

0376
1976
42

N° d'ordre : 579

50376
1976
42

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE TROISIÈME CYCLE

(Chimie Structurale)

par

Jacques BARBILLAT

ETUDE ET REALISATION D'UN LASER A ARGON IONISE
DESTINE A LA SPECTROMETRIE RAMAN



Soutenue le 19 Mars 1976, devant la COMMISSION D'EXAMEN

- | | |
|----------------|------------|
| MM. M. DELHAYE | Président |
| M. BRIDOUX | Rapporteur |
| J. CORSET | } Membres |
| J.P. LAUDE | |

DOYENS HONORAIRES de l'Ancienne Faculté des Sciences

MM. R. DEFRETIN, H. LEFEBVRE, M. PARREAU.

PROFESSEURS HONORAIRES des Anciennes Facultés de Droit
et Sciences Economiques, des Sciences et des Lettres

M. ARNOULT, Mme BEAUJEU, MM. BROCHARD, CHAPPELON, CHAUDRON, CORDONNIER, CORSIN, DEHEUVELS, DEHORS, DION, FAUVEL, FLEURY, P. GERMAIN, HEIM DE BALSAC, HOCQUETTE, KAMPE DE FERIET, KOUGANOFF, LAMOTTE, LASSERRE, LELONG, Mme LELONG, MM. LHOMME, LIEBAERT, MARTINOT-LAGARDE, MAZET, MICHEL, NORMANT, PEREZ, ROIG, ROSEAU, ROUBINE, ROUELLE, SAVART, WATERLOT, WIEMAN, ZAMANSKI.

PRESIDENTS HONORAIRES DE L'UNIVERSITE
DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

MM. R. DEFRETIN, M. PARREAU.

PRESIDENT DE L'UNIVERSITE
DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

M. J. LOMBARD.

PROFESSEURS TITULAIRES

M. BACCHUS Pierre	Astronomie
M. BEAUFILS Jean-Pierre	Chimie Physique
M. BECART Maurice	Physique Atomique et Moléculaire
M. BILLARD Jean	Physique du Solide
M. BIAYS Pierre	Géographie
M. BONNEMAN Pierre	Chimie Appliquée
M. BONNOT Ernest	Biologie Végétale
M. BONTE Antoine	Géologie Appliquée
M. BOUGHON Pierre	Algèbre
M. BOURIQUET Robert	Biologie Végétale
M. CELET Paul	Géologie Générale
M. CONSTANT Eugène	Electronique
M. DECUYPER Marcel	Géométrie
M. DELATTRE Charles	Géologie Générale
M. DELHAYE Michel	Chimie Physique
M. DERCOURT Michel	Géologie Générale
M. DURCHON Maurice	Biologie Expérimentale
M. FAURE Robert	Mécanique
M. FOURET René	Physique du Solide
M. GABILLARD Robert	Electronique
M. GLACET Charles	Chimie Organique
M. CONTIER Gérard	Mécanique
M. GRUSON Laurent	Algèbre
M. GUILLAUME Jean	Microbiologie
M. HEUBEL Joseph	Chimie Minérale
M. LABLACHE-COMBIER Alain	Chimie Organique
M. LANSRAUX Guy	Physique Atomique et Moléculaire
M. LAVEINE Jean-Pierre	Paléontologie
M. LEBRUN André	Electronique
M. LEHMANN Daniel	Géométrie

Mme	LENOBLE Jacqueline	Physique Atomique et Moléculaire
M.	LINDER Robert	Biologie et Physiologie Végétales
M.	LOMBARD Jacques	Sociologie
M.	LOUCHEUX Claude	Chimie Physique
M.	LUCQUIN Michel	Chimie Physique
M.	MAILLET Pierre	Sciences Economiques
M.	MONTARIOL Frédéric	Chimie Appliquée
M.	MONTREUIL Jean	Biochimie
M.	PARREAU Michel	Analyse
M.	POUZET Pierre	Analyse Numérique
M.	PROUVOST Jean	Minéralogie
M.	SALMER Georges	Electronique
M.	SCHILTZ René	Physique Atomique et Moléculaire
Mme	SCHWARTZ Marie-Hélène	Géométrie
M.	SEGUIER Guy	Electrotechnique
M.	TILLIEU Jacques	Physique Théorique
M.	TRIDOT Gabriel	Chimie Appliquée
M.	VIDAL Pierre	Automatique
M.	VIVIER Emile	Biologie Cellulaire
M.	WERTHEIMER Raymond	Physique Atomique et Moléculaire
M.	ZEYTOUNIAN Radyadour	Mécanique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

M.	BELLET Jean	Physique Atomique et Moléculaire
M.	BODARD Marcel	Biologie Végétale
M.	BOILLET Pierre	Physique Atomique et Moléculaire
M.	BOILLY Bénoni	Biologie Animale
M.	BRIDOUX Michel	Chimie Physique
M.	CAPURON Alfred	Biologie Animale
M.	CORTOIS Jean	Physique Nucléaire et Corpusculaire
M.	DEBOURSE Jean-Pierre	Gestion des entreprises
M.	DEPREZ Gilbert	Physique Théorique
M.	DEVRAINNE Pierre	Chimie Minérale
M.	GOUDMAND Pierre	Chimie Physique
M.	GUILBAULT Pierre	Physiologie Animale
M.	LACOSTE Louis	Biologie Végétale
Mme	LEHMANN Josiane	Analyse
M.	LENTACKER Firmin	Géographie
M.	LOUAGE Francis	Electronique
Mlle	MARQUET Simone	Probabilités
M.	MIGEON Michel	Chimie Physique
M.	MONTEL Marc	Physique du Solide
M.	PANET Marius	Electrotechnique
M.	RACZY Ladislas	Electronique
M.	ROUSSEAU Jean-Paul	Physiologie Animale
M.	SLIWA Henri	Chimie Organique

MAITRES DE CONFERENCES (et chargés d'Enseignement)

M.	ADAM Michel	Sciences Economiques
M.	ANTOINE Philippe	Analyse
M.	BART André	Biologie Animale
M.	BEGUIN Paul	Mécanique
M.	BKOUCHE Rudolphe	Algèbre
M.	BONNELLE Jean-Pierre	Chimie
M.	BONNEMAIN Jean-Louis	Biologie Végétale
M.	BOSCQ Denis	Probabilités
M.	BREZINSKI Claude	Analyse Numérique
M.	BRUYELLE Pierre	Géographie

M. CARREZ Christian	Informatique
M. CORDONNIER Vincent	Informatique
M. COJERY Jean-Marie	Psycho-Physiologie
Mlle DACHARRY Monique	Géographie
M. DEBENEST Jean	Sciences Economiques
M. DEBRABANT Pierre	Géologie Appliquée
M. DE PARIS Jean-Claude	Mathématiques
M. DHAINAUT André	Biologie Animale
M. DELAUNAY Jean-Claude	Sciences Economiques
M. DERIEUX Jean-Claude	Microbiologie
M. DOUKHAN Jean-Claude	Physique du Solide
M. DUBOIS Henri	Physique
M. DYMENT Arthur	Mécanique
M. ESCAIG Bertrand	Physique du Solide
Me EVRARD Micheline	Chimie Appliquée
M. FONTAINE Jacques-Marie	Electronique
M. FOURNET Bernard	Biochimie
M. FROELICH Daniel	Chimie Physique
M. GAMBLIN André	Géographie
M. GOBLOT Rémi	Algèbre
M. GOSSELIN Gabriel	Sociologie
M. GRANELLE Jean-Jacques	Sciences Economiques
M. GUILLAUME Henri	Sciences Economiques
M. HECTOR Joseph	Géométrie
M. HERMAN Maurice	Physique Spatiale
M. JOURNAL Gérard	Physique Atomique et Moléculaire
Mlle KOSMAN Yvette	Géométrie
M. KREMBEL Jean	Biochimie
M. LAURENT François	Automatique
Mlle LEGRAND Denise	Algèbre
Mlle LEGRAND Solange	Algèbre
M. LEROY Jean-Marie	Chimie Appliquée
M. LEROY Yves	Electronique
M. LHENAFF René	Géographie
M. LOCQUENEUX Robert	Physique Théorique
M. LOUCHET Pierre	Sciences de l'Education
M. MACKE Bruno	Physique
M. MAHIEU Jean-Marie	Physique Atomique et Moléculaire
Me N'GUYEN VAN CHI Régine	Géographie
M. MAIZIERES Christian	Automatique
M. MALAUSSENA Jean-Louis	Sciences Economiques
M. MESSELYN Jean	Physique Atomique et Moléculaire
M. MONTUELLE Bernard	Biologie Appliquée
M. NICOLE Jacques	Chimie Appliquée
M. PAQUET Jacques	Géologie Générale
M. PARSY Fernand	Mécanique
M. PECQUE Marcel	Chimie Physique
M. PERROT Pierre	Chimie Appliquée
M. PERTUZON Emile	Physiologie Animale
M. PONSOLLE Louis	Chimie Physique
M. POYV Lucien	Automatique
M. RICHARD Alain	Biologie
M. ROGALSKI Marc	Analyse
M. ROY Jean-Claude	Psycho-Physiologie
M. SIMON Michel	Sociologie
M. SOMME Jean	Géographie
Mlle SPIK Geneviève	Biochimie
M. STANKIEWICZ François	Sciences Economiques
M. STEEN Jean-Pierre	Informatique

M. THERY Pierre	Electronique
M. TOULOTTE Jean-Marc	Automatique
M. TREANTON Jean-René	Sociologie
M. VANDORPE Bernard	Chimie Minérale
M. VILLETTE Michel	Mécanique
M. WALLART Francis	Chimie
M. WERNIER Georges	Informatique
M. WATERLOT Michel	Géologie Générale
Mme ZINN-JUSTIN Nicole	Algèbre

Ce travail a été effectué dans le laboratoire des Méthodes Spectrochimiques sous la direction de Monsieur le Professeur BRIDOUX.

