passer par un optimum puis la fait décroître. En Fig.-4-12- nous avons représenté l'énergie de sortie en fonction de la pression totale et où le taux de l'He est pris comme paramètre.

La pression d'He va varier comme suit :

mélange : 40 - 40 - X X variant de 40 à 400 torrs
(de 1-1-1 à 1-1-10)

mélange : 50 - 50 - X X variant de 50 à 400 torrs
(de 1-1-1 à 1-1-8)

Ceci est aussi vérifié , en Fig.-4-13-(a) et (b) , où l'énergie de sortie est représentée en fonction de la tension appliquée. On remarque ainsi que pour les plus grandes tensions (18 Kv), l'augmentation de la concentration d'He dans le mélange gazeux fait passer l'énergie de sortie par un optimum; confirmant ainsi les études faites par Laurie & Hale (1971) [130] , Oettinger (1973) [87] , et Girard & Pépin [52] , utilisant, les 2 premiers un laser type Beaulieu, et le troisième un TEA hélicoïdal.

CONCLUSION

-a- La pression totale optimale dans notre laser se situe entre 150 et 250 torrs suivant les mélanges.

Pour des pressions plus grandes, et malgré un apport d'He, l'énergie de sortie laser diminue, et est ensuite annulée par l'apparition d'arcs violents. Ceci constitue la première limite de notre laser. La formation de l'arc aux dépend de la décharge homogène pour de grandes pressions, (>300 torrs) provient du temps de montée du pulse d'excitation qui est trop grand, environ 20 ns. Plus la pression augmente , plus le temps de montée tr doit être petit. En fait il doit être inférieur à 10 ns. (chap. II, 2-3).

La diminution de ce temps de montée tr, passe par la diminution dracounienne de toutes les inductances parasites (diminution des longueurs de cables-utilisation de plaques métalliques...) ainsi que par l'utilisation de composants adéquats , notamment éclateur à pression supra-atmosphérique.

-b- Avec un temps de montée de 20 ns, la participation de l'He, dans l'augmentation de l'énergie de sortie laser, est effective, mais limitée. Cette participation positive de l'He passe par un optimum propre à chaque mélange.

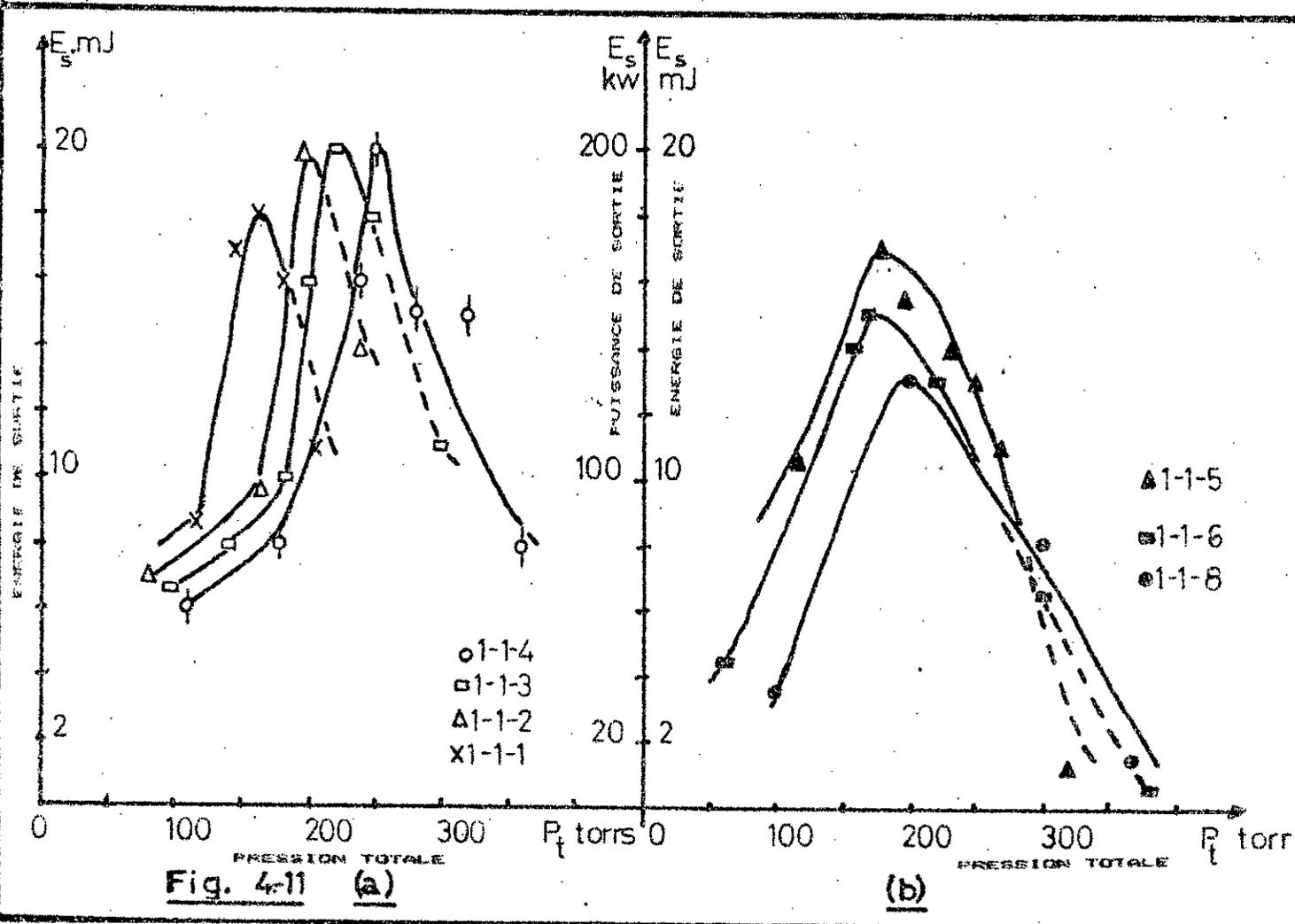


Fig. 4-11 (a)

(b)

Energie de sortie (en mJ) en fonction de la pression totale,
Recherche du mélange optimum, Cavité A,

Energie de sortie en fonction de la pression totale,
Recherche de la concentration optimale d'He,
Cavité A .

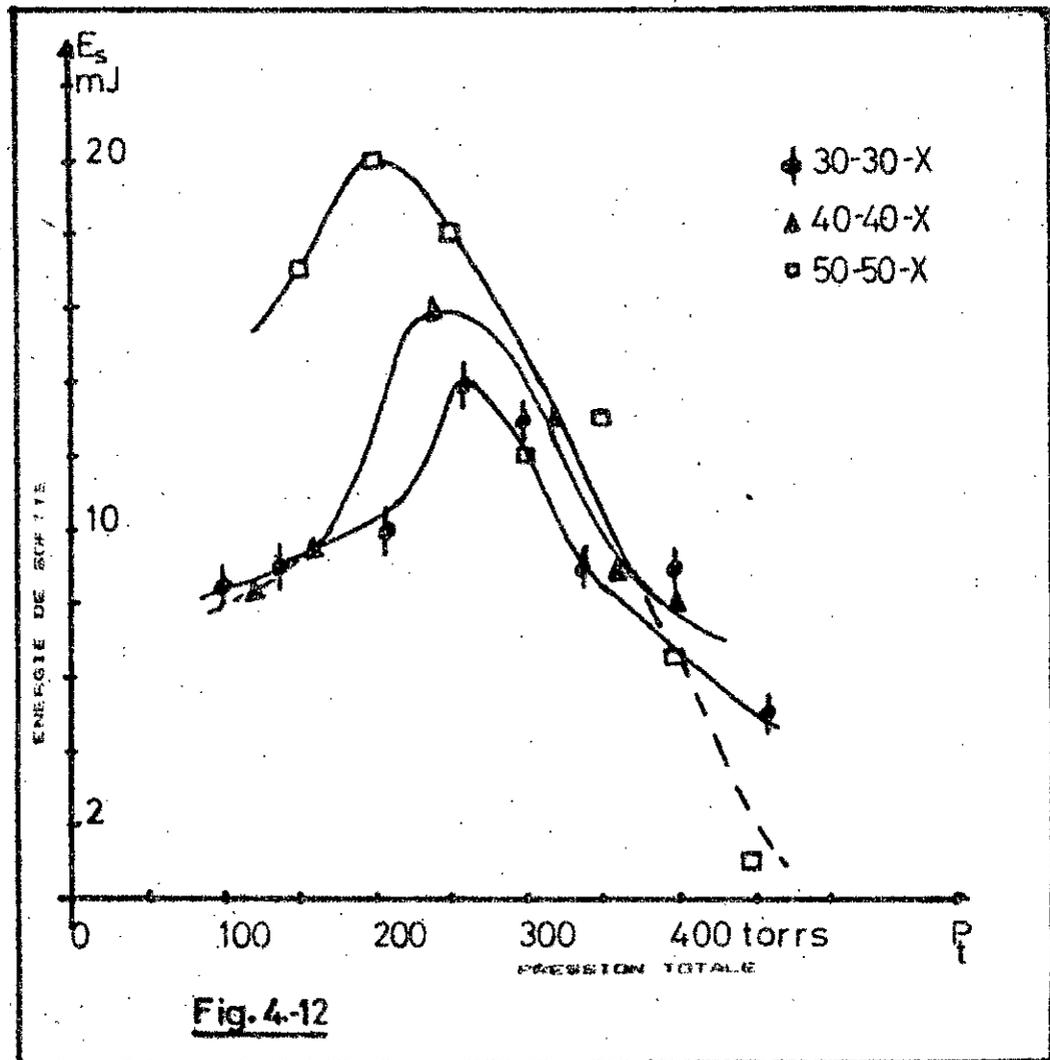
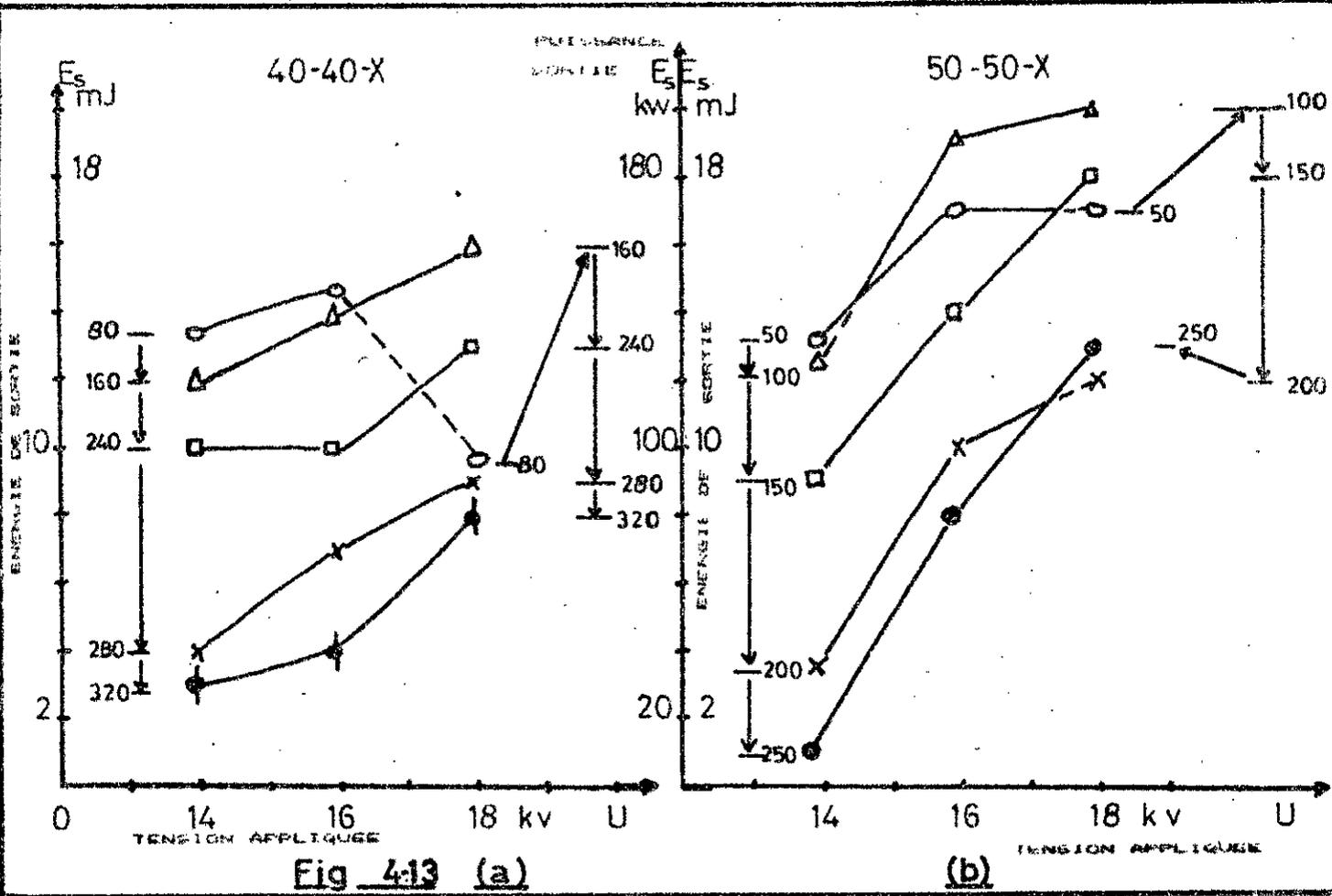


Fig. 4-12

Energie de sortie en fonction de la tension appliquée.

Recherche de la concentration X optimale d'He.

Cavité A,



43-3-VARIATIONS DE L'ENERGIE DE SORTIE AVEC
LES PARAMETRES DE DECHARGE

-a-TENSION D'EXCITATION U

Les mélanges étudiés sont les 2 mélanges optimums dégagés précédemment 1-1-2 / 1-1-3 / , avec la cavité A , et Cs = 11 nF.

Les résultats , visibles en Fig. -4-14-(a) , (b) , et (c), font apparaître nettement que l'augmentation de l'énergie d'entrée par augmentation de la tension appliquée, fait croître l'énergie de sortie. Celle ci est parfois multipliée par 2 en passant de 14 à 18 Kv.

Mais la dépendance de l'énergie de sortie n'est pas linéaire, comme l'ont souligné plusieurs auteurs [45-130-87].

Energies d'entrée correspondantes :

Cs = 11 nF	U = 14 Kv	⇒	E _{in} = 1,08 Joules.
	U = 16 Kv	⇒	E _{in} = 1,4 J.
	U = 18 Kv	⇒	E _{in} = 1,8 J.

-b-CAPACITE DE STOCKAGE Cs

L'augmentation de l'énergie d'entrée par augmentation de la valeur de la capacité de stockage Cs , fait passer l'énergie de sortie par un optimum, au delà duquel toute nouvelle augmentation de Cs se traduira par une diminution de l'énergie de sortie, la décharge électrique devenant de plus en plus instable, des arcs y apparaissent. Alors que pour de plus faibles valeurs de Cs la décharge est très bonne.

La décharge est plus lumineuse pour les fortes valeurs de Cs.

Les Fig. -4-15- et -4-16- illustrent les variations de l'énergie de sortie avec les valeurs de Cs , pour le mélange 1-1-3 , avec les 2 cavités A et B , pour U = 18 Kv .

Energies d'entrée injectées :

U = 18 Kv	Cs = 6,6 nF	⇒	E _{in} = 1,07 J
	Cs = 11 nF	⇒	E _{in} = 1,8 J
	Cs = 13,2 nF	⇒	E _{in} = 2,1 J
	Cs = 15,4 nF	⇒	E _{in} = 2,5 J

On remarque ainsi que l'optimum est atteint pour $C_s = 11 \text{ nF}$, obtenant ainsi 180 Kw /pulse pour la cavité A, et 420 Kw pour la cavité B.

CONCLUSION SUR U ET Cs

L'augmentation de l'énergie d'entrée par augmentation, soit de la tension appliquée, soit de la capacité de stockage, fait passer l'énergie de sortie laser par un optimum, l'énergie électrique injectée E_{in} valant alors 1,8 J, pour les 2 manipulations.

Le dépassement de cette valeur (1,8 J) provoque l'instabilité de la décharge, jusqu'à sa transformation en arc. C'est la 2^e limite de notre laser. Ceci est dû à la cause déjà énumérée, à savoir que le temps de montée du pulse d'excitation est relativement élevé; l'injection d'une plus grande énergie devant se faire bien plus rapidement que le temps de formation de l'arc.

Energie de sortie en fonction de la pression totale, pour les 2 mélanges 1-1-2 /1-1-3 Recherche de la tension optimale, $C_s = 11 \text{ nF}$; cavité A.