Je tiens à lui exprimer ici mes plus vifs remerciements pour l'intérêt constant qu'il a porté à mon travail.

Monsieur le Professeur DELHAYE me fait l'honneur d'accepter la présidence du jury. Je lui en suis particulièrement reconnaissant.

Je prie Messieurs CORSET et LAUDE, qui ont accepté d'examiner ce travail, de trouver ici l'expression de mes sincères et respectueux remerciements.

J'adresse enfin mes remerciements à tous les membres du laboratoire qui ont contribué à la réalisation de ce travail, en particulier à Messieurs DEMOL et PLOUVIER ainsi qu'à Madame DESCAMPS qui a effectué la frappe de ce mémoire.

THE LASER

God said, let there be light
And there was light !
Man said, let there be laser
And there was laser !
The light that God made
Was highly random,
And nature loves disorder.
Man was created
With a love for order.
He rearranged the light
So it could become intense,
It could go far
And not expand so much,
All rays from it could march
In unison both in space
And in time.
He extracted a purity of color
Out of this light.
And all this he called the laser.
He reflected it off the moon,
Took pictures with it
In three dimensions.
Every invention that man
Makes, man uses on other men,
Sometimes for good,
Often for evil.
He used the laser
To heal the eye.
He will perhaps
Makes a weapon
Out of it.
God forbid what man
Is too weak to.

B.S. RAMPRASAD

APPLIED OPTICS - AoOt 1975 - Vol. 14, n° 8.

- SOMMAIRE -

INTRODUCTION

CHAPITRE I - CARACTERISTIQUES DES LASERS UTILISABLES EN SPECTROMETRIE RAMAN.

CHAPITRE II - EFFET LASER ET DIFFERENTS TYPES DE LASER A GAZ

* 2.I - Rappels concernant l'effet Laser

2.I.1 - Echange d'énergie entre un atome et le rayonnement

2.I.1.1. - Absorption spontanée

2.I.1.2. - Emission spontanée

2.I.1.3. - Emission stimulée

2.I.2 - Effet Laser

* 2.II - Différents types de laser à gaz

2.II.1 - Lasers atomiques

2.II.2 - Lasers moléculaires

2.II.3 - Lasers ioniques

CHAPITRE III - MECANISMES D'EXCITATION ET DE RELAXATION DES NIVEAUX LASER DANS L'ARGON IONISE.

✱ 3.I - Mécanismes d'excitation du niveau laser supérieur

✱ 3.II - Mécanismes de relaxation

3.II.1 - Désexcitation à partir du niveau laser supérieur

3.II.2 - Désexcitation à partir du niveau laser inférieur

CHAPITRE IV - LASER A ARGON IONISE CONTINU

✱ 4.I - Enceinte à décharge

4.I.1 - Le tube à décharge

4.I.1.1. - Généralités

4.I.1.2. - Tube réalisé au laboratoire

4.I.2 - Electrodes

4.I.2.1. - Cathode

4.I.2.2. - Anode

4.I.3 - Fenêtres de Brewster-Pollution des faces

4.I.4 - Pompage du gaz par la décharge

✱ 4.II - Cavitè résonnante

4.II.1 - Configurations de la cavité résonnante

× 4.III - Alimentation électrique

× 4.IV - Installation à vide

× 4.V - Caractéristiques du laser

4.V.1 - Variation de la puissance avec le courant

4.V.2 - Variation de la puissance avec la pression

4.V.3 - Etude du rayonnement émis

4.V.4 - Comportement du tube

× 4.VI - Développements

..VI.1 - Influence d'un champ magnétique axial

4.VI.2 - Augmentation du diamètre du tube à décharge

CHAPITRE V - LASER A ARGON IONISE EN IMPULSIONS

× 5.I - Cathode en indium

× 5.II - Laser à électrodes d'indium

5.II.1 - Alimentation électrique

5.II.2 - Etude des caractéristiques du Laser

× 5.III - Alimentation T.H.T.

CONCLUSION

- . INTRODUCTION . -

Dans le but d'obtenir des spectres Raman en des temps très courts, une partie des activités de notre laboratoire est consacrée à la mise au point de nouvelles techniques d'observation de l'effet Raman. De nombreux travaux ont ainsi abouti à la réalisation de spectromètres très performants bénéficiant des progrès récents dans le domaine des réseaux de diffraction et des récepteurs photoélectriques.

Notre travail se situe dans le cadre de l'amélioration des sources d'excitation laser et plus particulièrement des lasers à argon ionisé. L'analyse des principales caractéristiques des lasers utilisables en spectrométrie Raman, qui fera l'objet du premier chapitre, met en évidence les propriétés particulièrement intéressantes du laser à argon ionisé et justifie l'orientation donnée à ce travail.

Après avoir rappelé brièvement dans le second chapitre quelques notions générales sur l'effet laser et situé le laser à argon ionisé parmi les diverses catégories de lasers à gaz, nous envisagerons dans le troisième chapitre, les mécanismes d'excitation propres au laser à argon ionisé.

Nous aborderons dans le chapitre 4 la réalisation d'un laser à argon ionisé continu. Celle-ci fait appel à des techniques aussi diverses que la mécanique, l'optique, l'électricité et le vide et nous verrons les solutions que nous avons adoptées dans chacun de ces domaines. Nous présenterons également les performances de ce laser et les principaux développements que l'on peut envisager en vue d'améliorer la puissance lumineuse émise.

Enfin le chapitre 5 sera consacré aux travaux réalisés dans le domaine des lasers à argon ionisé fonctionnant en régime d'impulsions.

CHAPITRE I

CARACTERISTIQUES DES LASERS UTILISABLES EN SPECTROMETRIE RAMAN

Une partie des travaux effectués au laboratoire a pour objet la mise au point de techniques permettant d'obtenir des spectres de diffusion Raman en des temps très courts. Ces travaux ont ainsi abouti à la réalisation d'un spectromètre à balayage rapide capable d'analyser successivement les différents éléments d'un spectre en des temps inférieurs à la seconde. Dans un autre domaine le spectromètre électrooptique multicanal dont le principe est basé sur l'emploi d'un tube intensificateur d'image offre la possibilité d'enregistrer la totalité d'un spectre de diffusion en quelques picosecondes^{2.3.4.}

Ces performances particulièrement intéressantes n'ont pu être atteintes que grâce aux progrès constants réalisés dans les domaines de l'optique, des réseaux de diffraction et des récepteurs photoélectriques. Mais surtout une étape décisive dans l'évolution de ces techniques a été franchie avec l'emploi des sources d'excitation laser.

On obtient avec les lasers une diffusion Raman intense à partir d'une faible quantité de produit car il est facile de focaliser le faisceau laser sur une très petite portion de l'échantillon. Un autre avantage réside dans la pureté spectrale du rayonnement émis qui permet d'irradier l'échantillon dans d'excellentes conditions de monochromaticité.

Afin d'exploiter les performances des installations de spectrométrie Raman dans les meilleures conditions, les sources laser doivent présenter un certain nombre de caractéristiques :

- L'énergie du rayonnement émis doit être suffisamment importante pour obtenir une diffusion Raman intense à partir d'une faible quantité d'échantillon qu'il soit à l'état pur ou en phase diluée. D'autre part en excitant le spectre avec des lasers puissants on peut, dans le cas de la technique conventionnelle à balayage, réduire la constante de temps des circuits électroniques et parvenir ainsi à des vitesses d'exploration élevées sans détérioration importante du rapport signal sur bruit.

- La longueur d'onde d'émission de la source laser doit être adaptée à la sensibilité des récepteurs photoélectriques utilisés. Dans tous les cas le détecteur est constitué d'une photocathode et actuellement les rendements quantiques les plus élevés sont observés dans le domaine de longueurs d'onde situé entre 400 et 500 nanomètres.

Enfin le fonctionnement du laser doit être suffisamment stable pendant la durée de la mesure si l'on désire effectuer des études quantitatives significatives.

Ces différents arguments expliquent l'emploi de plus en plus généralisé du laser à argon ionisé en spectrométrie Raman. En effet le laser à argon ionisé est sans conteste le plus puissant des lasers à gaz émettant dans le domaine bleu vert du spectre. Les puissances atteignent à l'heure actuelle des valeurs supérieures à une centaine de watt.