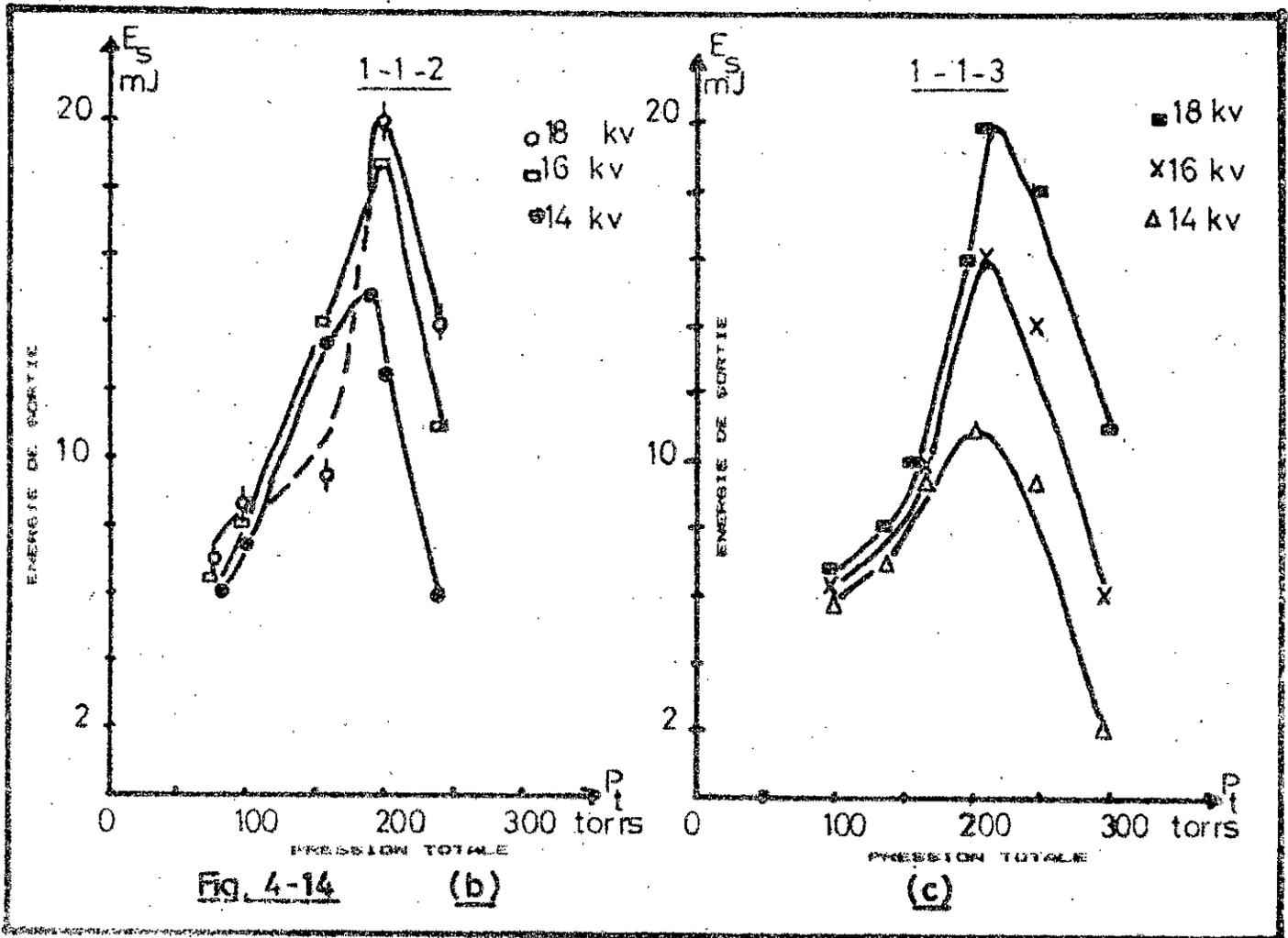
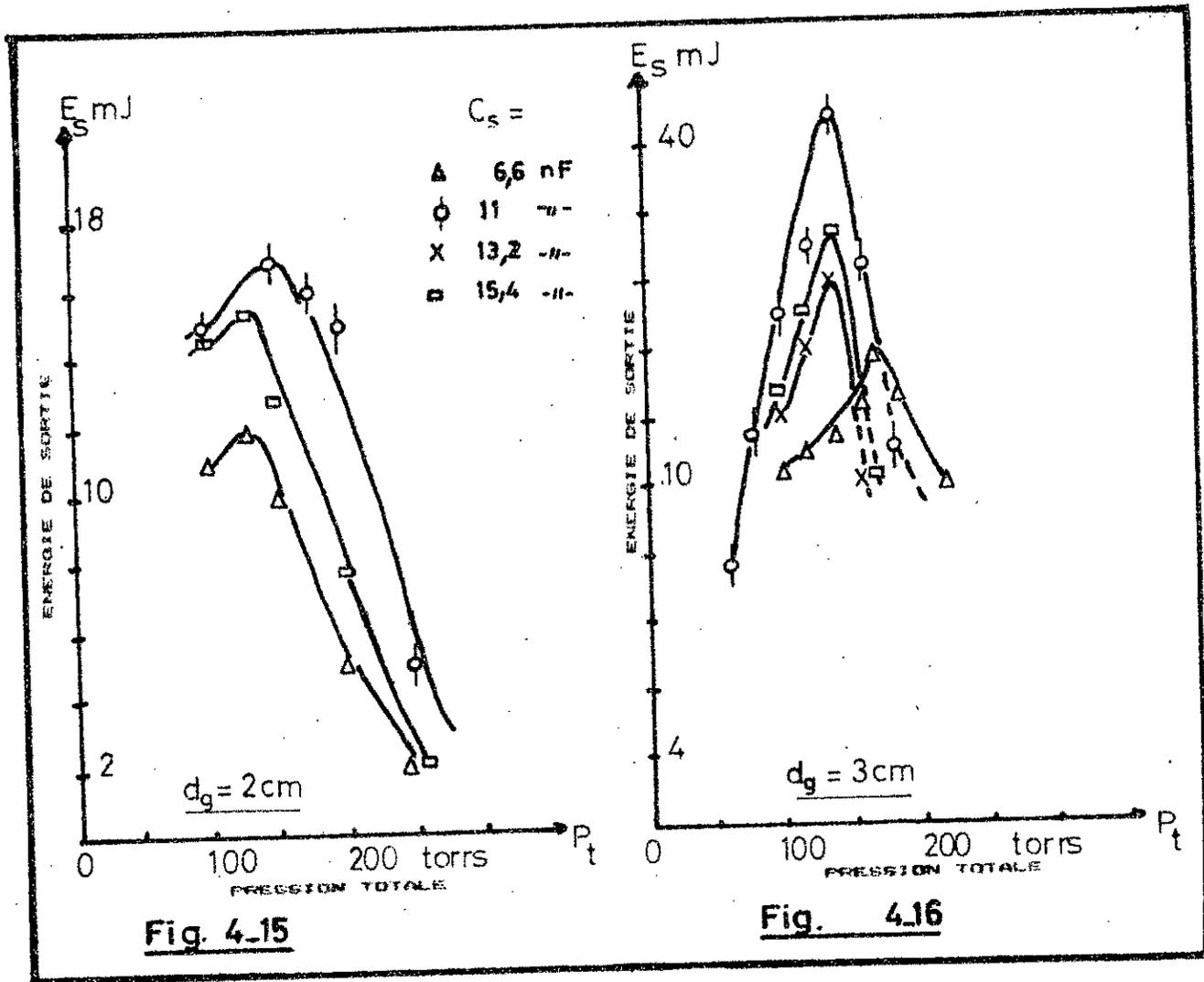


Fig. 4-14

(b)

(c)



Energie de sortie en fonction de la pression totale, et de la capacité de stockage C_s ,
à gauche cavité A, et à droite cavité B.

-c-DISTANCE INTER-ELECTRODES dg .

La variation de la distance anode-cathode de $d_{g1} = 20$ mm (cavité A) à $d_{g2} = 30$ mm (cavité B) a fait doubler l'énergie de sortie, ainsi que la puissance, illustrée en Fig.-4-17- et -4-18-, en page suivante.

Ainsi pour le mélange 1-1-2

pour $d_{g1} = 30$ mm \Rightarrow $E_s = 42$ mJ, c'est à dire 420 Kw.

et pour $d_{g2} = 20$ mm \Rightarrow $E_s = 18$ mJ (180 Kw) à une pression de 140 torrs.

La Fig.-4-18- fait ressortir nettement la multiplication par 2 de la puissance obtenue pour le même mélange.

Nous n'avons pas pu, malheureusement, augmenter la distance anode-cathode au delà de 30 mm, le tube laser nous ayant limité par ses dimensions.

Selon Osttinger [87] l'augmentation de la distance d_g fait passer l'énergie de sortie par un optimum (correspondant chez lui à 40 mm, pour le même système à électrodes discrètes.).

Cette augmentation de l'énergie de sortie laser est due à 2 facteurs:

-augmentation du volume excité du mélange gazeux, passant de 18 cm³ environ à 27 cm³ (multiplication par un facteur de 1,5).

-la décharge est beaucoup plus stable et plus homogène. Ceci est dû au fait que les petits défauts de surface des électrodes, deviennent encore plus petits devant d_g ; et leurs effets, sur la déstabilisation de la décharge deviennent encore moindres qu'ils ne l'étaient auparavant.

.....

**CONCLUSION SUR LES PARAMETRES
DE DECHARGE .**

On a vu ainsi l'importance des 3 paramètres de décharge dans l'optimisation de l'extraction de l'énergie de sortie laser.

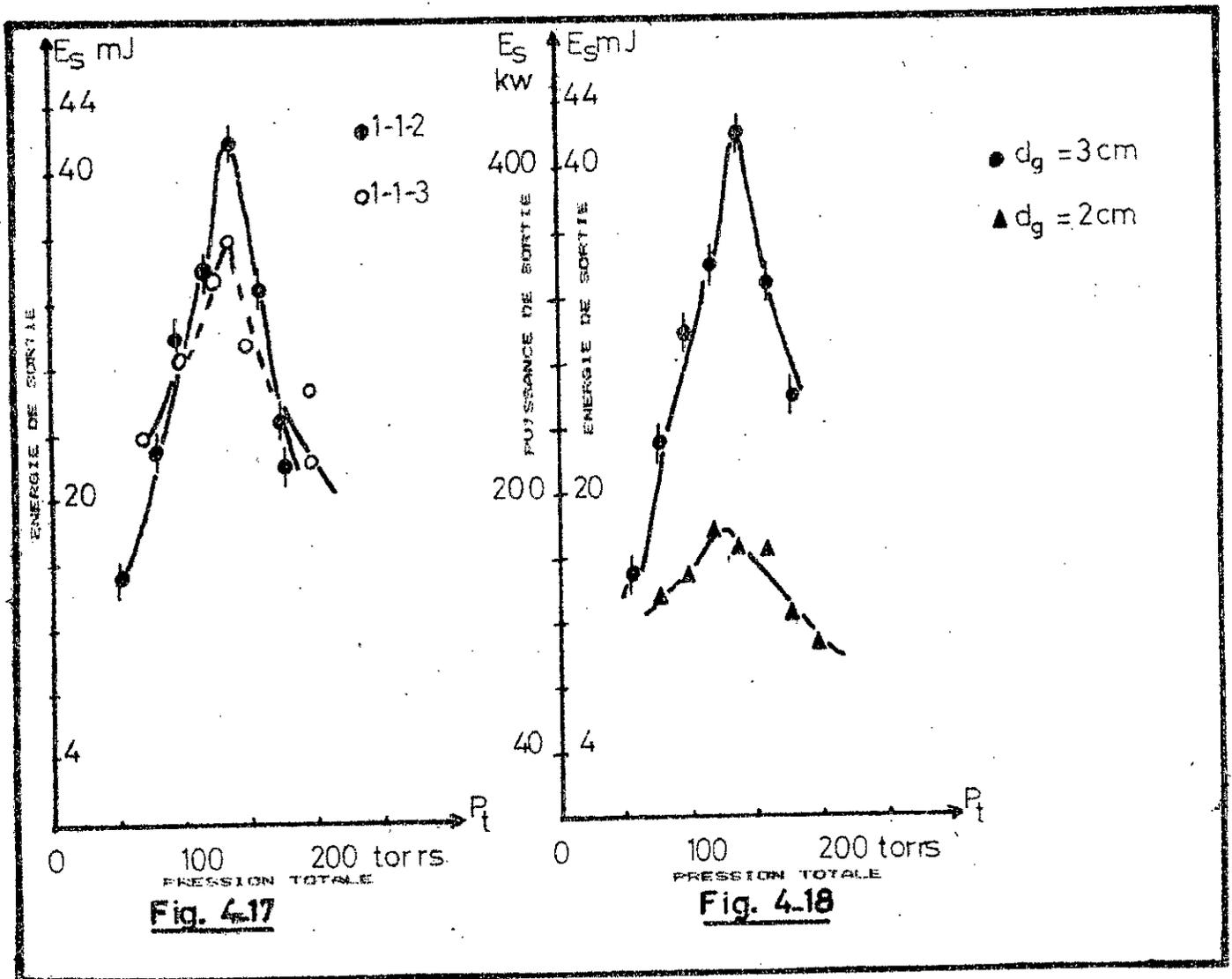
L'injection d'une plus grande énergie d'entrée a permis de doubler l'énergie de sortie. Mais cette opération est conditionnée par la rapidité de montée du pulse d'excitation. Plus le pulse est rapide (temps de montée ≤ 10 ns), plus l'injection d'une grande énergie électrique est possible sans perturbation de la décharge.

Dans notre cas, nous avons été grandement limité, aussi bien par la pression totale opératoire, que par l'énergie électrique d'entrée, et ceci à cause du temps de montée du pulse de tension, qui est de l'ordre de 20 ns.

Le 3^e paramètre de décharge, d_g , est aussi d'une grande importance dans la stabilité de la décharge, et donc de l'extraction d'énergie laser. En effet d_g passant de 20 mm à 30 mm a permis de doubler l'énergie de sortie, et d'obtenir des décharges très homogènes et stables.

Energie de sortie en fonction de la pression totale pour $d_g = 30$ mm pour les mélanges 1-1-2 / 1-1-3, Cavitte interne B

Comparaison des énergies de sorties pour $d_g = 20$ mm (cavitte A) et $d_g = 30$ mm (cavitte B) pour le même mélange 1-1-2.



43-4-CARACTERISTIQUES DU PULSE ET FAISCEAU LASERS

Les manipulations qui suivent, porteront sur l'étude :

- des formes temporelles du pulse laser
- de la forme spatiale du faisceau laser
- et de sa divergence .

La tension sera maintenue à $U = 18 \text{ Kv}$ et la capacité de stockage $C_s = 11 \text{ nF}$.

-a-CARACTERISTIQUES TEMPORELLES :

Nous verrons tour à tour dans cette manipulation, les formes des pulses lasers, l'influence du rapport N_2/CO_2 sur ces formes, la largeur temporelle du pulse, ainsi que son retard au pulse d'excitation électrique.

-1-Comme prévu (chap. III, section 4), on remarque sur les photographies obtenues des pulses lasers, dans notre système, PHOTO N°15 à PHOTO N°20, les 3 caractéristiques du pulse laser dans le temps :

- un premier pulse laser géant
- suivi d'un 2°, et parfois d'un 3° pulse laser, moins énergétique
- ou bien suivi d'une "queue" assez longue.

(pour le mélange 1-1-2, à $P_t = 140 \text{ torrs}$, cavité B).

Rappelons que la génération du 2° pulse laser est dû au phénomène suivant [III] :

La génération du pulse laser géant va égaliser les populations des niveaux lasers supérieurs et inférieurs, extrayant une partie seulement de l'énergie stockée. Or comme le niveau laser bas a un temps de vie beaucoup plus petit que le niveau laser haut, une inversion de population se reproduit juste après la fin du pulse géant, ce qui va donner ce 2° pulse laser, si la cavité est réglée au minimum de pertes. Dans le CO_2 pur, l'énergie du 2° pulse est très petite, et il peut être complètement absent si le résonateur optique comporte suffisamment de pertes.

Quand N_2 est présent, celui ci va aider à augmenter la population du niveau laser supérieur par transfert résonnant d'énergie, et ainsi beaucoup plus d'énergie (souvent plus de 50 %) va se retrouver dans ce 2° pulse laser et dans la "queue" .

-2-Le temps séparant ces 2 pulses lasers d'une même émission, n'est pas fixe pour les mêmes paramètres. Dans notre cas il varie de 0,250 μ s à 2,4 μ s. Il peut aussi arriver que le 2^e pulse laser disparaisse complètement au profit du 1^{er} pulse.

-3-Ce 2^e pulse laser dépend fortement du rapport du taux des concentrations N_2 / CO_2 (Fortin [45]).

En faisant varier ce rapport par rapport à 1, on obtient une variation appréciable de la forme du pulse laser.

Mélange CO_2-N_2-He	CO_2/N_2	
35-35-70	1	PHOTOS N°15 à N°20 .
40-20-60	0,5	PHOTOS N°21 (a), (b), (c) et (d)
20-40-60	2	PHOTOS N°22 (a), (b), (c) et (d)

Dans le premier mélange ($N_2/CO_2 = 1$) où les concentrations de N_2 et CO_2 sont égales, le 2^e pulse laser est pratiquement toujours présent.

Pour le second mélange où le rapport est égal à 0,5, c'est à dire lorsque la concentration de N_2 est de moitié inférieure à celle du CO_2 , on remarque que le 2^e pulse laser arrive moins souvent, est très petit, et il est remplacé souvent par une longue "queue".

Pour le troisième mélange où le rapport est égal à 2, c'est à dire lorsque la concentration de N_2 est 2 fois plus grande que celle du CO_2 , constituant ainsi un important réservoir d'énergie; non seulement le 2^e pulse laser existe toujours, mais il a tendance à s'accoler au 1^{er} pulse laser, l'élargissant ainsi de façon conséquente, confirmant ainsi l'étude faite par A. Girard et Beaulieu (1974) [51] sur l'élargissement du pulse laser TEA- CO_2 .

-4-Durée du pulse laser: Dans le cas du mélange utilisé 1-1-2, la largeur à mi-hauteur du pulse laser est de 100 ns : voir les PHOTOS N°23-(a), (b), et (c) ; ainsi que la PHOTO N°21 (d) . (mêmes résultats que ceux publiés par Girard & Pépin [52]).

Cette durée ne varie pas avec les différents mélanges, ni avec les pressions totales utilisées.

-5- Le délai de temps, entre le début d'application du pulse tension et l'apparition du pulse laser, varie, et ceci pour les mêmes conditions opératoires. Dans les cas que nous avons mesuré, ce délai varie de $1,8 \mu s$ jusqu'à plus de $4 \mu s$.

Laurie & Hale [130] trouvent ce délai égal à $2 \mu s$ à 20 Kv et $0,1 \mu s$ à 70 Kv , diminuant quand la tension augmente.

Pulses lasers, Différentes formes, Mélange 1-1-2.