Remarquons également que si les lasers émettant un rayonnement continu s'avèrent préférables pour les techniques conventionnelles à balayage, les lasers fonctionnant en régime d'impulsions sont particulièrement bien adaptés à la spectrométrie multicanale ultra-rapide. On constate en effet que l'emploi des lasers pulsés permet soit d'obtenir les spectres en des temps beaucoup plus courts qu'avec des sources continues, soit d'obtenir des spectres avec un excellent rapport signal sur bruit.

OBTENTION DU SPECTRE RAMAN COMPLET EXCITE PAR UNE SEULE IMPULSION LASER

Les études menées au laboratoire depuis de nombreuses années ont montré qu'il était possible d'enregistrer avec un spectromètre multicanal la totalité d'un spectre de diffusion Raman en excitant par une seule impulsion laser. La durée de l'analyse est égale à la durée de l'impulsion laser qui peut varier selon la nature du laser utilisé entre quelques millisecondes et quelques picosecondes. Il devient alors possible d'envisager l'étude Raman quasi instantanée d'édifices chimiques existant en faible concentration comme c'est le cas dans les solutions diluées et les gaz ; ceci dépendant uniquement de l'énergie de l'éclair laser. Les lasers à rubis relaxé ou déclenché et les lasers YAG se prêtent particulièrement bien à ce type d'études puisque l'énergie disponible atteint couramment des valeurs de l'ordre du Joule.

Le champ d'application des lasers commerciaux à argon ionisé est actuellement limité à l'étude quasi instantanée des phases liquides pures. En effet l'énergie émise par impulsion est de l'ordre de quelques micro joules et l'analyse des phases diluées est alors impossible.

OBTENTION DU SPECTRE RAMAN AVEC UN BON RAPPORT SIGNAL SUR BRUIT

Si on néglige en première approximation les différentes sources de bruit existant dans une installation de spectrométrie Raman pour ne retenir que le bruit électronique d'origine thermique émis par les photocathodes des récepteurs, le rapport signal sur bruit obtenu lors de l'analyse d'un élément spectral pendant le temps t est proportionnel à $S\sqrt{t}$.

L'emploi de lasers pulsés émettant des impulsions de courte durée et d'énergie élevée est donc en faveur d'un rapport signal sur bruit important. Associé à une installation de spectrométrie spécialement adaptée, ce type de laser permet d'améliorer la détectivité des raies faibles en spectrométrie Raman et permet donc l'enregistrement du spectre d'espèces chimiques à faible concentration.

Ces diverses considérations nous ont amenés à étudier la construction de lasers à argon ionisé fonctionnant soit en continu, soit en régime d'impulsions.

-00000-

CHAPITRE II

EFFET LASER ET DIFFERENTS TYPES DE LASER A GAZ

2.I - RAPPELS CONCERNANT L'EFFET LASER

2.I.1 - Echange d'énergie entre un atome et le rayonnement :

Considérons une enceinte contenant une collection d'atomes et du rayonnement électromagnétique. Nous supposerons que l'ensemble est en équilibre thermique à la température T . On peut se limiter pour ce qui suit à un modèle d'atome très simple qui possède seulement deux niveaux distincts d'énergie : un niveau fondamental E_1 et un niveau excité E_2 supérieur à E_1 (Fig. 1). Le rapport du nombre N_2 d'atomes à l'état excité au nombre N_1 d'atomes à l'état fondamental est régi par la formule de Boltzmann :

$$N_2/N_1 = \exp(-(E_2 - E_1)/kT) \quad (1)$$

2.I.1.1 - *Absorption spontanée :*

Les atomes qui se trouvent à l'état fondamental E_1 sont susceptibles d'absorber du rayonnement à la fréquence $h\nu = E_2 - E_1$. On peut admettre que l'absorption se fait de telle façon que le nombre de transitions dans un intervalle de temps dt est proportionnel à dt , au nombre d'atomes se trouvant à l'état fondamental et proportionnel à la densité spectrale du rayonnement U_ν présente dans l'enceinte. Le nombre d'atomes excités subit donc un accroissement :

$$dN_2 = B \cdot U_\nu \cdot N_1 \cdot dt$$

où B représente un coefficient de probabilité d'absorption

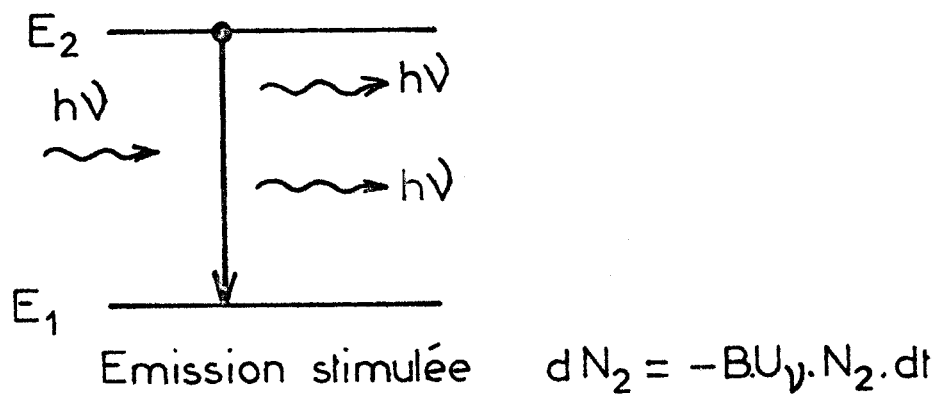
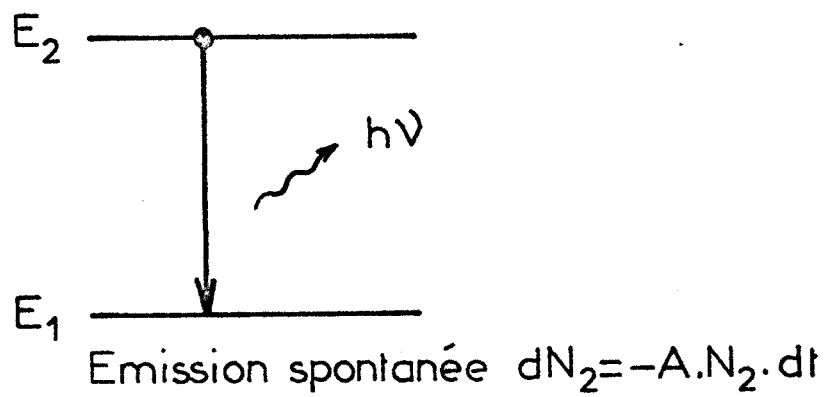
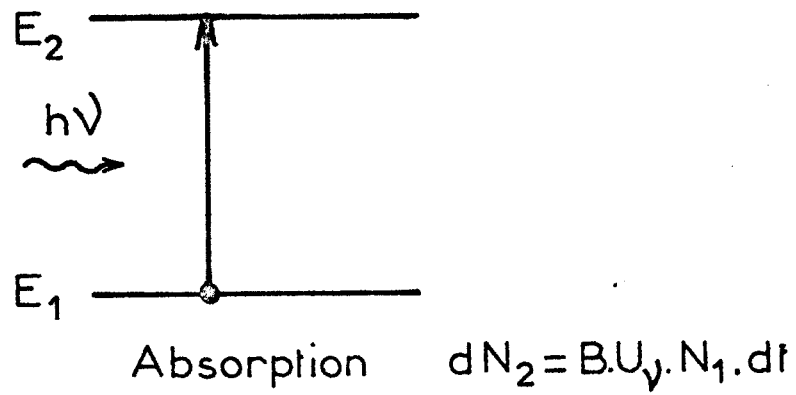


Fig:1. Transitions dans un système atomique à 2 niveaux

2.1.1.2 - Emission spontanée :

Les atomes qui par absorption sont portés à l'état excité, sont susceptibles de retourner à l'état fondamental en émettant spontanément des photons d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$. Le nombre de transitions d'émission spontanée pendant l'intervalle dt est proportionnel au nombre d'atomes excités N_2 et proportionnel à dt d'où la relation de décroissance du nombre d'atomes excités :

$$dN_2 = - A \cdot N_2 \cdot dt$$

où A est une grandeur appelée probabilité d'émission spontanée.

2.1.1.3 - Emission stimulée :

A l'état d'équilibre thermique, les processus d'émission et d'absorption doivent se compenser d'où l'égalité :

$$B \cdot U_\nu \cdot N_1 = A \cdot N_2$$

d'où l'on peut tirer U_ν :

$$U_\nu = \frac{A}{B} \cdot e^{-h\nu/kT}$$

Or ce résultat est incompatible avec la relation de Planck et ne correspond qu'à la forme limite de cette relation lorsque $h\nu \gg kT$ à la condition de poser :

$$A/B = 8 \pi h \nu^3 / c^3 \quad (2)$$

Pour satisfaire à la loi de Planck, Einstein a été amené à considérer le bilan précédent comme incomplet. Aussi a-t-il imaginé pour le compléter, le processus d'émission induite ou stimulée. Il faut admettre que les atomes excités peuvent retourner à l'état fondamental de deux manières différentes, soit par l'émission spontanée, soit par le processus d'émission stimulée ; cette émission étant comme l'absorption provoquée par le rayonnement présent au voisinage des atomes et régi par une loi analogue :

$$dN_2 = - B' \cdot U_\nu \cdot N_2 \cdot dt$$

Einstein suppose que les probabilités de transition dans le sens 1--2 et dans le sens 2--1 sont égales, donc $B = B'$. Dans ces conditions, le nouveau bilan devient :

$$(A + B.U_\nu).N_2 = B.U_\nu.N_1$$

d'où l'on tire en tenant compte de (2) :

$$U_\nu = (8.\pi.h.\nu^3/c^3) \times \left(\frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \right)$$

relation qui est bien identique à la loi de Planck.

L'émission de lumière par un atome se fait donc bien par deux processus différents ; l'émission spontanée dont la probabilité est A , et l'émission stimulée par le rayonnement dans lequel baigne l'atome et qui a pour probabilité le produit $B.U_\nu$. Contrairement au cas de l'émission spontanée, les photons créés par l'émission stimulée ont les mêmes caractères de direction et de polarisation que les photons inducteurs.

2.1.2 - Effet laser :

D'après la relation de Boltzmann (1), plus un niveau est élevé, plus sa population est faible. Il en résulte qu'à l'état d'équilibre thermique, les transitions d'absorption du rayonnement de fréquence $\nu = (E_2 - E_1)/h$ dont le nombre est proportionnel à $B.N_1.U_\nu$, l'emportent sur les transitions d'émission stimulée dont le nombre est proportionnel à $B.N_2.U_\nu$. Mais si par un artifice quelconque, on réussit à inverser les populations des deux niveaux, l'émission stimulée va l'emporter sur l'absorption. Dans ces conditions, le rayonnement de fréquence ν ne sera pas affaibli par le milieu mais au contraire amplifié : c'est l'effet laser.

Un tel milieu peut aussi jouer le rôle d'un auto oscillateur. En effet, comme il est toujours le siège d'un rayonnement spontané, les radiations monochromatiques de ce rayonnement qui sont en résonance avec l'émission stimulée vont être amplifiées. Si l'on réussit à maintenir une inversion de population, le système joue le rôle d'un générateur auto entretenu. Pour faciliter cet auto entretien, on a intérêt à réduire au maximum les pertes de rayonnement en enfermant le milieu amplificateur dans une cavité résonnante dont le facteur de qualité est élevé.

2.II - DIFFERENTS TYPES DE LASER A GAZ :

Selon la nature des transitions responsables de l'effet laser, il est possible de distinguer trois grandes familles de lasers à gaz.

2.II.1 - Lasers atomiques :

Dans les lasers à atomes neutres, les transitions se développent entre des niveaux atomiques excités. Le chef de file est sans conteste le laser Hélium-Néon qui émet dans la partie rouge du spectre à 632,8 nanomètres. C'est sans doute celui qui a donné lieu au plus grand nombre d'études aussi bien théoriques qu'expérimentales. Ces performances sont assez limitées puisque la puissance lumineuse n'excède pas quelques centaines de mW avec un rendement (rapport énergie lumineuse cohérente / énergie électrique fournie pour l'excitation) de l'ordre de 10^{-4} .

2.II.2 - Lasers moléculaires :

Les lasers moléculaires se caractérisent par des transitions entre des niveaux de vibration-rotation de molécules et conduisent à une émission lumineuse dans le domaine infrarouge. C'est dans cette catégorie que sont observées les performances les plus remarquables en fonctionnement continu, tant du point de vue puissance que du point de vue rendement. En effet, les lasers à CO_2 (9400-10.600 nanomètres) délivrent couramment des puissances de plusieurs kW avec un rendement pouvant atteindre 20 %.

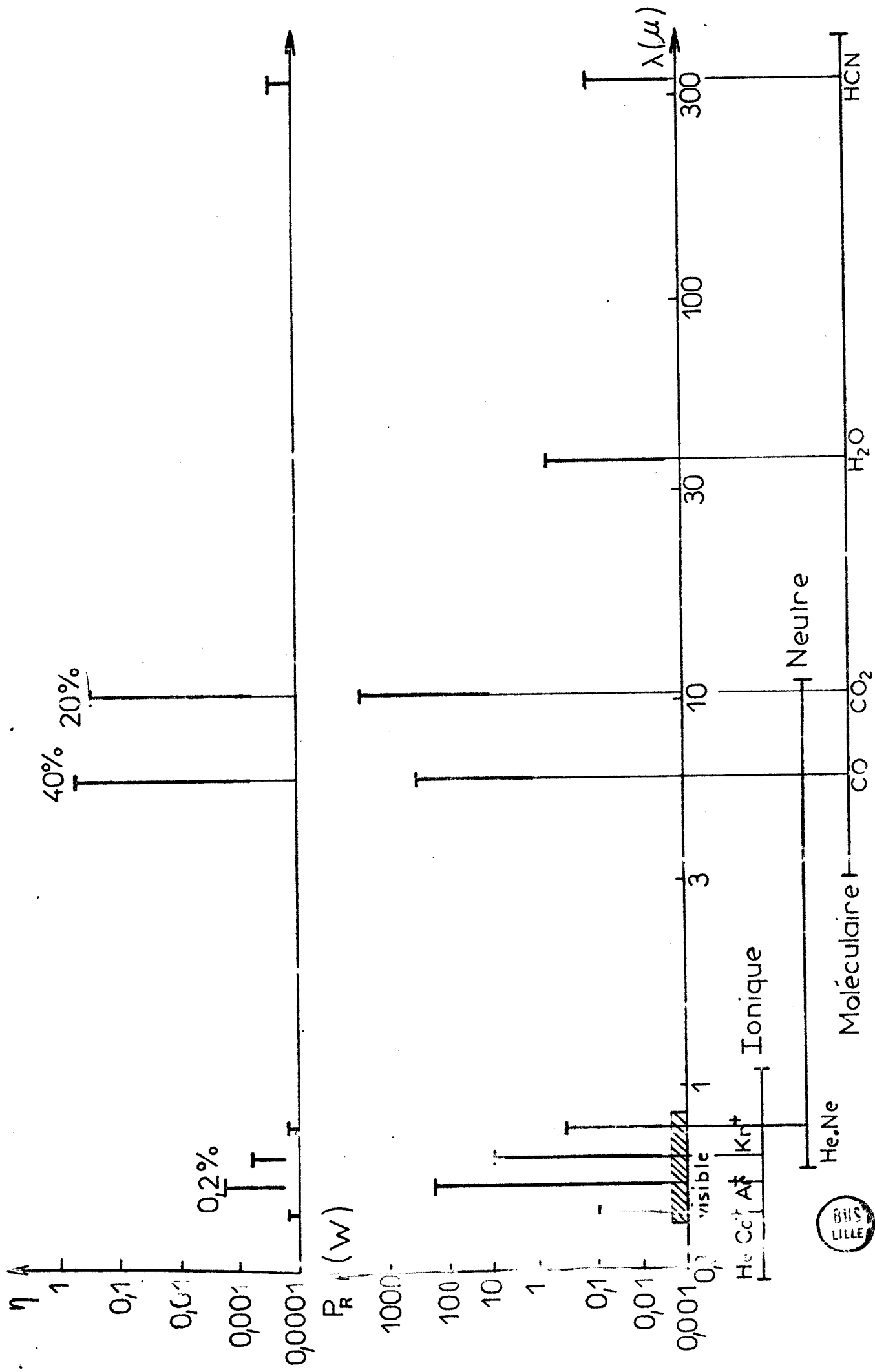
Les travaux de Bhaumik et ses collaborateurs⁵ ont montré que par addition de xénon à un laser à CO, il était possible d'atteindre des puissances de 51 W dans la raie à 5600 nanomètres avec un rendement de 40 %.

Tous les lasers moléculaires ne présentent pas des caractéristiques aussi étonnantes puisque dans l'infrarouge lointain les puissances émises par les lasers à H_2O ou HCN par exemple, sont de nouveau très faibles (quelques mW) et les rendements de l'ordre de 10^{-5} .

2.II.3 - Lasers ioniques :

Les lasers ioniques utilisent les transitions entre les niveaux excités de gaz ionisés. Ils constituent la plus importante source de lumière cohérente avec plus de 400 raies recensées, allant du proche infrarouge jusqu'à l'ultraviolet. Dans le spectre visible, les puissances les plus élevées (100-200 W) et les meilleurs rendements sont obtenus avec le laser à argon ionisé. Ces propriétés sont d'autant plus intéressantes que les raies les plus intenses de l'argon (488,0 et 514,5 nanomètres) sont situées dans le bleu-vert, domaine où les photorécepteurs sont les plus sensibles. Pour toutes ces raisons, les applications du laser à argon ionisé sont nombreuses. Citons par exemple ; l'holographie, la télémétrie, la diffusion de la lumière etc...

Le tableau 1^o fait apparaître la puissance rayonnée (P_r) et le rendement (η) en fonction de la longueur d'onde pour les lasers cités précédemment. On voit immédiatement les performances exceptionnelles des lasers à CO et CO₂ et la situation privilégiée du laser à argon ionisé. Cependant, ce tableau doit être interprété avec précaution car il est difficile de comparer ces divers types de lasers tant leurs caractéristiques (leurs dimensions pour ne citer qu'elles) sont différentes.