PHOTO N°15

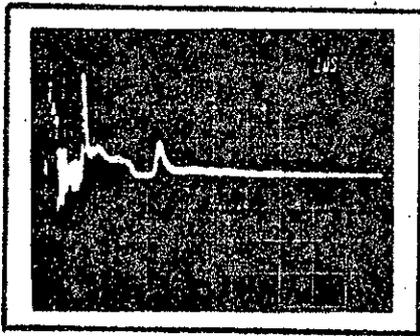


PHOTO N°16

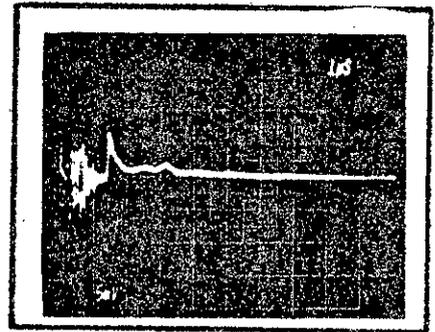


PHOTO N°17

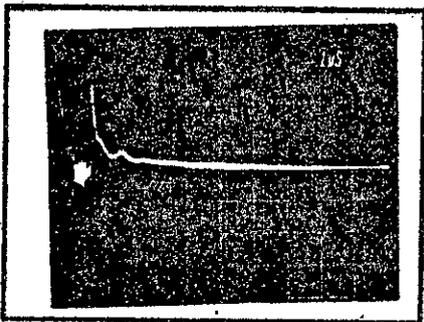
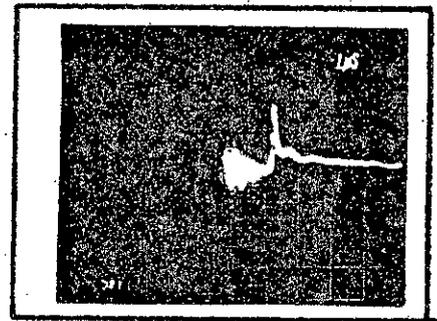


PHOTO N°18



↳ Suite des différentes formes des pulses lasers, Mélange 1-1-2, ↳

PHOTO N° 19

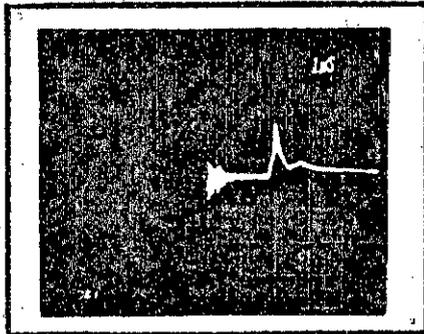
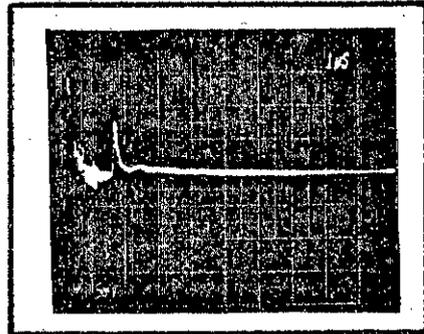


PHOTO N° 20

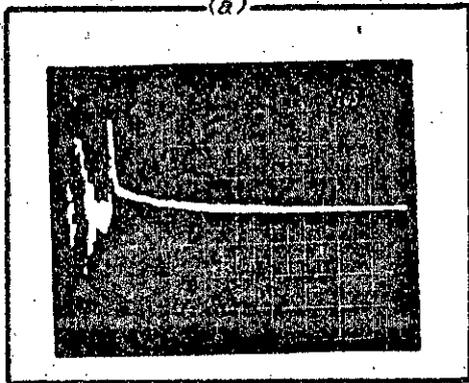


↳ Variations de la forme des pulses lasers ↳

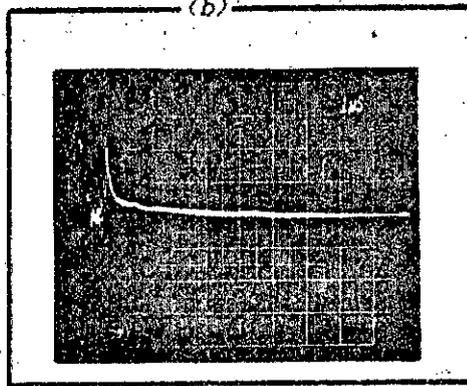
↳ en fonction du rapport N_2/CO_2 ↳

$N_2 / CO_2 = 0,5$... PHOTO N° 21

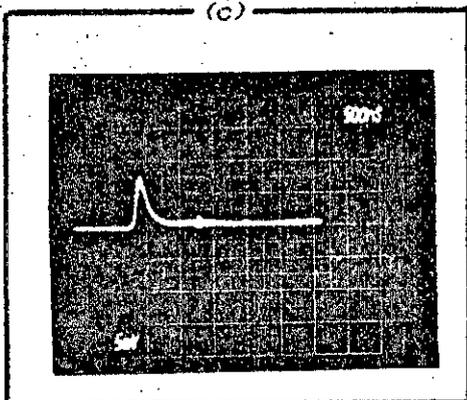
(a)



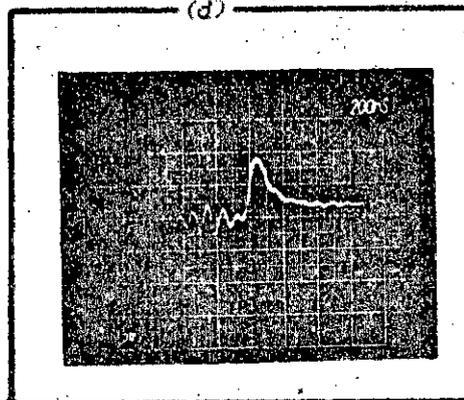
(b)



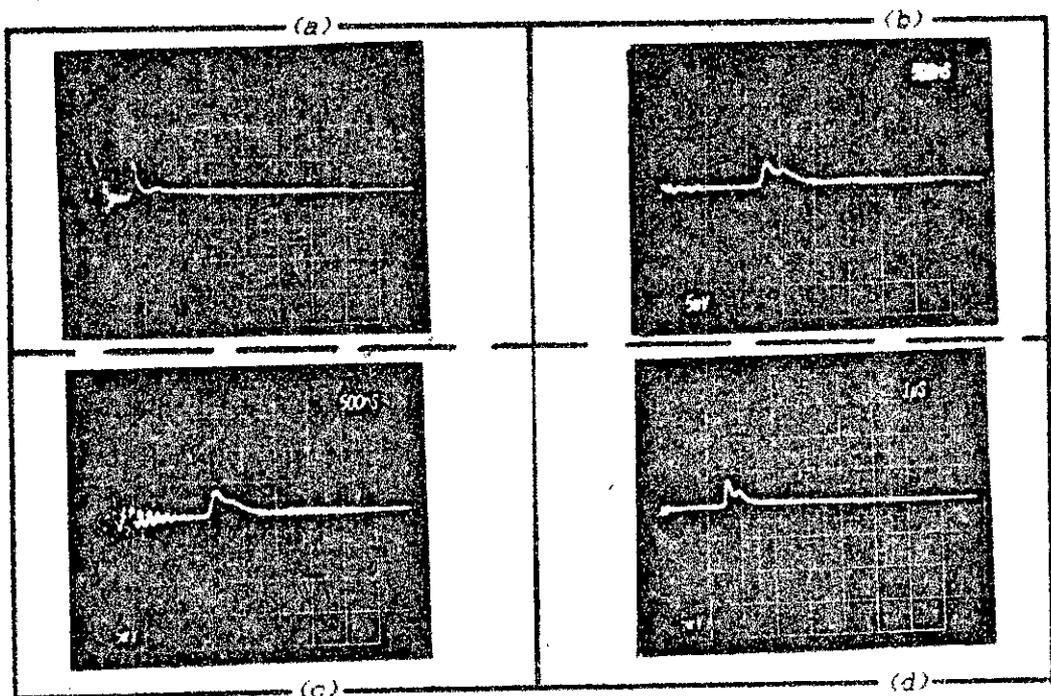
(c)



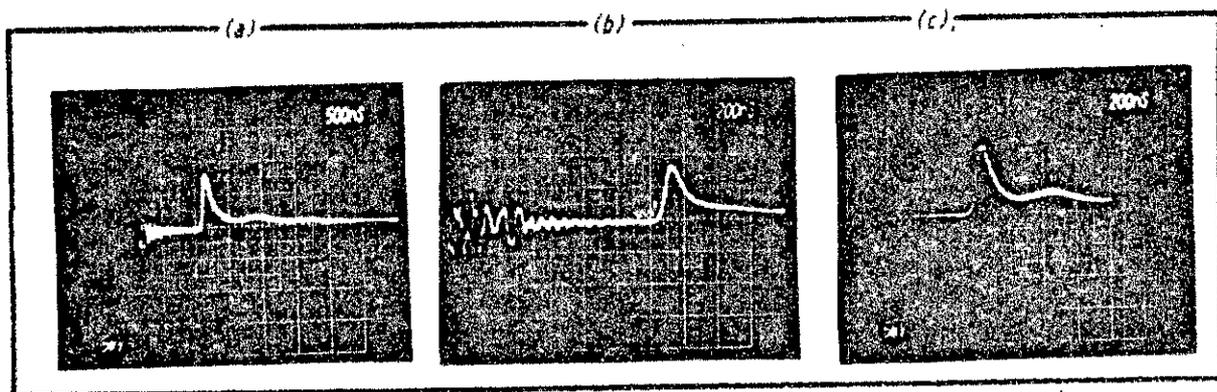
(d)



↓ Variations de la forme des pulses lasers ↓
en fonction du rapport N_2 / CO_2 .
 $N_2 / CO_2 = 2 \dots$ PHOTOS N° 22.



Durée du pulse laser. PHOTOS N° 23.



-b- LOCALISATION ET FORME SPATIALE DU FAISCEAU LASER

Nous examinerons dans cette manipulation les 3 aspects suivants :

- la forme géométrique du faisceau laser TEA
- sa localisation spatiale par rapport aux électrodes
- et les modes obtenus.

La méthode employée est une localisation ponctuelle d'énergie. Elle consiste à faire un balayage systématique et très fin (déplacement par pas de 0,10 mm) du faisceau laser, transversalement sur 2 dimensions X et H (voir plus bas en Fig. -4-19-), grâce à un microjoulemètre GENTEC-ED-100- , devant lequel nous avons placé un écran troué d'un petit orifice ($\phi = 0,5\text{mm}$ grâce à une épingle), et à enregistrer les énergies reçues sur un oscilloscope. On aboutit aux 3 résultats suivants :

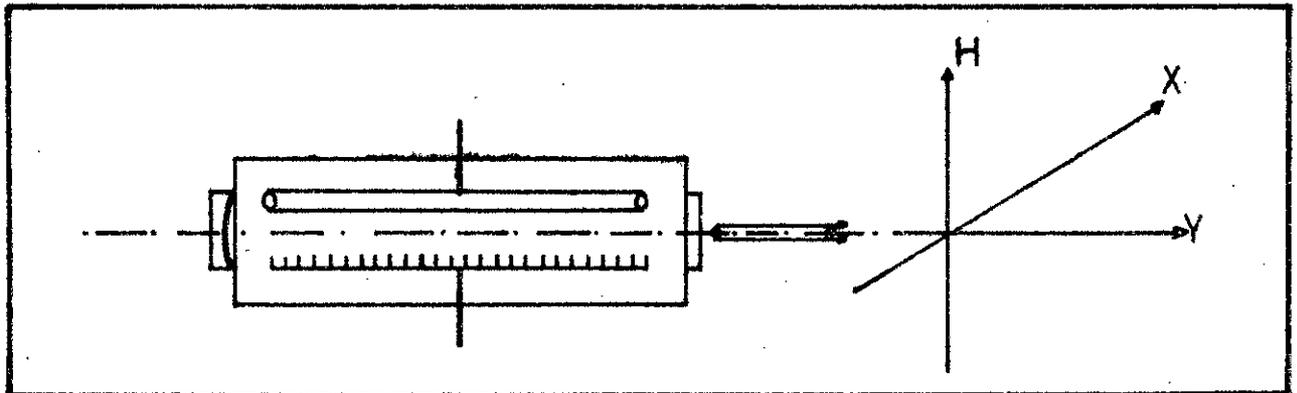


Fig. -4-19-

Balayage du faisceau laser sur les 2 axes X et H.

-1- Le faisceau laser est longiligne, ceci étant dû à la forme de la décharge qui est conique, beaucoup plus haute que large.

Comme on le voit sur la Fig. -4-20- et sur la -PHOTO N° 24-, la section transverse du faisceau laser est légèrement rectangulaire, et dont les dimensions dépendent de la distance anode-cathode. Ainsi pour :

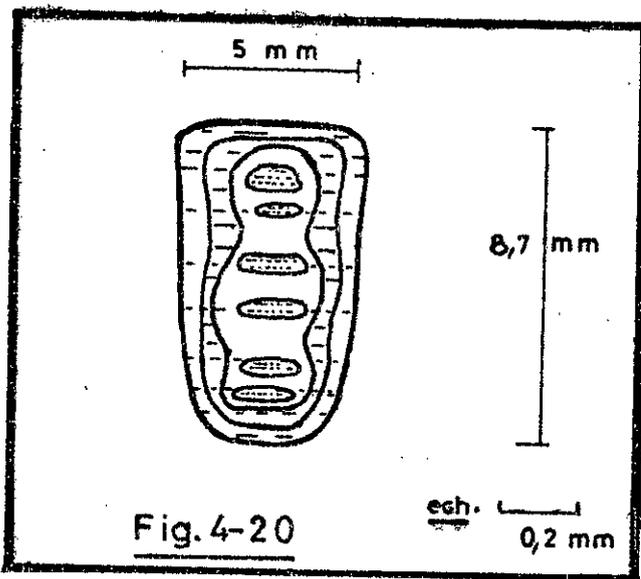
distance anode-cathode	largeur x	hauteur h
$d_{c1} = 15 \text{ mm}$	4 mm	7,5 mm
$d_{c2} = 20 \text{ mm}$	5 mm	8,5 mm
$d_{c3} = 30 \text{ mm}$	6 mm	19 mm

Ces résultats sont conformes avec ceux publiés par Beaulieu [11], où pour une distance inter-électrodes de 4 cm, il trouve un faisceau de section légèrement rectangulaire faisant $5 \times 25 \text{ mm}^2$.

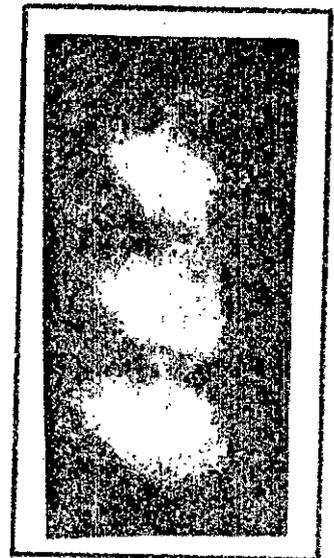
Il y a donc allongement du faisceau laser avec l'augmentation de la distance anode-cathode.

-2-La localisation spatiale du faisceau laser par rapport aux électrodes a été faite pour les 3 distances anode-cathode (15 - 20 - 30 mm). Le résultat est visible en Fig.-4-21-.

On remarque aisément que le centre du faisceau laser se situe approximativement à mi chemin des 2 électrodes : anode et cathode.

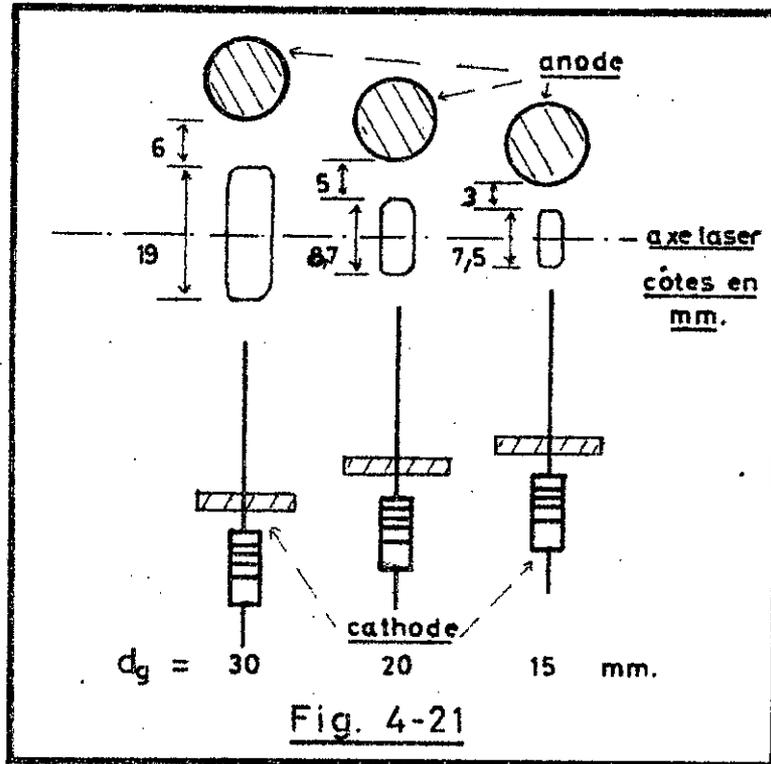


Représentation schématique de la section transverse du faisceau laser obtenu par balayage suivant les 2 axes X et Y, dans ce cas $d_0 = 20 \text{ mm}$, (cavité A)



- PHOTO N° 24-
Photographie d'un impact laser après grossissement. On remarque nettement que c'est le mode TEM_{00} , (cavité A).

Localisation spatiale du faisceau laser
pour les 3 distances interélectrodes.