CHAPITRE III

MECANISMES D'EXCITATION ET DE RELAXATION DES NIVEAUX LASER DANS L'ARGON IONISE

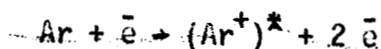
Avant d'aborder l'étude de notre travail dans le domaine des lasers à argon ionisé, il nous paraît utile de donner quelques informations, propres à ce type de laser, sur les mécanismes d'excitation et de relaxation des niveaux laser.

3.1 - MECANISMES D'EXCITATION DU NIVEAU LASER SUPERIEUR

Le spectre émis par le laser à argon ionisé comprend une dizaine de radiations situées dans le bleu-vert et que nous avons répertoriées dans le tableau 2. Comme on peut le remarquer, toutes ces raies proviennent de transitions entre des niveaux de type 4p et des niveaux de type 4s de l'argon ionisé une fois (noté Ar. II).

Les premières hypothèses concernant les mécanismes d'excitation du niveau laser supérieur furent avancées par Bennett⁷ et par Gordon⁸.

L'hypothèse de Bennett suppose l'excitation directe par collision entre un électron rapide et un atome neutre, provoquant simultanément l'ionisation et l'excitation de cet atome selon le processus à deux électrons



La figure 2 illustre ce mécanisme et pour plus de clarté, tous les niveaux d'une même configuration sont représentés par un seul niveau.

Longueur d'onde (nm)	Attribution	Intensité
454,508	$4p^2p^o_{3/2} \rightarrow 4s^2p_{3/2}$	faible
457,939	$4p^2s^o_{1/2} \rightarrow 4s^2p_{1/2}$	moyen
465,794	$4p^2p^o_{1/2} \rightarrow 4s^2p_{3/2}$	moyen
472,691	$4p^2D^o_{3/2} \rightarrow 4s^2p_{3/2}$	faible
476,489	$4p^2p^o_{3/2} \rightarrow 4s^2p_{1/2}$	moyen
487,990	$4p^2D^o_{5/2} \rightarrow 4s^2p_{3/2}$	fort
496,512	$4p^2D^o_{3/2} \rightarrow 4s^2p_{1/2}$	moyen
{ 501,716	{ $4p^2F^o_{5/2} \rightarrow 3d^2D_{3/2}$ $4p^4D^o_{3/2} \rightarrow 4s^2p_{3/2}$	faible
{ 501,763		
514,536	$4p^4D^o_{5/2} \rightarrow 4s^2p_{3/2}$	fort
528,692	$4p^4D^o_{3/2} \rightarrow 4s^2p_{1/2}$	faible

Tableau 2.



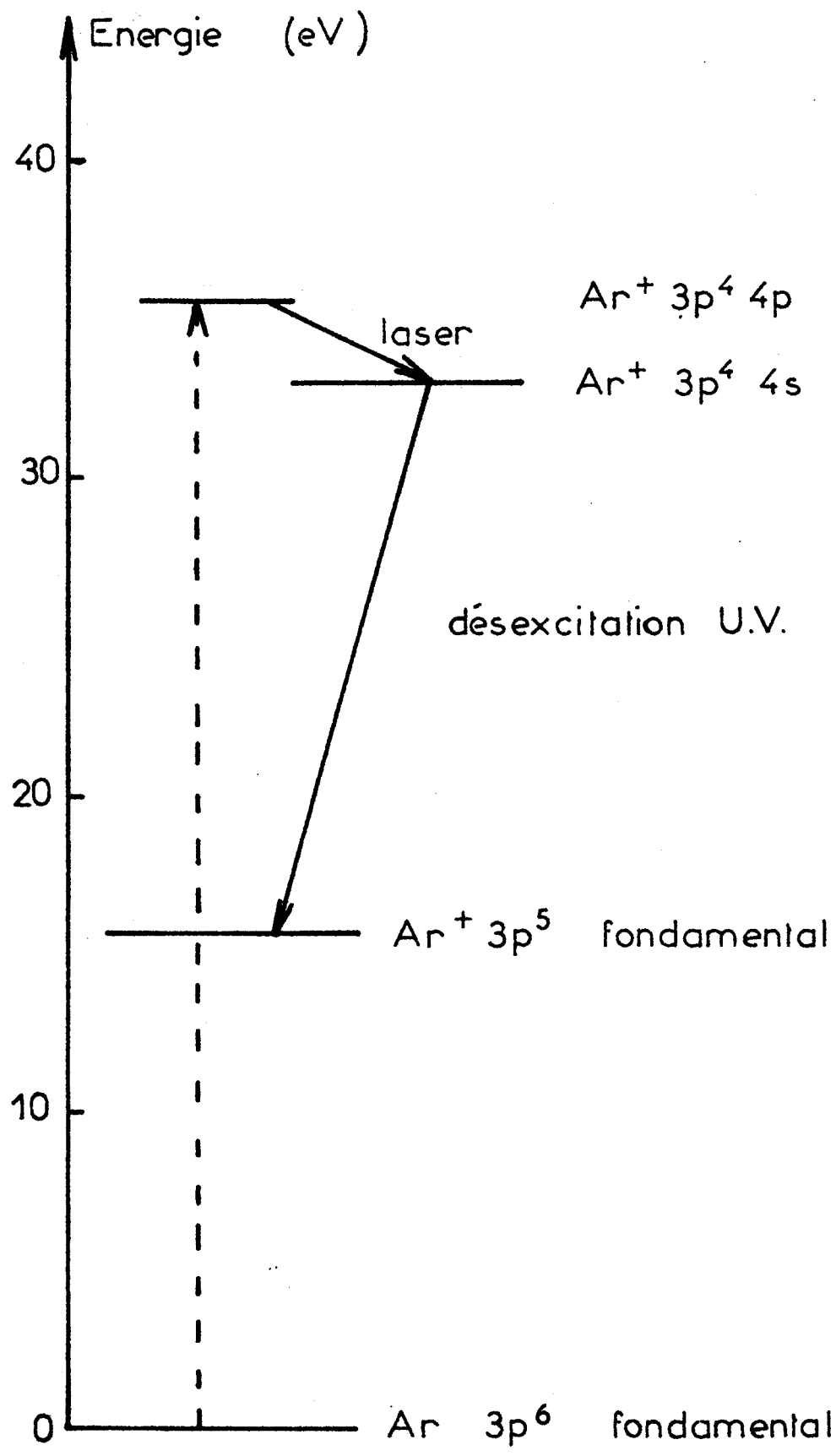
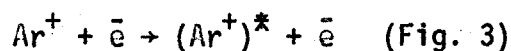
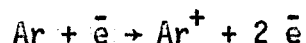


Fig : 2.



Gordon envisage de son côté une excitation en deux étapes par ionisation d'un atome neutre puis excitation de l'ion formé vers le niveau 4p de Ar.II selon le schéma :



Cette hypothèse semble plus vraisemblable que la précédente. En effet, l'excitation du niveau laser supérieur, à partir de l'état fondamental de l'ion Ar.II, nécessite des températures électroniques plus faibles que l'excitation à partir de l'état fondamental de l'atome proposée par Bennet.

L'hypothèse d'une excitation en plusieurs étapes semble d'autre part confirmée par la mesure de la puissance lumineuse émise en fonction de la densité de courant. On vérifie en effet que la puissance est approximativement une fonction quadratique de la densité de courant. Or, une excitation directe correspondrait à une loi proportionnelle à la densité de courant. Cependant d'autres mécanismes d'excitation en plusieurs étapes sont également proposés et conduisent à une dépendance quadratique identique. Ce sont :

- l'excitation du niveau laser supérieur en plusieurs étapes à partir de niveaux métastables de l'atome ou de l'ion Ar.II (Fig. 4) ;

- le peuplement du niveau laser supérieur par désexcitation en cascade à partir de niveaux plus élevés (4d par exemple) (Fig. 5).

Ces deux derniers mécanismes furent mentionnés pour la première fois par Bridges et Chester^{9,10}.