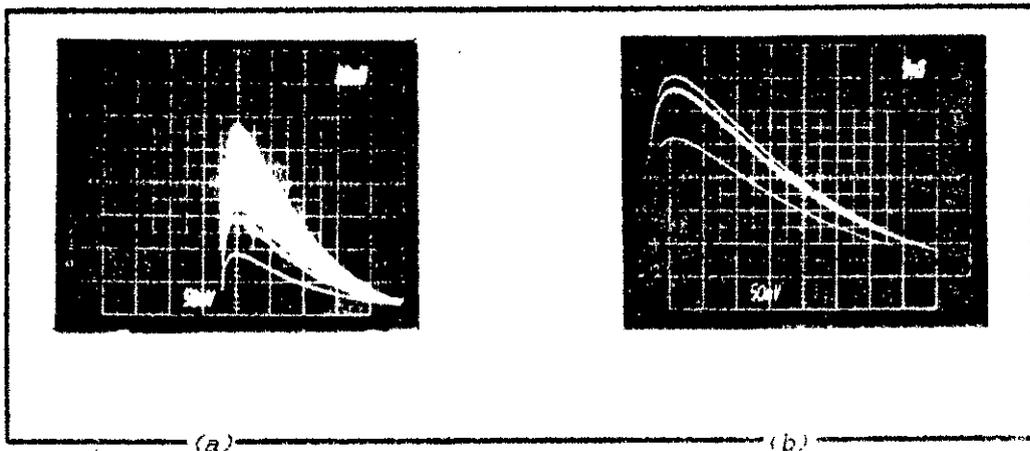


-2-La sortie du faisceau laser est multimode, car aucune précaution n'a été prise pour discriminer un mode particulier.

La -PHOTO N° 24- montre une distribution particulière de l'énergie à l'intérieur du faisceau laser, c'est celle du mode TEM_{30} . Cette photographie a été obtenue par grossissement, grâce à une photoloupe d'un impact laser relevé sur papier sensible.

La présence des modes d'ordres supérieurs est due (Gilbert 1972-[50]) aux inhomogénéités spatiales dans l'inversion de population du laser TEA. Ceci fait que le pulse laser observé est une superposition de plusieurs pulses arrivant à des temps légèrement différents.

D'un autre côté, différemment du cas du mode unique, l'énergie et la forme du pulse laser en opération multimode varient coup par coup, donnant ainsi une dispersion visible en -PHOTO N° 25 (a) et (b). Ceci est attribué aux effets des conditions de pompage non reproductibles sur les temps de formation des modes transverses individuels [50].



-PHOTO N° 25-

Dispersion des pulses énergie laser,
calibre vertical 10 mv = 1 nJ.

-2-DIVERGENCE DU FAISCEAU LASER.

-1-Les résultats de la manipulation précédente ont donné une forme spatiale du faisceau laser légèrement rectangulaire, de dimensions 5 x 9 mm² environ (cavité A), et ceci à 10 cm du miroir de sortie. Ce faisceau laser est multimode.

La même localisation ponctuelle d'énergie a été faite à une plus grande distance du miroir de sortie = 430 cm.

Le résultat est visible en Fig-4-22-, où nous avons là aussi, tracé les courbes extrêmes d'égale énergie. Nous remarquons tout d'abord l'allongement du faisceau laser. Il mesure en effet 75 mm de haut et 25 mm de large.

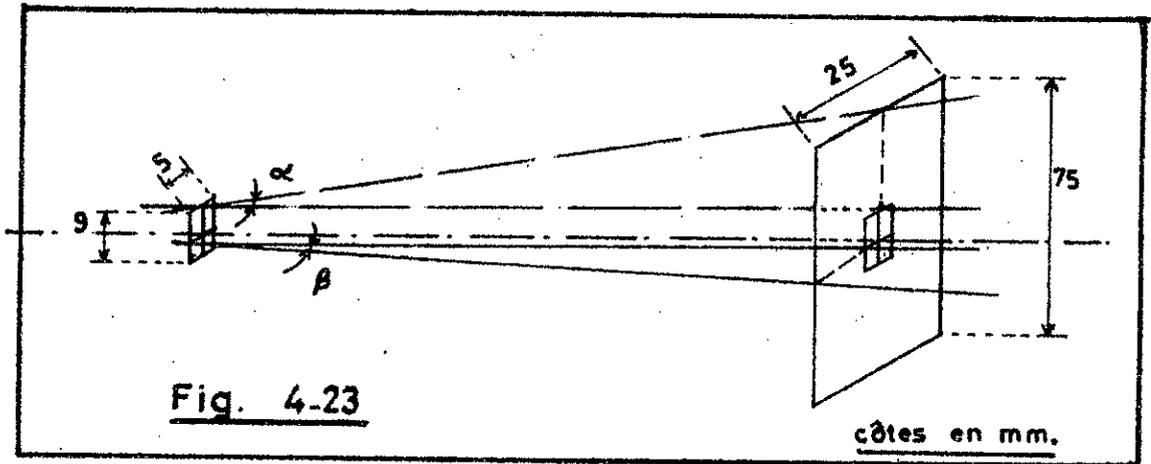
-2-A partir de ces résultats nous pouvons calculer les demi-angles de divergence α et β , en hauteur et en largeur, avec faisceau laser multimode.

$$\text{tg } \alpha = 7,7 \cdot 10^{-3} \quad \Rightarrow \quad \alpha \approx 7,7 \text{ mrad.} \approx 26,4 \text{ minutes.}$$

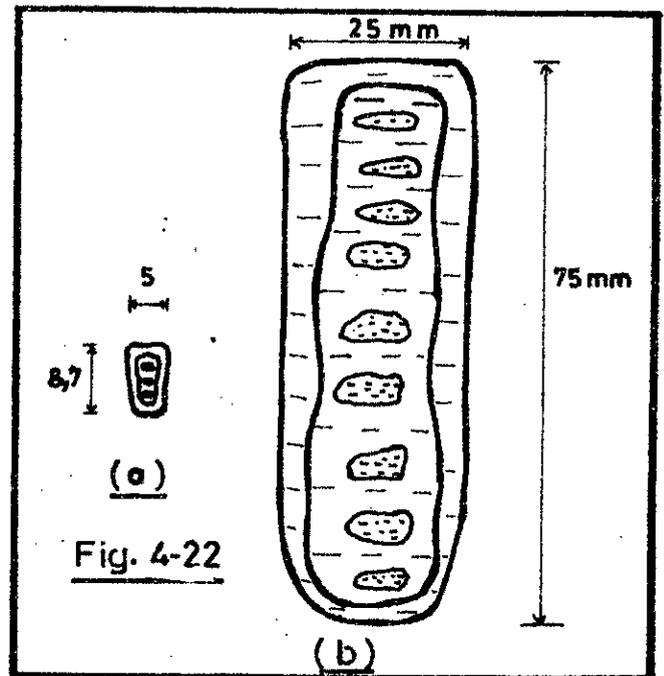
$$\text{tg } \beta = 2,3 \cdot 10^{-3} \quad \Rightarrow \quad \beta \approx 2,3 \text{ mrad.} \approx 8 \text{ minutes}$$

voir plus bas en Fig. -4-23-

Représentation schématique des demi-angles de divergence
 α = verticalement et β = horizontalement, (cavité A)



Représentation schématique du faisceau laser, en grandeur réelle
 en (a) : à 10 cm du miroir de sortie
 en (b) : à 430 cm du miroir de sortie.



-3-A titre indicatif, nous avons mesuré la divergence d'un laser He-Ne commercial type Spectra Physics N° 155, avec une puissance de 0,95 mw émettant en mode unique TEM₀₀, sur la même distance (430 cm.). Le demi-angle de divergence ainsi trouvé est d'environ 1 mrad \approx 3,3 minutes.

De même Girard & Pépin [52] ont mesuré, pour un laser TEA hélicoïdal :

- le faisceau laser à mode unique TEM₀₀ à 18 mètres du laser, et qui est une tâche circulaire de diamètre environ 35 mm.

- la divergence pour ce mode TEM₀₀ et trouvée égale à 1 mrad.

Smith & De Maria [112], pour un laser type Beaulieu, trouvent un angle plein de divergence de $4,5 \times 2,5$ mrad. pour une distance anode-cathode=3cm, toujours pour le mode TEM₀₀.

- o - o - o - o - o - o -

CONCLUSION

Cette étude sur les pulses et faisceaux lasers a abouti à d'importants résultats :

* la forme temporelle du pulse laser : pulse géant suivi d'un 2° ou d'un 3° pulse, ou bien d'une queue, en conformité avec tous les autres résultats décrits en chapitre II, section 4.

* son retard au pulse d'excitation qui varie de 1,8µs à 4 µs.

* sa durée à mi hauteur est de 100 ns.

* l'influence du rapport des concentrations N₂/CO₂ sur la forme du pulse laser est importante. Plus ce rapport est grand (supérieur à 1) plus le pulse laser devient large, absorbant en même temps le 2° pulse.

* la forme spatiale du faisceau laser : légèrement rectangulaire plus haute que large, due à la forme de la décharge conique.

* le centre du faisceau laser se trouve à mi distance des électrodes : anode et cathode.

* la divergence du faisceau laser, en sortie multimode, est relativement importante : 7,7 mrad verticalement, un faisceau de 9 mm de long à la sortie du miroir partiellement transparent, mesurera environ 175 mm de long à une distance de 10 m de ce miroir.

Alors que la forme temporelle des pulses lasers ne dépend pratiquement pas du type d'électrodes utilisées, la forme spatiale et la divergence en dépendent fortement; le type d'électrodes déterminant la forme de la décharge :

-conique dans notre type de laser.

-rectangulaire ou carrée dans le cas des électrodes à profil à champ uniforme (Rogovsky) (voir Fig.-2-11- en chapitre II ,section 2-4).

43-5-FONCTIONNEMENT EN ECOULEMENT

Nous nous sommes aussi intéressés au fonctionnement de ce laser TBA en écoulement. Celui ci se fait longitudinalement; c'est à dire parallèlement à l'axe laser. Nous avons mesuré les pressions à l'entrée du tube laser, et avons fixé celles ci aux valeurs désirées.

L'opération s'est faite pour $U = 18 \text{ Kv}$; $Cs = 11 \text{ nF}$; cavité B. et avec le mélange 1-1-2

-1-Le premier résultat important est la grande stabilité et uniformité de la décharge électrique. Alors qu'en opération scellée, il y a souvent apparition de stries dans la décharge, au bout de quelques dizaines de tirs. La fréquence et le nombre de ces stries, ainsi que leur puissance, dépendent de la conjonction de plusieurs facteurs : pressions totales et partielles, énergie d'entrée, distance inter-électrodes, concentration de O_2 . Ces stries peuvent se développer sous forme d'arcs faibles énergétiquement et qui n'empêchent pas l'effet laser, puis en arcs de plus en plus puissants inhibant l'effet laser.

Bien entendu, ces stries et ces arcs, en opération scellée vont induire 2 effets : - diminution de la puissance recueillie

- dispersion des énergies différents tirs, causée par les instabilités de la décharge : les énergies peuvent varier de 5 à 20 mJ., les faibles énergies étant dues justement à la présence d'un plus grand nombre de stries ou d'arcs pendant le tir. La grande énergie étant obtenue en l'absence de strie ou d'arc.

L'arrivée de l'arc et sa fréquence en opération scellée, sont dues à l'augmentation de la concentration de O_2 au fur et à mesure que le nombre de tirs augmente.

-2-Le 2^e résultat important découlant de l'homogénéité de la décharge est la meilleure reproductibilité des pulses énergie laser. En effet la dispersion des valeurs des énergies des pulses est comparativement plus faible de l'ordre de 10 mJ contre 20 en opération scellée (24 % contre 48 % en scellée).

Mais on a remarqué une légère diminution de l'énergie de sortie en écoulement par rapport à celle obtenue en scellée, pour les mêmes mélanges, et ceci pour les 2 cavités A et B, telle qu'illustrée en Fig -4-25-(a), (b).

Il nous semble que cette diminution de l'énergie en écoulement est due, en grande partie à la vitesse de transit relativement élevée des molécules de gaz dans le tube laser. Le second facteur, à notre avis, est le fait que nous n'avons pas optimisé le mélange gazeux ainsi que la pression totale pour cette opération.

CONCLUSION

Le grand avantage de l'opération en écoulement, tient à 2 choses importantes :

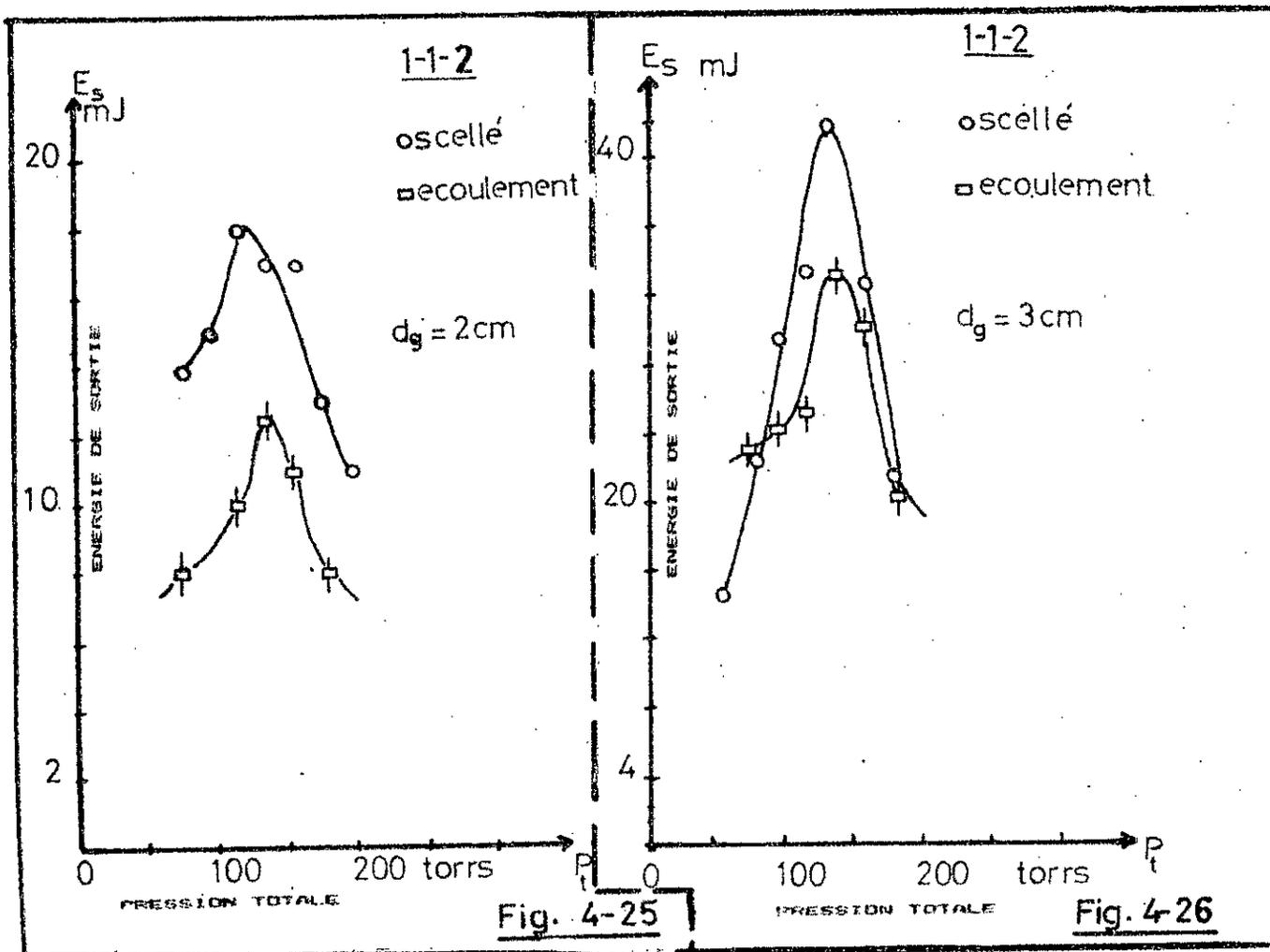
- la grande stabilité et l'homogénéité de la décharge électrique.
- les énergies des différents pulses lasers sont bien moins dispersés qu'ils ne l'étaient en opération scellée.

Fig. -4-25-

(a) (b)
Energie de sortie en fonctionnement en écoulement,
Comparaison avec l'opération en scellée.

Cavité A

Cavité B



4-4-RÉSUMÉ DES PERFORMANCES

En résumé 5 études ont été faites pour caractériser le laser TBA-CO₂ réalisé. Nous indiquerons dans ce qui suit les principaux résultats auxquels nous avons abouti.

-a- Nous avons tout d'abord recherché la variation de l'énergie de sortie en fonction du nombre de tirs et du temps, afin de déterminer l'incertitude sur la mesure opérée.

La manipulation a montré que l'énergie de sortie, 26 mJ (260 Kw), est pratiquement constante pour les 200 premiers tirs, pour les 2 fréquences 1 et 2 Hz (cavité B).

A la fréquence de 1 Hz, le laser délivre encore 15 mJ après 20 mn de fonctionnement, c'est à dire après 1200 tirs.

-b- L'énergie de sortie maximale pour la cavité A, 20 mJ (200 Kw) par pulse, a été obtenue pour les 3 mélanges optimaux 1-1-2 / 1-1-3 / 1-1-4, aux pressions totales respectives 200 ; 220 ; et 250 torrs.

L'importance de l'He a aussi été mise en relief : il existe une concentration optimale de l'He, au delà de laquelle l'énergie de sortie diminue.

-c- L'influence des paramètres de décharge (U, C_s, d_p) a été aussi étudiée. L'augmentation de l'énergie d'entrée par augmentation, soit de la tension appliquée, soit de la capacité de stockage C_s , fait passer l'énergie de sortie laser par un maximum (20 mJ par pulse, c'est à dire 200 Kw/pulse pour la cavité A); l'énergie électrique injectée étant égale à 1,8 Joules ($U = 18$ Kv et $C_s = 11$ nF).

Le dépassement de cet optimum perturbe fortement la décharge jusqu'à la transformer en arc.

Le 3^e paramètre de décharge, la distance inter-électrodes d_p en passant de 20 mm (cavité A) à 30 mm (cavité B), a fait doubler l'énergie de sortie laser, et a donné 42 mJ /pulse, correspondant à une puissance de 420 Kw par pulse. Ceci étant dû à 2 facteurs : augmentation du volume excité (multiplié par 1,5), et homogénéité de la décharge.

-d-3 paramètres vont caractériser la sortie laser : la forme du pulse laser dans le temps, la forme géographique du faisceau laser, et sa divergence.

Le pulse laser obtenu est un pulse géant, a une durée à mi-hauteur de 100 ns, et est suivi par un 2^e et parfois par un 3^e pulse, ou bien par une "queue" assez longue. Nous avons aussi analysé les effets de la variation du rapport des concentrations N_2/CO_2 sur la forme du pulse laser. Lorsque ce rapport est bien plus grand que 1, le pulse laser a tendance à s'élargir, le 2^e pulse laser ayant tendance à s'accoler au premier. Lorsque ce rapport est beaucoup plus petit que 1, le 2^e pulse laser a tendance à disparaître, et une longue "queue" le remplace.

Le faisceau laser obtenu est longiligne, et a une section légèrement rectangulaire de $19 \times 6 \text{ mm}^2$ pour une distance anode-cathode de 30 mm. Le centre du faisceau laser se situe à mi-distance entre anode et cathode. Ce faisceau laser est multimode et contient les modes transverses d'ordres supérieurs.

Ce faisceau laser multimode est caractérisé par une grande divergence surtout verticalement : le demi-angle de divergence est égal à 7,7 mrad.

-e- Le fonctionnement en écoulement a permis d'obtenir 2 avantages importants : une bonne stabilité de la décharge, et une bien plus petite dispersion des pulses lasers en énergie.

-f- Enfin l'efficacité de notre laser est de 2,3 % dans le cas optimal (correspondant à 42 mJ; cavité B) et de 2 % dans le cas courant (correspondant à 36 mJ; cavité B).

4-5-COMPARAISON DES RESULTATS

Nous étant inspiré ,pour réaliser ce travail,d'un certain nombre de travaux publiés,il est nécessaire de comparer certains de nos résultats avec ceux publiés,de souligner les points communs et les divergences.Il faut noter que les articles publiés n'ont pas décrit en détail toutes les caractéristiques,mais ont donné ce qu'ils estimaient l'essentiel.

45-1-TRAVAUX PUBLIES

-1-BEAULIEU 1970 (110 et 111) :inventeur du 1^{er} laser TEA-CO₂.

Les caractéristiques de son système sont les suivantes :

1^{er} SYSTEME

- Nombre de pins (cathode) = 100
- Longueur de décharge = 75 cm.
- Distance inter-électrodes =20 mm
- Pression totale = 760 torrs
- Mélange gazeux : 1,2-1-10
- Cs = 20 nF et U = 17 Kv
- Energie de sortie = 30 mJ

2^{er} SYSTEME

- Nombre de pins = 150
- Longueur de décharge = 1250 mm
- Distance inter-électrodes = 25 mm
- Pression totale = 760 torrs
- même mélange
- Cs = 20 nF ;et U = 25 Kv.
- Energie de sortie = 150 mJ
- Puissance de sortie = 500 Kw
- Largeur du pulse laser = 300 ns

-2-FORTIN 1971 (45).

Il utilise le même système de pins reliées à des résistances de 1 K Ω . Mais il fait varier le nombre de pins de 100 à 750,faisant varier par là la longueur de décharge de 500 mm à 3750 mm;les pins étant espacées de 5 mm.

L'anode est un barreau à section triangulaire dont le plan de symétrie coïncide exactement avec le plan des pins formant la cathode.

La tension appliquée va de 17,5 Kv à 30 Kv;et la distance anode-cathode est fixée à 25 mm.

Le système fonctionne en écoulement (20 l/mm) avec un mélange 1-1-9 et à une pression légèrement inférieure à la pression atmosphérique.

Il obtient les résultats suivants :

-a-La dispersion en énergie autour de la valeur moyenne des pulses lasers est de $\pm 10 \%$.

-b-l'énergie de sortie par pulse ne varie pas de manière appréciable en fonction de la fréquence jusqu'à des fréquences de 5 Hz.

Au delà de cette valeur, l'échauffement du gaz dans la cavité produit une diminution de l'énergie de sortie proportionnelle au taux de répétition avec une sortie nulle pour plus de 25 Hz.

-c-une efficacité totale de 3 % est généralement observée, avec une pointe de 5% dans le cas optimal.

-d-l'action laser laser a été observée sur les branches P seulement avec un maximum pour F_{10} et F_{20} .

-e-en l'absence de N_2 dans le mélange gazeux le 2^e pulse laser est complètement absent.

-f-les caractéristiques du faisceau laser (tr ; durée à mi-hauteur ; et énergie totale) ne varient pas de manière appréciable avec la réflectivité du miroir de sortie dans la gamme considérée (35% à 85 %).

-g-les énergies par pulse, relevées à partir des graphes, correspondant aux mêmes paramètres environ, sont représentées ci après :

Cs nF	U Kv	Nombre de pointes	E _{out} mJ
10	17,5	100	10
10	"	400	20
20	"	100	20
20	"	400	80
30	30	450	325

-4-OHTTINGHR 1973 - (87).

La cathode comporte 100 pins, reliées chacune à une résistance de 1 KΩ 16 w. La distance anode-cathode varie de 2 à 6 cm. La distance entre 2 pins est de 1 cm. La tension varie de 20 à 60 Kv, avec Cs = 12 nF.

La longueur de décharge est de 100 cm.

Pour U = 20 Kv et dg = 4 cm ⇒ E_{out} = 500 Kw.

Pour U = 60 Kv et dg = 4 cm ⇒ E_{out} = 10 Mw.

L'efficacité enregistrée est de 5 à 9 %.

-2-L'influence des pressions partielles et totales, ainsi que celle de l'hélium He, sur l'énergie de sortie laser, est pratiquement la même. Il faut noter que tous les auteurs ont utilisé une concentration d'hélium bien plus élevée que celle utilisée dans notre cas, et ceci à cause de la tension utilisée et de la pression totale, toutes deux bien plus élevées que celles utilisées dans notre cas. Il faut noter aussi que tous les travaux cités opéraient à pression atmosphérique (ou légèrement inférieure) la pression totale optimale dans nos travaux n'a pas dépassé 300 torrs. Car au delà, la décharge est perturbée et évolue rapidement vers l'arc. Ceci constituant la première limite de notre laser.

-3-Les résultats concernant l'influence des paramètres de décharge (U, C_s, d_s) sont conformes à ceux publiés. Dans ce cas aussi il faut noter la 2^e limite de notre laser dans l'injection de grandes énergies d'entrées.

La première et la seconde limite proviennent toutes deux, rappelons le, du temps de montée du pulse d'excitation qui est relativement élevé dans notre cas (≈ 20 ns), de 2 fois plus grand que ceux utilisés.

-4-Quant à la forme temporelle du pulse laser, sa durée à mi-hauteur, sa variation en fonction du rapport N_2/CO_2 , son retard au pulse électrique, tous ces résultats sont classiques et conformes à tous les travaux publiés aussi bien concernant ce type de laser TNA- CO_2 (électrodes discrètes) que les autres types (double décharge ...).

-5-La forme spatiale du faisceau laser obtenu, et sa section, sont aussi en conformité avec les travaux publiés dans ce type de laser en particulier Beaulieu [11].

-6-La divergence relevée (en sortie multimode) dans notre faisceau laser est importante. La comparaison ne peut être faite, dans ce cas, avec les résultats publiés, ceux-ci ayant porté sur la divergence du mode TEM₀₀.

-7-Les résultats positifs obtenus lors du fonctionnement en écoulement, quant à l'homogénéité de la décharge et la meilleure reproductibilité des pulses lasers, ont été soulignés par tous les auteurs.

-8- Enfin l'efficacité de notre système (2,3 %) est pratiquement la même que celles atteintes par les auteurs cités, pour le même type de laser, et les mêmes conditions opératoires environ. Nous avons noté aussi dans le tableau plus haut, les efficacités maximales obtenues pour les conditions optimales, différentes selon les auteurs, mais qui correspondent toutes à des pressions totales de l'ordre de 1 atmosphère et des tensions allant de 45 Kv à 60 Kv.

4-6-LIMITES DU SYSTEME LASER REALISE

Le laser TEA-CO₂ à électrodes discrètes comporte un certain nombre de limites inhérentes au système lui même ,et dont nous noterons les principales :

-1- Tous les auteurs cités ont souligné l'explosion des résistances . Quoique nous n'avons pas eu de telles explosions, à cause des tensions utilisées plus faibles; dans notre cas nous avons remarqué une multiplication des valeurs ohmiques des résistances par un facteur de 500 à 800 (variation aléatoire suivant les résistances) ,et ceci après quelques milliers de tirs. Et le remplacement doit se faire pour toutes les résistances simultanément ,pas pour celle usée ou ouverte seulement. Il y a donc une grande consommation de résistances.

-2- La 2^e limite est le faible volume de gaz excité par rapport à celui présent, donnant par conséquent de faibles énergies de sorties.

-3- La divergence du faisceau laser est relativement importante.

-4- L'efficacité est plus petite que les autres systèmes TEA-CO₂ (qui atteignent facilement 15 %); cette diminution est notamment provoquée par les pertes par effet Joule des résistances électrodes.

-5- Comme la forme de la décharge pin-barreau est approximativement conique, la densité de courant dans ce volume n'est pas constante. L'efficacité du pompage va ainsi varier comme une fonction de position [93].

-6- Cette décharge par électrodes discrètes, va aussi faire avoisiner des régions de gaz chaud (ayant subi la décharge) et des régions de gaz froid. Il en résulte une variation importante de l'indice de réfraction le long de l'axe optique laser, ce qui va causer une dispersion et une diffraction de la radiation laser [129]. La configuration hélicoïdale des électrodes (TEAH) a pu minimiser ces effets, mais des variations résiduelles de l'indice de réfraction ont été observées et qui induisent un effet lentille (convergente ou divergente selon le cas) de grande longueur focale (voir aussi en chap. I , section 22).

-7- Le fonctionnement de ce type de laser en mode TEM₀₀ se fait avec de faibles rendements.

En plus de ces limites inhérentes au système lui même, le laser réalisé a présenté 2 autres limites opératoires: en pression totale et en énergie électrique injectée, toutes deux provenant du temps de montée du pulse d'excitation (≈ 20 ns) qui est trop grand (voir chap. II, section 23).

5-TEA A DOUBLE DECHARGE

Nous avons aussi essayé d'utiliser le système de double décharge qui comporte 2 électrodes principales, bien polies, et ayant un profil à champ uniforme (Rogowsky) et une ou 2 électrodes trigger. Ce système avait été utilisé par Lamberton et Pearson en 1972 [68], et avait donné de bons résultats. Sa description détaillée est située en chapitre I, section 3-2).

Ce système avait donné 2 grandes avantages par rapport au système de Beaulieu. D'abord le volume de gaz excité est bien plus grand (15 à 20 fois plus) d'où une énergie de sortie multipliée par environ 10^2 . Ensuite la décharge obtenue est homogène et stable. Tout ceci est obtenu par les conditions suivantes :

- un temps de montée du pulse d'excitation de l'ordre de 10 ns. (voir chapitre II, section 2-3)

- des électrodes à profil à champ uniforme ou approchant. (voir chapitre II, section 2-4).

- un polissage très fin de ces électrodes, ainsi qu'un bon nettoyage pour enlever toute trace d'impuretés.

- un réglage constant et très fin entre les 2 électrodes principales ainsi qu'entre l'électrode trigger et l'anode.

Mais dans notre cas, ce système n'a jamais pu fonctionner, n'ayant pu obtenir de décharges que sous forme d'arcs puissants et localisés.

Nous avons essayé de recenser les causes qui ont fait obstacle à la production de décharges homogènes et stables, et qui sont à notre avis :

- a-malgré un polissage très fin, l'état des surfaces des électrodes n'était pas régulier.

- b-le pulse d'excitation avait un temps de montée (20 ns) trop grand.

- c-enfin la cavité utilisée était trop petite, limitant beaucoup les possibilités de manœuvre.

Les essais, dans ce cadre, ont pris beaucoup de temps, sans succès. Il est à noter que l'utilisation d'une très faible source radioactive (Cobalt-16) comme préioniseur à l'intérieur de la cavité, a permis d'obtenir quelques décharges homogènes, mais sans aucune reproductibilité .

6-CONCLUSION

Le laser réalisé a donné de bons résultats (décharge, puissance, durée de vie) comparativement aux lasers TEA de ce type.

Il a permis de maîtriser une certaine technologie, de vérifier les règles énoncées dans les chapitres précédents en ce qui concerne les mécanismes de décharge et les conditions à assurer pour obtenir une décharge incandescente et homogène.

Il constitue en fait une première étape dans la technologie des lasers TEA-CO₂. Mises à part les limites déjà énumérées plus haut, le laser a permis d'obtenir des décharges uniformes dans un vaste éventail de pressions (50 à 300 torrs) et de tension (12 à 18 Kv). De même les puissances obtenues sont pratiquement les mêmes ou plus grandes que celles publiées pour les mêmes paramètres (420 Kw). La puissance a été optimisée en fonction des mélanges (1-1-2 / 1-1-3), en fonction de l'énergie électrique injectée (1,8 J pour $U = 18$ Kv et $C_s = 11$ nF), ainsi qu'en fonction de la distance inter-électrodes (30 mm). Le pulse laser obtenu a aussi été étudié temporellement, et spatialement.

Partant des études faites et des résultats auxquels nous avons abouti dans ce travail, il reste à développer la 2^e étape de la technologie des lasers TEA-CO₂, à savoir celle de "double décharge".

PARTIE CINQUIEMME

=====

- ANNEXE A
- ANNEXE B
- INDEX
- MOTS CLES
- BIBLIOGRAPHIE

ANNEXE A

MODELE ELABORE DE LEVATTER [73]

INHIBITION DE L'ARC STREAMER

- PLAN :
- 1-Analyse de la phase formative,
 - 11-Evaluation du rayon de la tête de l'avalanche,
 - 12-Evaluation du champ de charges d'espace,
 - 13-Longueur critique et rayon critique,
 - 2-Critères pour la formation d'avalanches homogènes,
 - 21-Densité de préionisation minimale requise,
 - 22-Temps de montée t_r requis en l'absence de toute source de préionisation
 - 3-Résumé et conclusion .
-

Ce modèle va prendre en considération les 3 éléments suivants, qui ont été négligés dans le modèle de Palmer [92] :

- * le champ électrique appliqué a un temps de montée fini t_r .
- * le pulse de tension peut subir des déformations.
- * la densité d'électrons dans tout le volume de décharge n'est pas forcément uniforme.

Avec ces 3 paramètres importants, Levatter [73] va essayer de donner des estimations de la densité minimale de préionisation pour la formation d'avalanches homogènes. Ceci nécessitera une analyse détaillée de la phase formative d'une décharge, et l'évaluation tour à tour du champ de charges d'espace, et du rayon critique de la tête de l'avalanche. Partant de là, il aboutit à l'élaboration de 2 critères pour la formation d'avalanches homogènes, à savoir une estimation de la densité minimale de préionisation et une condition sur le temps de montée du pulse d'excitation HT.

1-ANALYSE DE LA PHASE FORMATIVE D'UNE DECHARGE EN PRESENCE DE PREIONISATION ET DE TEMPS DE MONTÉE t_r DU PULSE HT .

Le problème est de trouver :

- le rayon critique de la tête de l'avalanche
- la densité d'électrons de préionisation à fournir pour obtenir des décharges homogènes et stables.

1-1-EVALUATION DU RAYON DE LA TÊTE DE L'AVALANCHE

Quand le temps de montée t_r est fini, une analyse complète doit inclure la phase de préavalanche. Si le pulse de tension est tel que l'intensité du champ électrique demeure inférieure au seuil disruptif $(E/n)_0$ pendant des périodes de temps trop grandes, alors la région spatiale près de la cathode va s'appauvrir de plus en plus en électrons libres, précédemment introduits par processus de préionisation, et va conduire au développement d'une décharge d'avalanches non uniformes.

La phase de préavalanche peut être analysée, en considérant la situation dans laquelle le champ électrique à l'intérieur du volume de décharge, de manière simplifiée, augmente linéairement avec le temps jusqu'à une certaine valeur maximale E_m avant qu'il ne retombe vers la valeur de seuil E_0 ou plus bas, c'est à dire

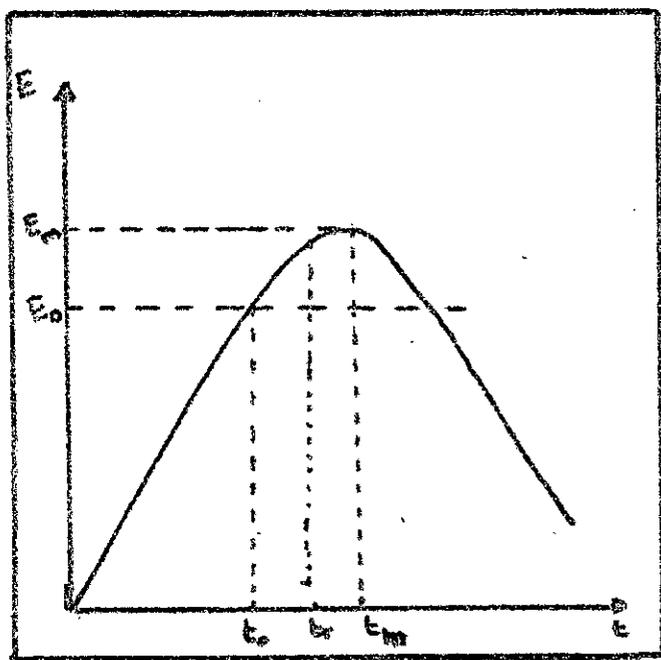


Fig.-A-1-

Schéma simplifié de l'évolution du champ électrique dans le temps.