Il n'est pas possible, à l'heure actuelle, de déterminer le rôle précis de chacun de ces mécanismes en raison du manque de données théoriques et expérimentales, en particulier sur les sections efficaces d'excitation de l'atome et de l'ion. Cependant il ressort des travaux de Colliex et Mourier⁶ que :

- le processus d'excitation directe à partir du niveau fondamental de l'ion est le plus important des processus indirects. D'autre part, les cascades radiatives ne représentent qu'une contribution de 5 à 10 % et le passage par

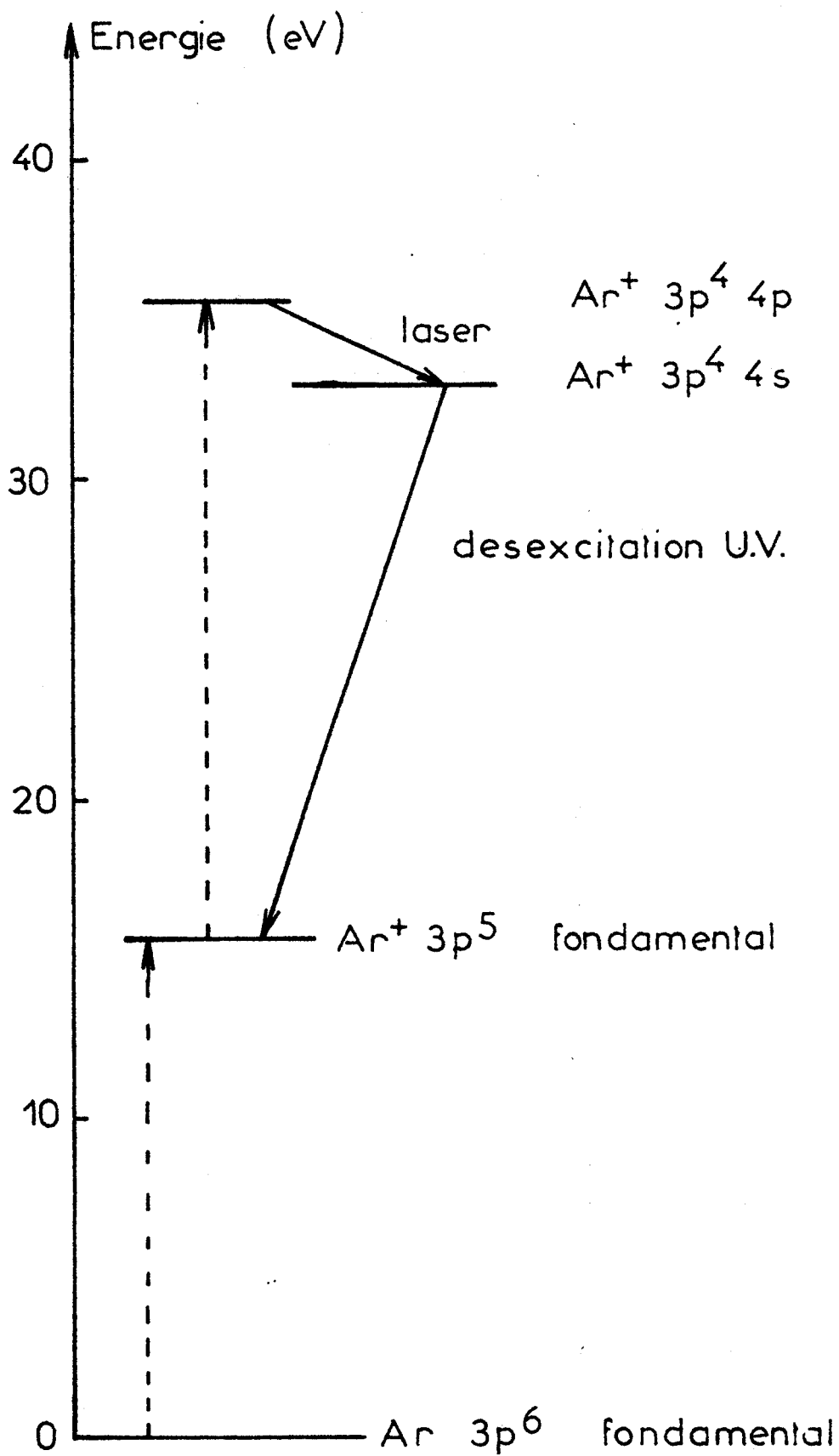


Fig: 3.



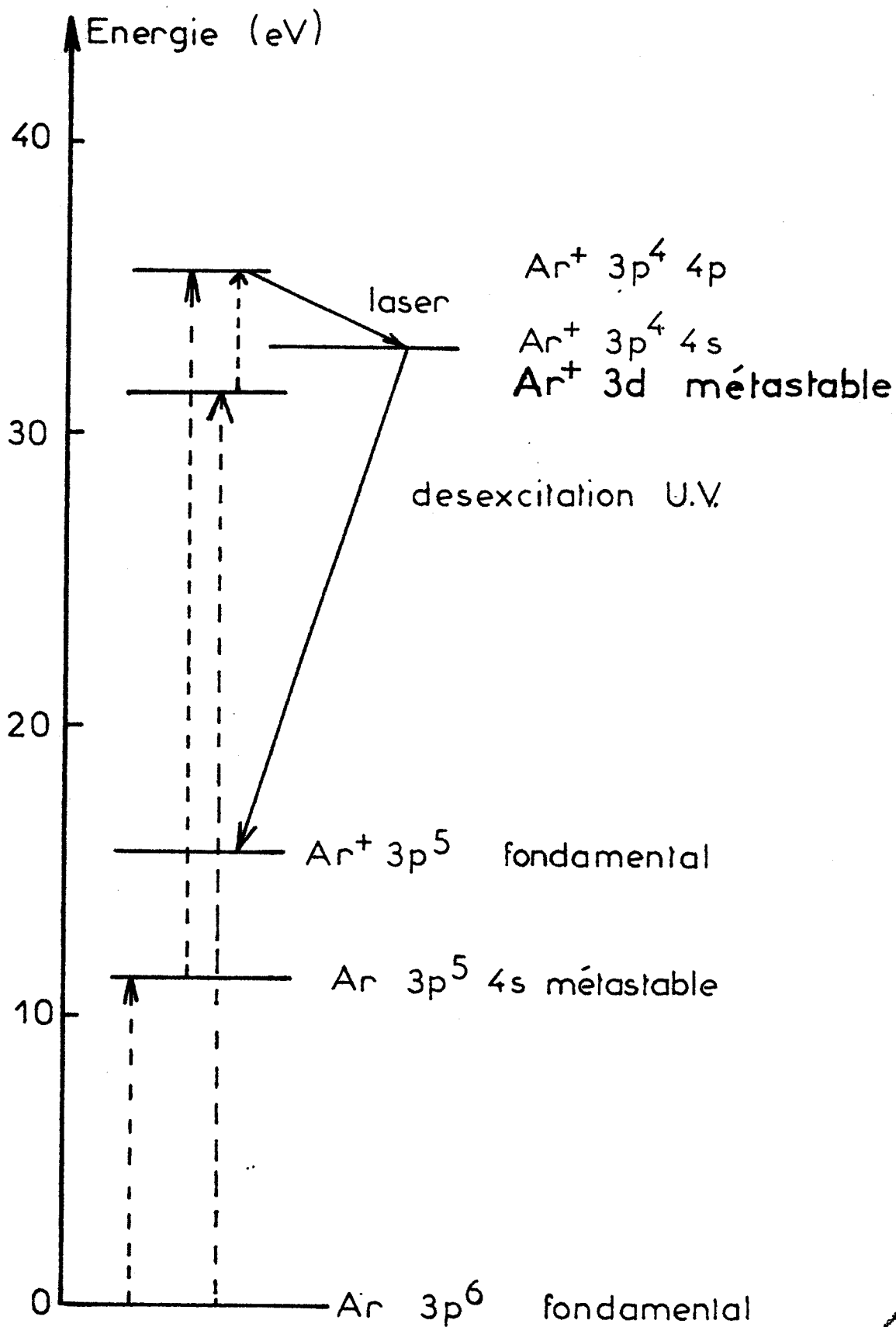


Fig: 4.