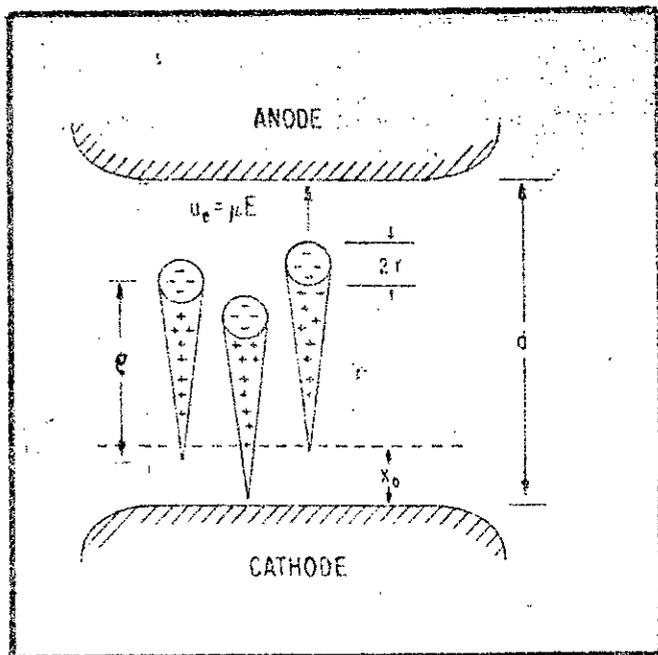


Fig.-A-2-

Diagramme schématisant les positions relatives des avalanches primaires prenant leur origine des 2 côtés de la région appauvrie "x₀".

c'est à dire que l'on a :

$$E = E' \cdot t \quad \text{avec} \quad E' = \text{constante} \quad (2-15)$$

et ainsi $E_M = E' \cdot t_M > E_0$

Ceci est une approximation raisonnable pour le temps de montée du champ électrique, pour un grand nombre de lasers à décharges rapides, tels que les TEA-CO₂.

Durant la montée linéaire du champ électrique appliqué, la vitesse des électrons "u_e" va aussi croître avec le temps. Elle est liée [73] à la mobilité des électrons μ par la relation :

$$\mu = \frac{u_e}{E}$$

et où μ est inversement proportionnel à la densité moléculaire n₀

Ainsi la trajectoire moyenne des électrons libres est gouvernée par l'équation :

$$\frac{dx}{dt} = u_e = \mu \cdot E = \mu \cdot E' \cdot t \quad (2-16)$$

Par intégration de cette équation, on peut rapidement déterminer l'épaisseur de la région appauvrie en électrons, près de la cathode, à la fin de la période de préavalanche, c'est à dire $0 < t < t_0 = E_0/E'$

$$x_0 = \int_0^{t_0} \mu \cdot E' \cdot t \cdot dt = (1/2) \mu \cdot E' \cdot (t_0)^2$$

comme $E' = \frac{E_0}{t_0}$ \Rightarrow $x_0 = \frac{1}{2} n \cdot \mu \cdot \left[\frac{E}{n} \right]_0^{t_0} \quad (2-17)$

Une fois que la valeur de (E/n) dépasse (E/n)₀, seuil disruptif, les avalanches commencent à prendre forme.

Telles qu'illustrées en Fig.-A-2-, certaines de ces avalanches peuvent avoir pris naissance dans la région déficiente en électrons près de la cathode, et d'autres dans la seconde région.

Si la densité des électrons libres à l'intérieur de "x₀" est très basse, alors la séparation longitudinale des avalanches primaires individuelles (c'est à dire le long de la propagation de l'avalanche) peut être considérée du même ordre que "x₀".

L'étendue latérale de chaque trajet d'avalanche, d'un autre côté, dépend principalement de la diffusion des électrons secondaires autour du centre de la tête de l'avalanche.

Ainsi, si nous considérons que N_0 est le nombre total des électrons libres dans l'avalanche après un temps écoulé $\Delta t = t - t_0$ à partir de l'instant d'initiation, et si nous supposons que le processus de diffusion est symétrique et sphérique, alors la distribution radiale de la densité des électrons libres va être donnée approximativement par [73] :

$$n_e(r, \Delta t) = \frac{N_0}{\pi^{3/2} R^3} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{R^2}\right) \quad (2-18)$$

avec R = rayon gaussien instantané de la tête de l'avalanche.

La longueur "l" du trajet de l'avalanche, définie comme la distance entre le centre instantané de la tête de l'avalanche et le point d'initiation, peut être calculée à partir de l'équation (2-16) :

$$l = \int_{t_0}^t \mu \cdot E' \cdot t' \cdot dt' = \frac{1}{2} \mu \cdot E' \cdot (t^2 - t_0^2) \quad (2-19)$$

or la valeur moyenne des vitesses des électrons u_e est égale à \bar{u}_e telle que :

$$\bar{u}_e = \mu \cdot E' \cdot (t_0 + \frac{1}{2} \Delta t) \quad (2-20)$$

et $l = \bar{u}_e \cdot \Delta t$ (2-21)

[car $\langle t \rangle = \frac{1}{t - t_0} \int_{t_0}^t t \cdot dt$]

$$\langle t \rangle = \frac{1}{2(t - t_0)} (t^2 - t_0^2) = \frac{1}{2} (t + t_0) = (t_0 + \frac{\Delta t}{2})$$

et $\bar{u}_e = \mu \cdot E' \cdot \langle t \rangle$]

Ainsi Levatter obtient, à partir des équations précédentes (2-18 ; 2-19 ; 2-20 ; 2-21) la formulation du rayon instantané de la tête de l'avalanche considéré comme gaussienne.

$$R = (2 D \cdot \Delta t)^{1/2} = \left[\frac{2 C_0}{3 \mu_0} \cdot 1 \cdot \lambda \right]^{1/2} \quad (2-22)$$

avec $D = (1/3) \lambda \cdot C_0 =$ valeur moyenne du coefficient de diffusion effective.

λ = libre parcours moyen de l'électron

C_e = vitesse thermique moyenne de l'électron pendant le temps Δt .

Dr Palmer avait considéré que le rayon de la tête de l'avalanche, après que celle-ci se soit propagée d'une longueur "l", était sphérique et pouvait s'écrire comme :

$$r = (l, \lambda)^{1/2} \quad (\text{voir équation 2-5})$$

Le rayon R (en 2-22) de la tête de l'avalanche après sa propagation sur une distance l, proposé par Levatter, diffère donc de r d'un facteur correctif égal à

$$\left[\frac{2 C_e}{3 u_e} \right]^{1/2}$$

Le rayon r considéré par Palmer est en fait plus petit que R d'un facteur de l'ordre de 6,6 ; pour les mêmes conditions opératoires ; à savoir $(E/n) = 1,6 \cdot 10^{-20} \text{ V.m}^2$ et où $\tilde{u}_e = 2 \cdot 10^4 \text{ m/s}$. à une pression de 1 atm. (A noter que ce facteur correctif est variable suivant les gaz du mélange, ainsi que du champ électrique appliqué.).

La densité de préionisation minimale, telle qu'estimée par Palmer et qui varie en raison inverse de R^3 , va donc être plus grande d'un facteur de 300 fois plus, en première conclusion.

1-2-EVALUATION DU CHAMP DE CHARGES D'ESPACE

Tel qu'il est mentionné plus haut, et à cause de l'immobilité relative des ions positifs, une séparation continue des porteurs de charges positives et négatives le long de la direction du champ électrique appliqué, va prendre place durant le processus d'avalanche. Une détermination correcte du champ de charges d'espace va donc requérir une prise en compte détaillée de la distribution spatiale des ions positifs aussi bien que des électrons libres.

Cependant dans le but d'établir une expression analytique de la grandeur instantanée du champ de charges d'espace autour de la tête de l'avalanche, on peut négliger les ions positifs et considérer seulement les contributions de la distribution symétrique des électrons (équation 2-18)

$$n_e(r, \Delta t) = \frac{N_0}{\pi^{3/2} R^2} \exp\left(-\frac{r^2}{R^2}\right) = \text{distribution radiale}$$

de la densité des électrons libres.

A partir des équations de Poisson, on obtient le potentiel électrostatique causé par cette distribution $\psi(r, \Delta t)$, par lequel nous obtenons directement l'expression du champ de charges d'espace [Levatter 73]

$$E_r = |\text{grad } \psi| = \frac{e \cdot H_0}{4 \pi \epsilon_0 R^2} F\left(\frac{r}{R}\right) \quad (2-23)$$

où $F(r/R)$ est une équation sans dimension, qui dirige la variation de E_r suivant la coordonnée radiale (r/R) à tout instant donné.

Ainsi suivant les grandes valeurs (relativement à l'unité) ou les petites valeurs de (r/R) , la fonction $F(r/R)$ peut être approximée par 2 séries, de manière asymptotique, :

• pour $(r/R) < 1 \Rightarrow \Rightarrow \Rightarrow$

$$F_m(r/R) = \frac{4}{3\pi^{1/2}} \cdot \frac{r}{R} \left[1 - \frac{3}{5} \left(\frac{r}{R}\right)^2 + \frac{3}{14} \left(\frac{r}{R}\right)^4 + \dots \right] \quad (2-24)$$

•• pour $(r/R) > 1 \Rightarrow \Rightarrow \Rightarrow$

$$F_m(r/R) = \frac{1}{(r/R)^2} \left[1 - \frac{2 \exp(-r/R)^2}{\pi^{1/2}} \cdot \left(\frac{r}{R} + \frac{1}{2(r/R)} - \frac{1}{4(r/R)^3} + \dots \right) \right] \quad (2-25)$$

Ainsi, en progressant à partir du centre de la tête de l'avalanche, c'est à dire $(r/R) = 0$ (pour $r = 0$), le champ de charges d'espace va augmenter linéairement avec (r/R) jusqu'à atteindre un maximum, puis va décroître en raison inverse de $\frac{1}{(r/R)^2}$ aux grandes distances.

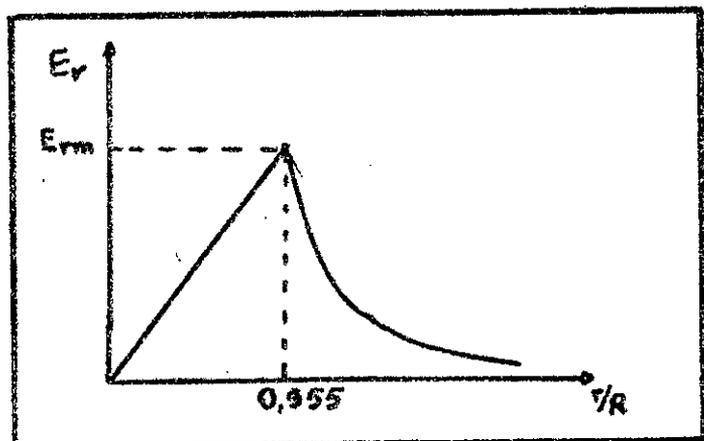


Fig.-A-3-

Représentation schématique de la variation du champ de charges d'espace, avec la coordonnée radiale (r/R) .

La valeur maximale de $F(r/R) = 0,428$ est localisée à $(r/R) = 0,955$.

En partant d'un électron primaire simple à $l = 0$, le nombre d'électrons total dans la tête de l'avalanche, N_0 , à une distance l est donné par la formule de Townsend (1271) :

$$N_0 = \exp. \left(\int_0^l \alpha(l') \cdot dl' \right) \quad (2-26)$$

(à rapprocher avec l'équation 2-9 en chap. II)

où α = premier coefficient d'ionisation de Townsend, qui, ici, est fonction de l .

Au maximum de $(r/R) = 0,955$ le champ de charges d'espace est maximal et s'écrit :

$$E_{\text{ERM}} = (K/l) \cdot \exp. \left[\int_0^l \alpha(l') \cdot dl' \right] \quad (2-27)$$

$$\text{où } K = 0,511 \cdot \frac{e \cdot \bar{u}_e}{\epsilon_0 \cdot \lambda \cdot C_0} \quad (2-28)$$

obtenue d'après les équations 2-22 / 2-23 / 2-26.

1-3-LENGUEUR CRITIQUE ET RAYON CRITIQUE

En égalisant le champ de charges d'espace avec le champ électrique appliqué, on obtient alors la formulation de la longueur critique d'avalanche requise pour l'initiation de la disruption par effet streamer :

$$\begin{aligned} E_{\text{ERM}} &= E_0 \\ \Rightarrow \exp \int_0^{l_c} \alpha(l') \cdot dl' &= E_0 \cdot (l_c / K) \\ \Rightarrow \int_0^{l_c} \alpha(l') \cdot dl' &= \log (E_0 / K) + \log (l_c) \end{aligned} \quad (2-29)$$

Ainsi pour $(E/n) = 1,6 \cdot 10^{-20}$ v.m². pour un mélange à forte prédominance d'He, on obtient en unités MKS :

$$\log (E_0 / K) = 23,5 \text{ et ainsi } \int_0^{l_c} \alpha(l') \cdot dl' = 23,5 + \log (l_c) \quad (2-30)$$

On remarque que si on pose $l_c = d$ et si on considère $\alpha = Cste$ on obtient le critère de Rather pour la disruption streamer, mais légèrement modifié comme suit :

$$\alpha \cdot d = 23,5 + \log d \quad (2-31)$$

La différence est une petite constante additive ; elle est due aux différences des propriétés électrochimiques des gaz considérés, la formule de Rather ayant été établie pour l'air.

Quand le champ électrique appliqué est augmenté linéairement avec le temps durant la phase formative de l'avalanche, le premier coefficient de Townsend, α , dans la tête de l'avalanche, va varier rapidement avec la valeur instantanée de (E/n) , d'une manière qui dépend sensiblement des propriétés électrochimiques du mélange gazeux. Comme α dépend de (E/n) il peut, lui aussi être approximé par un polynôme.

Levatter aboutit à la formulation du rayon critique de la tête d'avalanche, c'est à dire au moment où le champ de charges d'espace est maximal, c'est à dire quand

$$(r/R) = 0,955$$

$$r_c = 0,955 \cdot R = 0,955 \left[\frac{2 \cdot C_e}{3 \cdot U_a} \lambda \cdot l_c \right]^{1/2} \approx (40 l_c \cdot \lambda)^{1/2} \quad (2-32)$$

2-CRITERES POUR LA FORMATION D'AVALANCHES HOMOGENES

Avec les résultats obtenus au paragraphe précédent concernant la longueur critique, le rayon critique de la tête d'avalanche, et le champ de charges d'espace, nous allons essayer d'établir les critères pour inhiber le streamer.

2-1-DENSITE DE PREIONISATION MINIMALE REQUISE

Tel que mentionné plus haut, Palmer avait proposé que si la densité initiale d'électrons libres n_{e0} à l'intérieur du volume de décharge, due à la préionisation, est suffisante au moment où le pulse HT est appliqué (avec $t_r = 0$) alors la haute densité d'avalanches primaires générées par ces électrons de préionisation, va automatiquement uniformiser et égaliser les champs de charges d'espace, car les têtes d'avalanches voisines vont se recouvrir les unes les autres, aboutissant à l'affaiblissement des gradients locaux des champs de charges d'espace.

Si nous considérons qu'un trajet d'avalanche est généré par tout électron de préionisation, alors la valeur minimale de préionisation " n_{e0} ", requise pour inhiber la formation du streamer durant la phase formative, est donnée simplement par la condition : que la distance moyenne initiale entre les électrons libres, c'est à dire $(n_{e0})^{-1/3}$, doit être plus petite que le rayon critique " r_c " défini par Palmer à l'équation (2-12) (en chap. II), c'est à dire

$$(n_{e0})^{-1/3} < r_c$$

Cependant à cause du temps fini de montée du pulse HT appliqué t_r , la dérive des électrons, induite par le champ, loin de la cathode durant la période de préavalanche, va faire que la densité d'électrons n_{e0} n'est plus uniforme spatialement : une région appauvrie en électrons près de la cathode et d'épaisseur x_0 , et une région riche en électrons près de l'anode d'épaisseur $(d - x_0)$.

En définissant une densité moyenne de préionisation (\bar{n}_{e0}) alors la densité d'électrons libres dans la région appauvrie, à l'intérieur de x_0 , va être inférieure à (\bar{n}_{e0}) .

Par conséquent, un critère plus approprié de la densité de préionisation adéquate pour l'inhibition du streamer partout dans l'espace gazeux, durant la phase formative, va être corrigé comme suit :

$$\frac{1}{(\bar{n}_{e0})^{1/3}} < r_c \quad \text{ou bien} \quad (\bar{n}_{e0}) > (r_c)^{-3} \quad (2-33)$$

La redistribution réelle des électrons de préionisation à l'intérieur de x_0 , ainsi que la valeur moyenne (\bar{n}_{e0}) au moment de l'initiation de l'avalanche, seront bien sûr, déterminées par les effets combinés de plusieurs facteurs, notamment :

- la génération d'électrons par la source de préionisation
- la diminution du nombre d'électrons par l'attachement aux molécules de gaz
- la recombinaison à la surface cathodique
- le mouvement des électrons dû à la dérive et à la diffusion.

Si on ajoute à tout ceci que la source de préionisation n'est pas constante jusqu'au moment de l'initiation de l'avalanche, alors on comprend toute la complexité du problème posé et qui demande alors des outils plus puissants que ceux que nous avons employés, et qui sortent du cadre de cette étude. Il y a donc nécessité de fixer certains paramètres arbitrairement

On considère donc que la source de préionisation a une intensité pratiquement constante jusqu'au moment de l'initiation de l'avalanche t_0 . On considère aussi que la valeur moyenne de \bar{n}_{e0} à l'intérieur de x_0 va demeurer à un niveau de 2 ou 3 fois inférieure à celle existante, dans la région non appauvrie $(d - x_0)$, c'est à dire n_{e0} .

Ceci peut être étudié dans une analyse plus détaillée des variations temps - espace de la densité des électrons libres dans la couche appauvrie " x_0 ".

La détermination d'une valeur précise de \bar{n}_{e0} est bien compliquée. Et en l'absence d'informations détaillées, Levatter pose simplement que :

$$\bar{n}_{e0} = (1/3) n_{e0}$$

densité moyenne _____ † † _____ densité à fournir

et ceci pour tous les cas comportant une source de préionisation maintenue constante au delà de t_0 .

En ce point ,il est important de noter [73] que personne encore (1980) ne connaît réellement de très près ,comment les trajets des avalanches primaires adjacentes se recouvrent mutuellement de telle façon à inhiber la formation du streamer .

Par conséquent le choix de "r_c" comme distance de séparation moyenne critique entre les électrons de préionisation,dans le critère de Palmer, et dans notre critère modifié, a été pris tout à fait arbitrairement.

A cause de la dépendance cubique de (n_{eo}) et (ñ_{eo}) avec la dimension linéaire qui mesure le degré réel de recouvrement des têtes d'avalanches pour l'inhibition demandée,un facteur d'incertitude de 2 sur cette dimension linéaire ,doit conduire à un facteur d'incertitude de 8 dans ñ_{eo} requise.

Ainsi une estimation imprécise du rapport n_{eo} sur ñ_{eo} (de 2 ou 3) ne conduit pas à une erreur significative quand elle est comparée avec l'incertitude de départ comprise dans l'établissement du critère de l'équation :

$$\dot{n}_{eo} < (r_c)^{-3} \quad (2-33)$$

Le critère d'une préionisation adéquate devient alors :

$$\dot{n}_{eo} > (n_{eo})_{min} \quad (2-34)$$

où l'on définit alors une autre densité (n_{eo})_{min} = qui est la densité minimale de préionisation à fournir à l'intérieur de la couche appauvrie , x_o , en électrons,de telle façon à inhiber le streamer à l'intérieur de la couche appauvrie.

Si cette densité existe ,à l'intérieur de x_o ,alors elle n'en sera que plus grande à l'intérieur de la région (d - x_o) ,et on aura ainsi :

$$(n_{eo})_{min} = (r_c)^{-3} = (40 l_c \lambda)^{-3/2} . \quad (2-35)$$

Les calculs expérimentaux de Levatter, faites à partir des mesures de densités d'électrons,aboutissent au tracé de la Fig.-A-4- ,où sont représentés le produit (n_{eo})_{min} . (P/P₁)^{-3/2} ainsi que le taux de multiplication électronique :

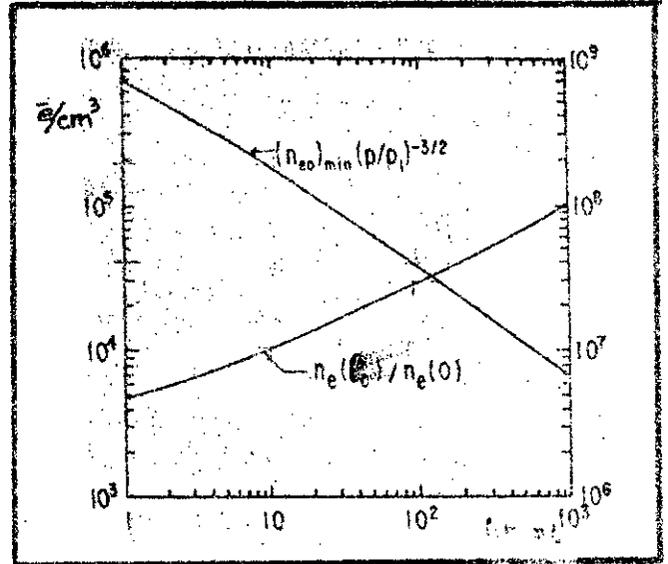
$$M_e(l_c) = \frac{n_e(l_c)}{n_e(0)} = \exp. \int_0^{l_c} \alpha(l') . dl'$$

en fonction du temps de montée t_r du pulse de tension.

Ici le rapport (P/P_1) représente le rapport de la pression de gaz du mélange sur la pression atmosphérique standard.

Fig. -A-4-

Densité de préionisation minimale à l'intérieur de x_0 : $(n_{eo})_{min} (P/P_1)$ en fonction du temps de montée, t_r , du pulse HT, pour un mélange à forte prédominance d'He (15-1) .
[in Levatier 73] .



Ainsi pour $t_r = 10$ ns et $(P/P_1) = 1$ (c'est à dire à pression atmosphérique) la densité minimale de préionisation à fournir à l'intérieur de x_0 devra être

$$(n_{eo})_{min} \approx 2 \cdot 10^5 \text{ électrons /cm}^3 .$$

et pour $t_r = 100$ ns à la même pression

on devra avoir $(n_{eo})_{min} = 4 \cdot 10^4 \text{ électrons/cm}^3 .$

Pour des opérations à une pression de 6 atmosphères $(n_{eo})_{min}$ sera comprise entre 10^6 et $2,4 \cdot 10^6 \text{ électrons/cm}^3 .$

La diminution de $(n_{eo})_{min}$ lorsque le temps de montée t_r augmente est due à l'augmentation de l'expansion diffuse de la tête de l'avalanche.

Pour le même intervalle du temps de montée (10 à 100 ns) le taux de multiplication électronique $N_e(l_c)$ reste dans la gamme 10^4 à $2 \cdot 10^4$. Il est donc insensible au temps de montée t_r .

2-2-TEMPS DE MONTÉE, t_r , REQUIS EN CAS D'ARRÊT DE LA

SOURCE DE PRÉIONISATION À t_0 .

Quand la source de préionisation est maintenue continue durant le processus d'initiation de l'avalanche, le critère d'une préionisation adéquate tel que établi en (2-34) $n_{eo} > (n_{eo})_{min}$ peut être facilement satisfait. Ceci est dû à la valeur relativement faible de $(n_{eo})_{min}$, et le fait que le rapport $(\frac{n_{eo}}{(n_{eo})_{min}})$ n'est pas très loin de l'unité.

Cependant dans les cas où le pulse de préionisation est terminé avant que le champ électrique n'est appliqué, comme dans beaucoup de TEA, il n'y aura pas de source d'ionisation dans la région " x_0 " (déficiente en électrons) pour remplacer les électrons libres qui ont été éloignées, par dérive, durant la période de préavalanche : $0 < t < t_0$.

Si t_0 est trop grand, à l'exception des électrons de bruit (dûs à la conductibilité naturelle des gaz), la densité d'électrons libres à l'intérieur de " x_0 " va être pratiquement nulle. Bien sûr, la densité d'électrons " n_{eo} " dans la partie " $(d - x_0)$ " n'est pas nécessairement nulle à cause des effets résiduels de préionisation.

Dans beaucoup de situations, on peut s'attendre à ce que la distance moyenne entre les électrons libres à l'intérieur de la région appauvrie va généralement être bien plus grande que l'épaisseur de cette région, c'est à dire " x_0 ", la distance moyenne étant $(1/n_{eo})^{1/3}$.

Il y aura donc des avalanches qui prendront leur origine à partir des électrons de bruit dans la région appauvrie " x_0 ", et d'autres tirant leur origine des électrons de préionisation résiduelle dans la région " $(d - x_0)$ ".

À cause de la vitesse uniforme des électrons, la distance longitudinale (c'est à dire le long de la direction de propagation des avalanches) séparant les têtes de toute avalanche originaire de la région x_0 , et des avalanches les plus proches de la région $(d - x_0)$, cette distance longitudinale va être typiquement de l'ordre de x_0 .

Ainsi afin d'éviter la formation du streamer dû au recouvrement incomplet de ces têtes d'avalanches d'électrons de bruit, par leurs voisines très rapprochées, durant l'étape critique du développement de l'avalanche primaire, il est nécessaire d'avoir :

$$x_0 < r_c \quad (2-36)$$

ceci en plus de la condition de base $n_{eo} > (n_{eo})_{min}$

Comme x_0 est fonction du temps de montée, l'équation (2-36) devient donc une condition sur le temps de montée t_r du pulse d'excitation.

Ici " n_{e0} " dénote la densité d'électrons libres à t_0 dans la région $(d - x_0)$ due aux effet résiduels de préionisation.

En pratique, les densités de préionisation résiduelle sont fonction de plusieurs paramètres expérimentaux :

-retard entre la fin du pulse de préionisation et le début du pulse d'excitation.

-les taux d'attachement et de recombinaison des électrons .

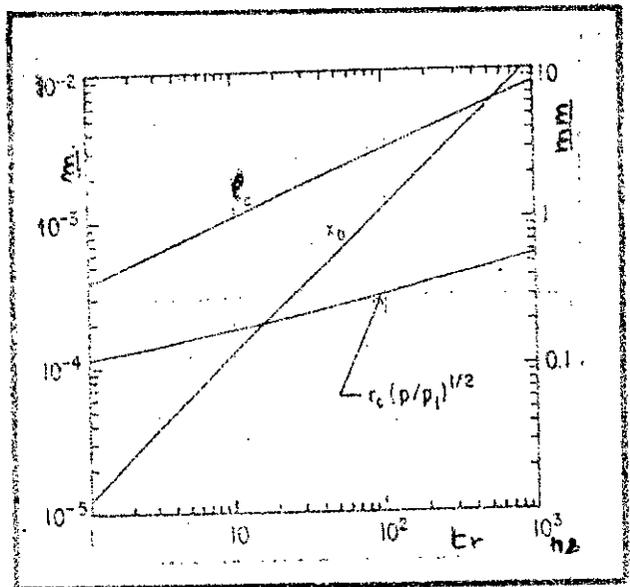
-l'intensité et la durée du pulse de préionisation; etc...

Là aussi les calculs expérimentaux faits par Levatter, aboutissent au tracé de la Fig.-A-5-. Cette figure montre l'évolution de la longueur critique l_c , de la largeur de la couche appauvrie en électrons x_0 , ainsi que le rayon critique r_c , en fonction du temps de montée t_r du pulse de tension ET appliqué, pour un mélange gazeux à forte prédominance d'He, dans ce cas He-Xe-F₂ (25-1-0,01) .

Fig.-A-5-

Valeurs calculées de la longueur critique l_c , du rayon critique de la tête d'avalanche r_c et de la largeur de la couche appauvrie x_0 en fonction du temps de montée du pulse, t_r . Ici (P/P_0) est le rapport de la pression de travail sur la pression atmosphérique .

(in Levatter 73 1.



Ainsi le critère de préionisation minimale écrit plus haut $x_0 < r_c$ requière nécessairement un temps de montée $t_r \leq 10$ ns pour une pression de travail de 1 atm. Et pour une pression de 6 atm. on a $t_r \leq 6$ ns .

Pour Levatter, la conformité entre la théorie et l'expérience apparaît bonne avec un facteur de 2 à 3. Ceci est raisonnable en regard des incertitudes mentionnées plus haut.

RESUME ET CONCLUSION

Ce modèle ayant pris en compte la valeur finie du temps de montée du pulse d'excitation, ayant considéré que ce pulse subit des transformations et que la densité des électrons n'est pas uniforme au cours du temps, aboutit aux résultats suivants :

1- Le rayon de la tête de l'avalanche, a pour expression :

$$R = (K.l.\lambda)^{1/2} \quad (2-22)$$

Ce rayon est plus grand que $r = (\lambda.z)^{1/2}$ considéré par Palmer d'un facteur de 6,6 .

2- Le champ de charges d'espace peut être exprimé par l'expression :

$$E_r = \frac{e N_0}{4\pi\epsilon_0 R^2} \cdot F\left(\frac{r}{R}\right) \quad (2-23)$$

où $F(r/R)$ est une fonction atteignant son maximum pour $(r/R) = 0,955$.

3- La longueur critique de l'avalanche l_c peut être calculée par :

$$l_c \alpha(l') \cdot dl' = 23,5 + \ln.l_c \quad (2-30)$$

□

4- Le rayon critique de la tête de l'avalanche est donné par :

$$r_c = 0,955 R = (40 l_c \lambda)^{1/2} \quad (2-32)$$

5- Le fait que t_r est fini, fait que le champ électrique, avant d'atteindre la valeur disruptive, va induire une dérive des électrons et donc un appauvrissement de la région cathodique en électrons, sur une épaisseur x_0 .

6- Dans le cas où la source de préionisation fonctionne normalement et sans interruption jusqu'à l'arrivée du champ électrique, alors la densité de préionisation minimale requise pour l'obtention de décharges uniformes sera exprimée par n_{00} telle que :

$$(1/3)n_{00} = n_{00} > (N_{00})_{min} \quad (2-34)$$

densité de préionisation	↑	↑	↑
à fournir↑↑↑
densité moyenne de préionisation↑		densité de préionisation minimale
			à fournir dans la couche appauvrie .

et où $(n_{eo})_{min} = (r_c)^{-3} = (40 l_c \lambda)^{-3/2}$ (2-35)

Ces expressions vont dépendre de la valeur de t_r :
 ainsi pour $10 \text{ ns} \leq t_r \leq 100 \text{ ns}$ et à une pression de travail de 1 atm.
 alors :

$$\begin{aligned} (n_{eo})_{min} &= 4.10^4 + 2.10^5 \text{ électrons/cm}^3 \text{ et} \\ n_{eo} &= 1,2.10^5 + 6.10^5 \text{ électrons/cm}^3 . \end{aligned}$$

7- Dans le cas où le pulse de préionisation est arrêté avant que le champ électrique n'atteigne sa valeur disruptive, alors en plus de la condition déjà énumérée plus haut en (2-34), il faut une seconde condition, sur t_r , le temps de montée du pulse, à savoir que

$$x_0 < r_c \tag{2-36}$$

largeur de la région appauvrie.....↑

Ainsi pour le même mélange, et à une pression de 1 atm., il faut nécessairement avoir :

$$t_r \leq 10 \text{ ns} . \text{ avec } n_{eo} = 1,2.10^5 \text{ électrons/cm}^3 .$$

Ainsi donc, ce modèle donne une valeur de la densité de préionisation minimale requise pour inhiber le streamer et développer une décharge homogène, 12 fois plus grande que celle donnée par Palmer. Mais en plus, si la source de préionisation est arrêtée avant l'arrivée du champ électrique disrupteur, ce modèle impose un temps de montée maximal au pulse de tension, qu'il ne faudrait pas dépasser.

-ANNEXE B-
LISTE DES COMPOSANTS DU
-GENERATEUR D'IMPULSIONS-

RESISTANCES

R ₁	=	(4,7 KΩ ; 1/2 w)	x 3
R ₄	=	R ₅ = 1 KΩ	1/4 w
R ₆	=	R ₇ = 56 KΩ	1/2 w
R ₈	=	100 Ω	2w
R ₉	=	56 Ω	1/2 w
R ₁₀	=	220 KΩ	2w
R ₁₁	=	23,9 MΩ	1/2 w
R ₁₂	=	16,8 MΩ	"
R ₁₃	=	10 MΩ	"
R ₁₄	=	4,7 MΩ	"
R ₁₅	=	2,2 MΩ	"
R ₁₆	=	1 MΩ	"
R ₁₇	=	390 KΩ	"
R ₁₈	=	122 KΩ	"
R ₁₉	=	242 KΩ	"
R ₂₆	=	560 Ω	"
R ₂₇	=	10 KΩ	"

CAPACITES

C ₁	=	(15 μF	160v)	x 3
C ₄	=	0,1 μF	400 v	
C ₅	=	4700 pF	800v	
C ₆	=	0,1 μF	400v	
C ₇	=	4700 pF	800v	
C ₈	=	0,33 μF	63v	
C ₉	=	0,1 μF	400v	
C ₁₃	=	470 μF	250v	
C ₁₅	=	10 μF	16v	
C ₁₆	=	100 μF	16v	

SEMICONDUCTEURS

D ₁	=	BY127
D ₄	=	1N4002
D ₅	=	1N4002
D ₆	=	BZY88C12
T ₁	=	2N2646
T ₂	=	2N3054

INDEX

Les chiffres renvoient aux numéros de pages.