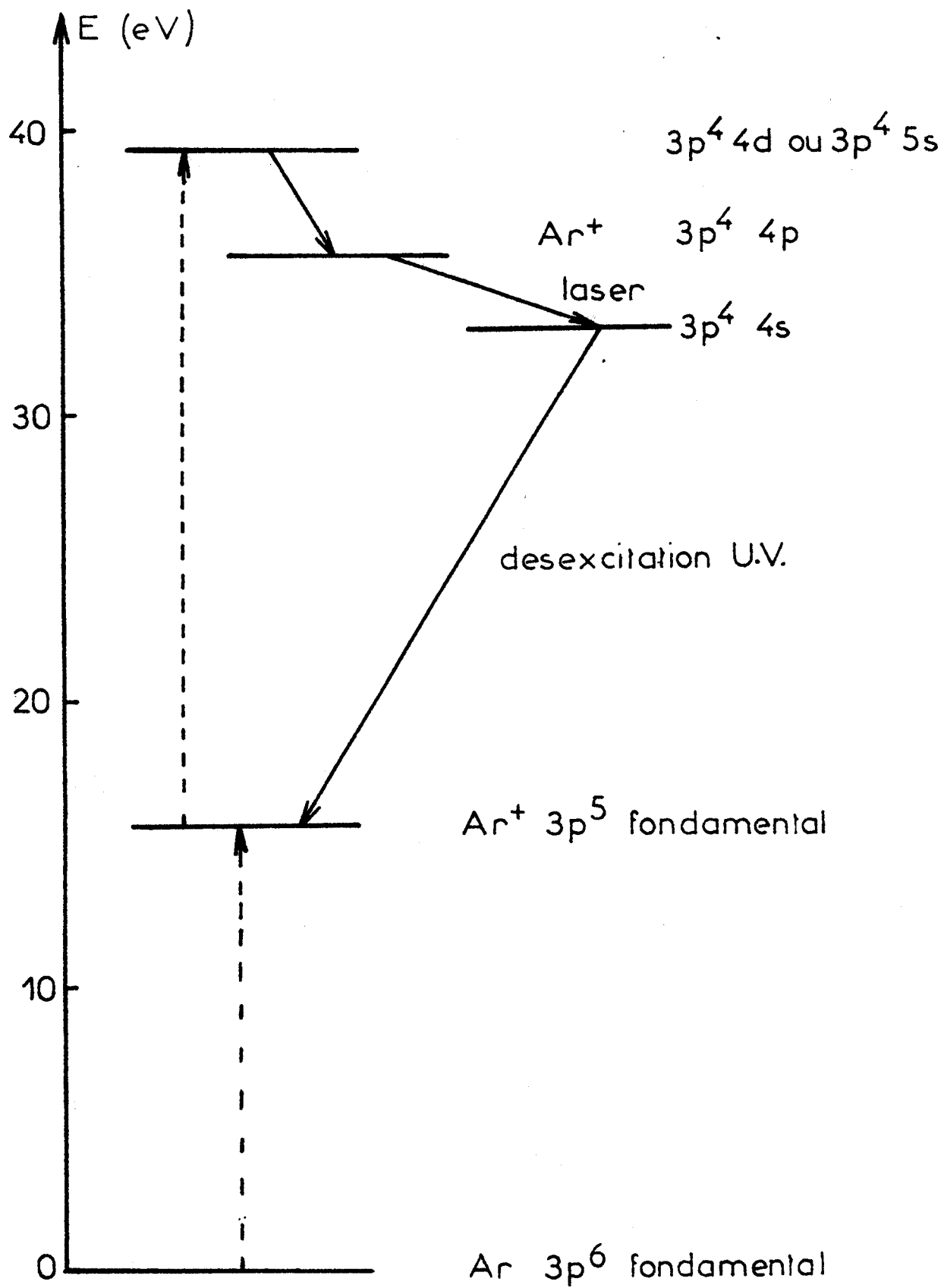


Fig: 5.



un niveau métastable ionique négligeable pour des densités de l'ordre de 10^{13} cm^{-3} , devient important (près de 30 %) pour des densités de l'ordre de 10^{14} cm^{-3} .

D'une manière générale, aux densités électroniques relativement faibles, le mécanisme de Gordon est prédominant aux températures électroniques courantes (5 à 7 eV) mais celui de Bennet semble l'emporter pour des températures supérieures à 8 eV.

Aux densités moyennes ($n_e = 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) les deux mécanismes deviennent compétitifs entre 12 et 15 eV ;

aux fortes densités électroniques (10^{14} cm^{-3} et plus), le mécanisme de Gordon est toujours prépondérant.

3.II - MECANISMES DE RELAXATION

3.II.1 - Désexcitation à partir du niveau laser supérieur :

On peut montrer que les désexcitations radiatives se font essentiellement vers les configurations 4s ou 3d de l'ion excité. Des mesures de probabilités de transitions entre configurations excitées réalisées par Vainshtein¹¹ donnent :

$$A_{4p \rightarrow 4s} = 1,2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$$

$$A_{4p \rightarrow 3d} = 0,1 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$$

On vérifie ainsi que plus de 90 % des désexcitations, à partir de la configuration excitée 4p, se font par émission d'un photon dans une des raies laser de l'argon ionisé.

3.II.2 - Désexcitation à partir du niveau laser inférieur :

Cette désexcitation s'effectue en deux étapes : d'abord par émission d'un photon dans l'ultraviolet à 72,0 nanomètres ($4s \rightarrow 3p$), puis par recombinaison de l'ion par collisions, principalement sur les parois du tube à décharge. La probabilité de cette transition $4s \rightarrow 3p$ de l'ordre de $27 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ assure un taux de désexcitation radiative très intense malgré les nombreux processus de peuplement du niveau laser inférieur (collisions électroniques, cascades spontanées à partir de niveaux plus élevés et transition laser elle-même). Ceci permet de maintenir une inversion de population importante entre les deux niveaux lasers.

-00000-

CHAPITRE IV

LASER A ARGON IONISE CONTINU

Nous décrirons dans ce chapitre, la réalisation complète d'un laser à argon ionisé continu. Nous commencerons par l'étude de l'enceinte à décharge qui fut le principal objet de nos recherches. Nous aborderons ensuite le couplage de cette enceinte avec la cavité résonnante. Puis nous parlerons des installations périphériques, nécessaires au fonctionnement du laser, à savoir l'alimentation électrique et le système à vide. Pour clore ce chapitre, nous présenterons les caractéristiques de cette structure et diverses améliorations possibles.

4.1 - ENCEINTE A DECHARGE

4.1.1 - Le tube à décharge :

4.1.1.1 - Généralités :

Une des principales difficultés technologiques rencontrée dans la réalisation des lasers ioniques à fonctionnement continu réside dans le choix du matériau constituant le tube à décharge. Celui-ci doit être capable de supporter les fortes densités de courant (pouvant atteindre plusieurs centaines d'ampères par centimètre carré) nécessaires pour maintenir un degré d'ionisation du gaz suffisamment élevé. Le passage de tels courants provoque une dissipation thermique très importante (de 100 à 500 W/cm de longueur de tube à décharge) et nécessite un refroidissement efficace. D'autre part, le matériau choisi doit être suffisamment résistant afin de ne pas se détériorer sous l'action du bombardement ionique auquel il est soumis.

Diverses structures ont été proposées utilisant, soit une colonne isolante principalement en silice ou en oxyde de béryllium, soit un tube segmenté réalisé en matériau conducteur.

La silice est bien appropriée pour les tubes à décharge. En plus d'une mise en oeuvre aisée, elle présente une bonne résistance thermique ainsi qu'une bonne résistance à l'érosion causée par le bombardement ionique. Elle possède aussi d'excellentes qualités d'isolement électrique. Ces propriétés expliquent l'emploi généralisé de la silice pour la réalisation des premiers lasers ioniques. Malgré ces nombreux avantages, la silice a un très gros inconvénient : sa faible conductibilité thermique ne permet pas un refroidissement efficace des parois du tube. Ceci limite la puissance à laquelle peut opérer un tel tube. La puissance maximale est telle que la température interne de la paroi ne doit pas excéder la température de dévitrification (1300°K). Ce type de structure ne permet donc pas d'atteindre des densités de courant élevées.

L'élaboration de lasers ioniques fiables de plus grande puissance a nécessité l'étude de matériaux plus résistants. Le tableau 3^o rassemble quelques caractéristiques des matériaux utilisables pour constituer un tube à décharge. On voit que l'oxyde de béryllium occupe une place privilégiée en raison de sa conductibilité thermique voisine de celles des métaux et de sa résistivité électrique élevée qui en fait un bon isolant électrique. Cependant, en raison de son fort coefficient de dilatation, des précautions sont à prendre pour éviter des ruptures en cours du fonctionnement. On remarque dans la dernière colonne du tableau que la température interne de la paroi, lorsque la décharge est établie, est assez basse et qu'ainsi les conditions de fonctionnement sont moins sévères que pour la silice. Ainsi, dans les mêmes conditions, la durée de vie d'un tube en oxyde de béryllium est environ 10 fois supérieure à celle d'un tube en silice. La possibilité d'utiliser des densités de courant importantes a permis d'observer pour la première fois la saturation de la puissance lumineuse dans ces tubes¹³. Actuellement, la construction d'un grand nombre de lasers ioniques commerciaux est basée sur ce type de structure et les puissances délivrées sont de l'ordre d'une quinzaine de watt dans le domaine visible du spectre.

Matériau	conductibilité thermique (cal/cm.s.°C)	coefficient de dilatation ($10^{-7}/^{\circ}\text{C}$)	point de fusion ($^{\circ}\text{C}$)	résistivité électrique (Ωcm)	température paroi interne ($^{\circ}\text{K}$)
Silice	0,0035	5,5	1800	$10^7 \text{ à } >10^{13}$	1000
Alumine	0,054	69	2100	$10^9 \text{ à } >10^{13}$	800
Oxyde de beryllium	0,52	54	2550	$10^{10} - 10^{14}$	400
Graphite	0,3	36	3650	$3 \cdot 10^{-6}$	2000
Molybdène	0,35	49	2622	$5,7 \cdot 10^{-6}$	—
Tungstène	0,48	44	3382	$5,3 \cdot 10^{-6}$	—
Cuivre	0,92	164	1083	$1,5 \cdot 10^{-6}$	—
Aluminium	0,57	235	660	$2,6 \cdot 10^{-6}$	—



Tableau 3.

Pour obtenir des puissances lumineuses plus élevées, il faut avoir recours à d'autres matériaux. Les métaux semblent particulièrement intéressants en raison de leur bonne conductibilité thermique et de leur grande résistance mécanique. Cependant, l'utilisation de tubes à décharge métalliques nécessite la mise en oeuvre d'une technologie tout à fait différente de celle employée pour les structures isolantes, car des considérations pratiques montrent qu'il n'est pas facile de réaliser le tube d'une seule pièce.

On constate expérimentalement que dans un tube métallique, dont le rapport longueur/diamètre est important (> 50), il devient très difficile d'amorcer une décharge car il n'y a pas pénétration du champ électrique à l'intérieur du canal à décharge. Il peut même se produire dans ce cas une propagation du courant dans le métal.