- ACTION LASER, 4
- APPAUVRISSMENT (région cathodique), 75
- ARC, 9
- temps de formation, 51
 - inhibition, 68, 73,
 - étincelle d'arc, 21, 81,
- AVALANCHES d'électrons, 8, 47,
- recouvrement, 68, 73
 - distance critique, 70
 - longueur critique, 69
- BOLTZMAN, équations, 103,
- CO₂: -dissociation, 36,
- excitation, 100,
 - régénération, 36, 37; 40,
 - relaxation, 106,
- CONDUCTIBILITE NATURELLE, 49, 52,
- DECHARGE GAZEUSE
- arc, 47,
 - incandescente, 48,
 - mécanismes, 49,
 - types, 49,
 - couronne, 50, 66, 20, 21,
 - homogènes, critères, 76,
 - obtenue (réalisation), 128, 135,
 - électriques pulsées, 2,
 - propriétés, 5,
- DISRUPTION, critère, 58,
- DISTANCE CRITIQUE, 70,
- DOUBLE DECHARGE, 6, 9, 11, 19, 175,
- EFFET LENTILLE, 11, 17,
- EFFICACITES, 11, 116, 168, 171,
- ELECTRODES,
- discrètes, 6, 9, 10, 14,
 - Rogowsky, 9, 11, 19, 79,
 - géométrie des, 79
- ELECTRONS,
- avalanches, 47,
 - libres, 49,
 - multiplication, 54,
 - production, 88,
- ENERGIE DE SATURATION, 115,
- EQUATIONS,
- cinétiques, 109,
 - Boltzman, 103,
 - densités d'énergie, 109
- GAIN, mesure, 115,
- GENERATEUR D'IMPULSIONS, réalisé, 132,
- HELIUM, influence, 107, 144,
- IMPURETES, organiques, 81-92
- INDUCTANCE, rôle, 85,
- IONISATION,
- coefficients, α et γ , 53,
 - photoionisation, 57,
- JOULEMETRE, 136,
- MODES TEA, 17, 118,
- obtenus, 161,
 - explication, 161,
- PREIONISATION, 8,
- par UV, 9, 20, 21,
 - volumétrique, 16, 21, 26,
 - densité minimale, 68, 70, 77,
 - interne, 81,
 - géométrie de, 94,
 - photoémission, 20, 24,
- PULSES ELECTRIQUES (obtenus), 134,
- PULSES LASER, 112, 113, 154,
- RESONNATEURS, stabilité, 117,
- instables, 117,
- STREAMER, 50, 57,
- longueur critique, 59,
 - rayon et distance critique, 58, 69, 74
 - transition avalanche-, 60
- TEA,
- principe, 2,
 - historique, 3, 6,
 - double décharge, 6, 9, 11,
 - 19, 175,
 - EBC, 7, 12, 30,
 - lasers à gaz (autres que CO₂),
 - 7,
 - électrodes hélicoïdales, 16,
 - scellés, 36,
 - excitations séparées, 33,
 - guides d'ondes, 41,
 - répétition, 42,
 - réalisé, étude paramétrique, 140,
 - limites du système Beaulieu, 173,
- TEMPS DE FORMATION, arc, 51,
- TEMPS DE MONTEE, du pulse d'excitation,
- condition sur, 72,
 - effet du, 75,
- UV, rayons, 20, 21,
- fenêtres spectrales, 86,
 - absorption, 83,

MOIS-CLES DE LA THESE

ABSORPTION UV
ADDITIFS ORGANIQUES
AVALANCHES D' ELECTRONS
CHAMP DE CHARGES D' ESPACE
CONDUCTIBILITE NATURELLE
DECHARGE D' ARC
DECHARGE COURONNE
DECHARGE GAZEUSE
DENSITE DE PREIONISATION MINIMALE
EFFET LENTILLE
ELECTRODES DISCRETES
ELECTRODES COMPACTES (ROGOWSKY)
ELECTRODES HELICOIDALES
ETINCELLES UV
GEOMETRIE DES ELECTRODES
GEOMETRIE DE PREIONISATION
INHIBITION DE DECHARGE D' ARC
LIMITES TEA (TYPE BEAULIEU)
LONGUEUR CRITIQUE D' AVALANCHES
MECANISMES DE DECHARGE D' ARC
MECANISME DE TOWNSEND
MECANISME DU STREAMER
PHOTOEMISSION
PREIONISATION INTERNE
PREIONISATION EXTERNE
RAYON CRITIQUE D' AVALANCHES
RESONNATEURS OPTIQUES
RESONNATEURS INSTABLES
SPECTRE D' EMISSION ETINCELLES
TEA-DOUBLE DECHARGE
TEA-EBC
TEA-EXCITATION
TEA-GUIDES D' ONDES
TEA-HISTORIQUE
TEA-MODELE CINETIQUE
TEA-POMPAGE
TEA-PULSES LASER
TEA-RELAXATION
TEA-REPETITION
TEA-SCELLES
TEA-TECHNIQUES D' EXCITATION
TEMPS DE FORMATION DE L' ARC
TEMPS DE MONTÉE DU PULSE HT
TRANSITION AVALANCHE-STREAMER

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ADAM 1971, Phys. Lett, vol. 36A, pp147-148, Aug, 1971.
- [2] AHLSTROM 1974, IEEE, J of QE, vol. QE-10, pp26-29, Jan, 1974.
- [3] ALEXEFF 1972, III^e IEEE Conference, April 10-12, 1972, TENNESSEE.
- [4] ANANEV 1972, Sov. J. Quantum Elect, vol. 1, pp565-586, May June 1972.
- [5] ANDRIAKHIN 1968, JETP Lett, vol. 8, pp214-216, Oct, 1968.
- [6] ANDRIAKHIN 1972, JETP Lett, vol. 15, pp451-453, June 1972.
- [7] BABCOCK 1976, IEEE, J of QE, vol. QE-12, pp. 29-34, Jan, 1976.
- [8] BALOCHIN 1972, C. R. Acad. Sci, vol. 274, pp1322-1325, June 1972.
- [9] BAZOV. 1971, JETP, Lett, vol 14, pp285-288, Oct, 1971.
- [10] BEAULIEU 1970, Appl. Phys. Lett, vol. 16, pp504-505, June 1970.
- [11] BEAULIEU. 1971, Procd. IEEE, vol. 59, pp667-674, April 1971.
- [12] BOOT 1963, Nature, vol. 198, pp773-774, May 1963.
- [13] BRANDERBERG 1972, IEEE, J of QE, vol. QE-8, pp414-418, April 1972.
- [14] BROWN 1973, IEEE, J. of QE, vol. QE-9, pp1120-1122, Nov, 1973.
- [15] BRUCE 1947, J. Instr. Elec. Eng, vol. 94, pp138-149, April 1947.
- [16] CENTER 1971, Appl. Phys. Lett, vol. 19; pp211-213, Oct, 1971.
- [17] CHANG 1973, Rev. Sci. Instr, vol. 44, pp405-407, April 1973.
- [18] CHANG 1972, IEEE J of QE, vol. QE-8, pp721-723, Aug, 1972.
- [19] CHESTER 1972, Appl. Opt, vol. 11, pp2584-2590, Nov, 1972.
- [20] COHN 1973, Appl. Phys. Lett, vol. 22, pp138-140, Feb, 1973.
- [21] COOL 1969, Appl. Phys. Lett, vol. 14, pp70-71, Jan, 1969.
- [22] CROCKER 1972, Electron. Lett, vol. 8, pp460-461, Sept, 1972.
- [23] DAUGHERTY 1972, Phys. Today, vol. 25, pp18-19, Jan, 1972.
- [24] DAUGHERTY 1972, Bull. Amer. Phys. Soc, vol. 17, pp399, May 1972.
- [25] DAVIS 1972, IEEE, J of QE, vol. QE-8, pp846-848, Nov, 1972.
- [26] DE MARIA 1973, Proc. IEEE, vol. 61, pp731-748, June 1973.
- [27] DENES & KLINE 1977, Appl. Phys. Lett, vol. 30, pp197-199, Feb, 1977.
- [28] DENES 1971, Electron. Lettr, vol. 7, pp337-338, June 1971.
- [29] DE TEMPLE 1973, Appl. Phys. Lett, vol. 22, pp349-350, April 1973
- [30] DEZEMBERG 1972, IEEE, Jof QE, vol. QE-8, pp58-65, Feb, 1972.
- [31] DOUGLAS 1974, J. Appl. Phys, vol. 45, pp4406-4415, 1974.
- [32] DUFOUR 1976, Appl. Phys. Lettr, vol. 9, pp83-84, 1976.
- [33] DULBY. CO₂ Lasers, Effects and Applications, Academic Press.
- [34] DUMANCHIN 1969, C. R. Acad. Sci, vol. 269, pp916-917, Nov, 1969.
- [35] DUMANCHIN 1972, IEEE, J of QE, vol. QE-8, pp163-165, Feb, 1972.
- [36] DYER 1972, Opt. Comm, vol. 5, pp236-238, July 1972.

- [37] DYER 1973, J. Appl. phys. VOL. 44, pp2408-2410, May 1973.
- [38] DYER 1975, Appl. Phys. Lettr, vol. 26, pp331-33A, March 1975.
- [39] ENGELHARD 1964, Phys. Rev. A, vol. 135, pp1566-1574, Sept. 1964.
- [40] ERNST 1983, Optics Coma, vol. 47, n°1, pp43-51, Aug. 1983.
- [41] FENSTERMACHER 1971, Bull. Amer. Phys. Soc, vol. 16, pp42, Jan. 1971.
- [42] FENSTERMACHER 1972, Appl. Phys. Lett, vol. 20, pp56-60, Jan. 1972.
- [43] FEYMANN. Electromagnétisme, tome1, p. 149, Ed. Inter-Editions-1982-
- [44] FORTIN 1970, Bull. Amer. Phys. Soc, vol. 15, p808, June 1970.
- [45] FORTIN 1971, Can. J. Phys, vol. 49, pp257-1971.
- [46] FRANZEN 1972, J. Appl. Phys, vol. 43, pp729-730, Feb. 1972.
- [47] FRESBERG 1970, IEEE, J of QE, vol. QE-6, pp105-113, Feb. 1970.
- [48] GANLEY 1971, Appl. Phys. Lett, vol. 18, pp568-569, June 1971.
- [49] GERRY 1965, Appl. Phys. Lett, vol. 7, pp6-8, July 1965.
- [50] GILBERT & LACHAMBRE 1972, Can. J. Phys, vol. 50, pp2523-2535.
- [51] GIRARD & BEAULIEU 1974, IEEE, J, of QE, vol. QE-10, pp521-524, June 1974.
- [52] GIRARD & PEPIN 1973, Can. J. Phys, vol. 51, p1705, 1973.
- [53] GARNSWORTHY 1971, Appl. Phys. Lett, vol. 19, pp506-508, Dec. 1971.
- [54] HAKE 1967, Phys. REV, vol. 158, pp70-84, June 1967.
- [55] HAMILTON 1975, J. Phys. E, Sci. Instr, vol. 8, pp849, 1975.
- [56] HARISSON 1967, Brit. J. of Appl. Phys, vol. 18, pp1617-1627, Nov. 1967.
- [57] HILL 1968, Appl. Phys. Lett, vol. 12, pp324-327, May 1968.
- [58] HOWWELLS 1981, J. Phys. E, Sci. Instr, vol. 14, pp293-295, 1981.
- [59] HUNTER 1979, J. of Appl. Phys, vol. 50, pp1203, March 1979.
- [60] JACOBSON 1971, J. Appl. Phys, vol. 42, pp3402-3405, Aug. 1971.
- [61] JOHNS 1972, Appl. Phys. Lett, vol. 20, pp495-496, June 1972.
- [62] JOHNSON 1971, IEEE, J of QE, vol. QE-7, pp185-189, May 1971.
- [63] JUDD 1973, Appl. Phys. Lettr, vol. 22, pp95-96, Feb. 1973.
- [64] KOPFITZ 1973, J. of Physics D, vol. 6, p. 1494, 1973.
- [65] KRUPKE 1969, IEEE, J of QE, vol. QE-5, pp. 575-586, Dec. 1969
- [66] LACHAMBRE 1974, IEEE, Jof QE, vol. QE-9, pp459-468, April 1973.
- [67] LAFLAMME 1970, Rev. Sci. Instr, vol. 41, pp1578-1581, Nov. 1970.
- [68] LAMBERTON & PEARSON 1971, Electron. Lett, vol. 7, pp141-142, Mar. 1971.
- [69] LAURIE 1970, IEEE, J of QE, vol. QE, 6, pp530-532, Aug. 1970.
- [70] LAVIGNE 1976, Can. J. Phys, vol. 54, pp816, 1976.
- [71] LEGAY 1964, C. R. Acad. Sci, vol. 259, pp99-102, July 1964.
- [72] LEONARD 1965, Appl. Phys. Lett, vol17, pp4-6, July 1965
- [73] LEVATTER 1980, J. of Appl. Phys, vol. 51, pp210-222, Jan. 1980.

- [74] LEVINE & JAVAN 1973, Appl, Phys, Lett, vol, 22, pp55-57, Jan, 1973.
- [75] LYON 1973, IEEE, J of QE, vol, QE-9, pp139-153, Jan, 1973.
- [76] MAC KEN & SEGUIN 1976, IEEE, J of QE, vol, QE-12, pp470-482, Aug, 1976.
- [77] MANES & SEGUIN, 1972, J, Appl, Phys, vol, 43, pp5073-5078, Dec, 1972.
- [78] MARCUS 1972, Appl, Phys, Lett, vol, 21, pp18-19, July 1972.
- [79] MERCHANT 1971, Rev, Sci, Instr, vol, 42, pp1437-1439, Oct, 1971.
- [80] MECK 1940, Phys, Rev, vol, 57, p722, 1940.
- [81] MENYUCK 1980, Rev, Sci, Instr, vol, 51, pp216-220, 1980.
- [82] MORISSON 1972, Phys, Lett, vol, 40A, pp375-377, Aug, 1972.
- [83] NAKATA 1965, Sci, Light, vol, 14, pp54-71, 1965.
- [84] NELSON 1973, Appl, Phys, Lett, vol, 22, pp79-80, Jan, 1973.
- [85] NIGHAN 1970, Phys, Rev, A, vol, 2, pp, 1989-2000, Nov, 1970.
- [86] NIGHAN 1973, Appl, Phys, Lett, vol, 22, pp579-595, June 1973.
- [87] OTTINGER 1973, Appl, Phys, Lettr, vol, 22, pp465-466, May 1973.
- [88] OTIS 1971, Opt, Comm, vol3, p, 418-420, Aug, 1971.
- [89] OTIS 1974, Can, J, Phys, vol, 52, pp257, 1974.
- [90] PACE 1977, J, Phys, E, Sci, Instr, vol, 10, pp208-210, 1977.
- [91] PACE 1978, IEEE, J of QE, vol, QE-14, pp263-274, April, 1978.
- [92] PALMER 1974, Appl, Phys, Lett, vol, 25, pp138-140, Aug, 1974.
- [93] PAN 1972, Rev, Sci, Instr, vol, 43, pp662-666, April 1972.
- [94] PATEL 1964, Phys, Rev, A, vol136, pp1187-1193, Nov, 1964.
- [95] PATEL 1965, Appl, Phys, Lett, vol, 7, pp290-292, Dec, 1965.
- [96] FEARSON & LAMBERTON 1972, IEEE, J of QE, vol, QE-8, pp145-149, Feb, 1972.
- [97] RAMPTON 1972, Appl, Phys, Lett, vol, 21, pp457-460, Nov, 1972.
- [98] RAETHER 1940, Arch, Electrotech, (Berlin) vol, 34, p49, 1940.
- [99] REILLY 1972, IEEE, J of QE, vol, QE-8, pp136-139, Feb, 1972.
- [100] RICHARDSON 1973, IEEE, J of QE, Vol, QE-9, pp, 236-243, Feb, 1973.
- [101] RICHARDSON 1973, IEEE, J, of QE, vol, QE-9, p934, 1973.
- [102] ROBINSON 1971, IEEE, J of QE, vol, QE-7, pp199-200, May 1971.
- [103] ROBINSON 1972, Can, J, Phys, vol, 50, pp2139-2148, Sept, 1972.
- [104] RUICK 1972, J, Appl, Phys, vol43, pp, 2441, May 1972.
- [105] SCHIELDS 1976, J, Phys, D, vol, 9, pp1587-1603, 1976.
- [106] SCHULTZ 1964, Phys, Rev, vol, 135, ppA983-A994, Aug, 1964.
- [107] SEGUIN & TULIP 1972, Appl, Phys, Lettr, vol, 21, pp414-415, Nov, 1972.
- [108] SEGUIN & TULIP 1972, Rev, Sci, Instr, vol, 43, pp1134-1139, Aug, 1972.
- [109] SEGUIN & TULIP 1974, IEEE, J of QE, vol, QE-10, pp311-319, March 1974.
- [110] SIEGMAN 1965, Proc, IEEE, vol, 53, pp277-287, Mar, 1965.

- [111] SIEGMAN 1980, Appl. Phys. Lett., pp. 412-414, vol. 36, Mar. 1980.
- [112] SMITH & DE MARIA. 1970, J. Appl. Phys., vol. 41, pp. 5212-5214, Dec. 1970.
- [113] STARCK 1978, J. Phys. E, Sci. Instr., vol. 11, pp. 311-315 & 316-319, 1978.
- [114] STEPHENSON 1933, J. Inst. Elec. Eng., vol. 73, pp. 69, July 1933.
- [115] STRATTON 1973, IEEE, J. of QE, vol. QE-9, pp. 157-163, Jan. 1973.
- [116] SUHRE 1973, J. Appl. Phys., vol. 44, pp. 2923-2924, June 1973.
- [117] TAYLOR 1969, Rev. Mod. Phys., vol. 41, pp. 26-47, Jan. 1969.
- [118] TECHNIQUES DE L'INGENIEUR, volume D, p. 322-1 à 10, p. 324-2 à 10, p. 218-1 à 20.
- [119] TIEN 1964, Phys. Rev. Lett., vol. 7, pp. 30-33, Jan. 1964.
- [120] TIFFANY 1969, Appl. Phys. Lett., vol. 15, pp. 91-93, Aug. 1969.
- [121] TOWNSEND, Philos. Mag., vol. 3, p. 557/(1902); vol. 6, p. 596/(1903).
- [122] TURGEON 1971, IEEE, J. of QE, vol. QE-7, pp. 495-497, Oct. 1971.
- [123] VERRBAULT 1976, Can. J. Phys., vol. 55, pp. 1289-1299, 1977.
- [124] WAGNER. in Phenomena Ionized Gases, 7th, International Conference 1965.
Ed. Belograd, 1966, pp. 571.
- [125] WALKER 1976, J. Phys. E, Sci. Instr., vol. 9, pp. 432-433, 1976.
- [126] WITTEMAN 1966, IEEE, J. of QE, vol. QE-2, pp. 375-379, Sept. 1966.
- [127] WANG 1978, Appl. Phys. Lett., vol. 32, p. 360, 1978.
- [128] WOOD 1975, Appl. Phys. Lett., vol. 27, pp. 539-541, 1975.
- [129] WOOD 1974, Proceeding of IEEE, vol. 62, p. 355-March 1972.
- [130] LAURIE & HALE 1971, IEEE, J. of QE, vol. QE-7, pp. 530-531, Nov. 71.
- [131] Thèse de Magister: KHBLIFA-Etude et réalisation d'un laser CO2 continu, 1983.
- [132] FOX 1980, Appl. Phys. Lett., vol. 37, pp. 590-591, Oct. 1971.
- [133] VLASES 1972, J. Appl. Phys., vol. 43, pp. 1840-1844, April 1972.
- [134] HANNOND 1974, J. of Phys. E, Scient. Instr., vol. 7, pp. 45-48, 1974.
- [135] LOCKETT 1972, Bull. Amer. Phys. Soc., vol. 17, p. 400, March 1972.