D'autre part, le potentiel de la paroi métallique du tube ne varie pas d'une façon monotone, comme c'est le cas dans un tube isolant, mais se fixe à une valeur telle que les courants ionique et électronique qui l'atteignent soient égaux (Fig.6). Il en résulte qu'à longueur égale, le potentiel par rapport à l'axe de l'extrémité anodique du tube sera plus important pour un tube conducteur que pour un tube isolant. Plus le tube est long, plus ce potentiel est grand et par suite le bombardement ionique augmente. On a donc intérêt à réduire au maximum la longueur du tube pour diminuer l'érosion des parois. En fait des études empiriques ont montré que la valeur optimale du rapport longueur/diamètre du tube se situe entre 3 et 5. Pour pouvoir disposer d'une longueur de décharge suffisante, on est donc amené à juxtaposer plusieurs sections métalliques répondant au critère de longueur précédent et isolées les unes des autres.

Cet assemblage pose des problèmes d'étanchéité en raison du nombre important de raccords. De nombreux auteurs ont surmonté cette difficulté en enfermant le tube segmenté dans une enveloppe de quartz ou de céramique. Dans cet arrangement, la chaleur est évacuée essentiellement par le rayonnement thermique du matériau dont est fait le tube, puisque l'eau circule uniquement autour de l'enveloppe. La température des parois atteint donc des valeurs très élevées ($\approx 1000^{\circ}\text{C}$) et seuls ne peuvent convenir que des matériaux à

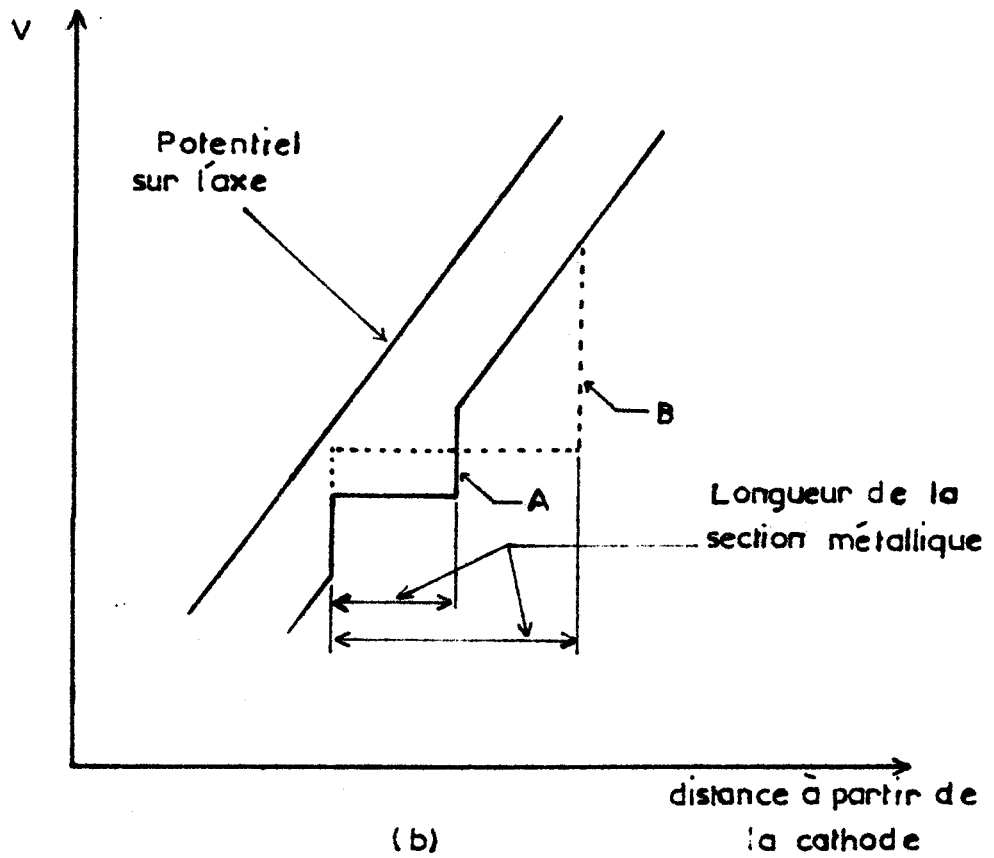
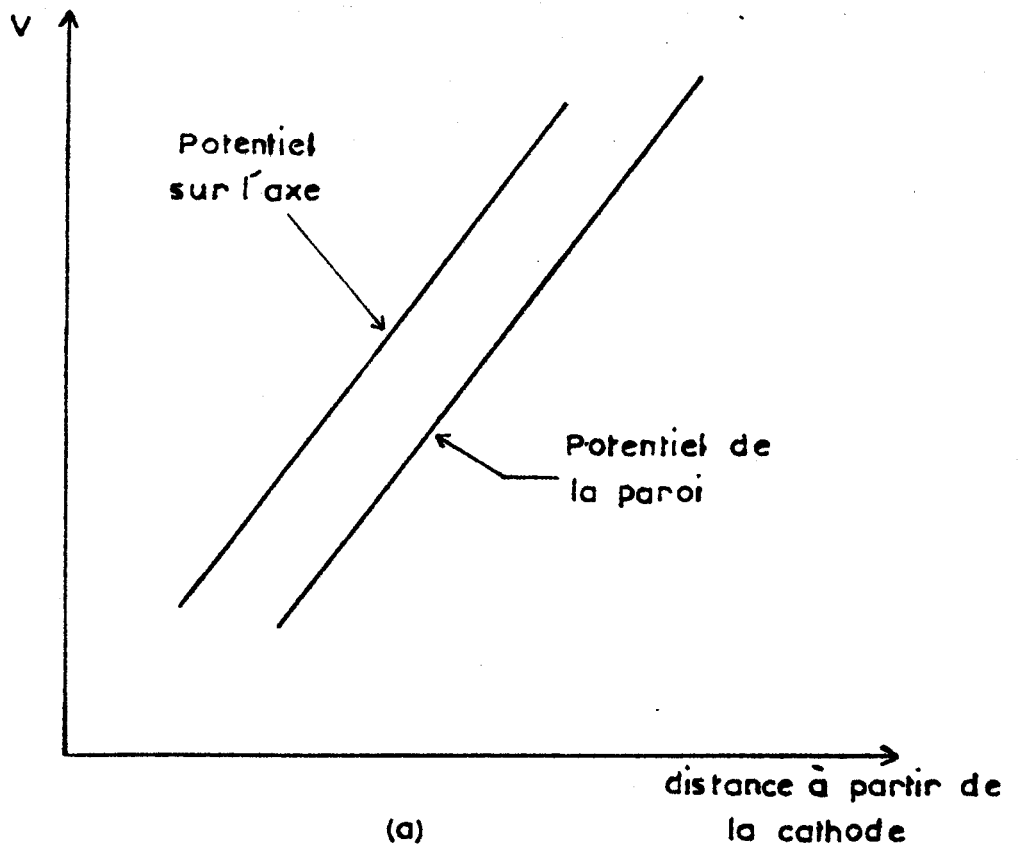


Fig:6. Potentiel de la paroi
 a- paroi isolante
 b. paroi conductrice



haut point de fusion tels que le graphite et éventuellement le tungstène ou le molybdène. Le développement des lasers commerciaux actuels est dû en grande partie à ce type de structure en graphite.

Les tubes à décharge avec des parois métalliques directement refroidies offrent l'avantage évident de dissiper avec efficacité la chaleur dégagée par la décharge. Leur utilisation permet de résoudre en grande partie le problème thermique lié à la réalisation des lasers ioniques. Cependant il convient d'être prudent dans le choix du métal. Certains s'érodent très rapidement sous l'action du bombardement ionique, polluant ainsi le tube et les électrodes et pouvant entraîner l'obstruction du tube à décharge. Afin de pallier cet inconvénient, on emploie des métaux recouverts d'une couche protectrice très résistante (telle l'alumine sur l'aluminium). Cette solution donne des résultats très satisfaisants et permet aux lasers ioniques de fonctionner à des densités de courant de l'ordre de 1000 ampères par centimètre carré.

4.1.1.2 - Tube réalisé au laboratoire

Nous avons adopté pour ce laser une structure segmentée entièrement démontable, basée sur les travaux de Seelig et ses collaborateurs à l'Institut de Physique Appliquée de Berne¹⁵⁻¹⁶.

Le tube consiste en un empilement de disques métalliques (Fig. 7 - Fig. 9). Nous avons choisi un alliage d'aluminium (AG.3.S) en raison de la bonne conductibilité thermique de ce métal et de sa facilité d'usinage. Chaque disque est isolé électriquement de ses voisins par un traitement d'oxydation anodique; la couche d'alumine ainsi obtenue, recouvre toute la surface du disque et a une épaisseur de 100 microns. Cette couche isolante protège les parois du tube à décharge contre le bombardement ionique et aussi contre le rayonnement ultra-violet émanant de la décharge.

Un des disques utilisé pour ce montage est schématisé sur la figure 8. Ce disque est percé en son centre d'un canal de diamètre intérieur 3mm et long de 10 mm (15 pour certains éléments) (renvoi 1 Fig. 8). La juxtaposition de tous les canaux définit le tube à décharge proprement dit.

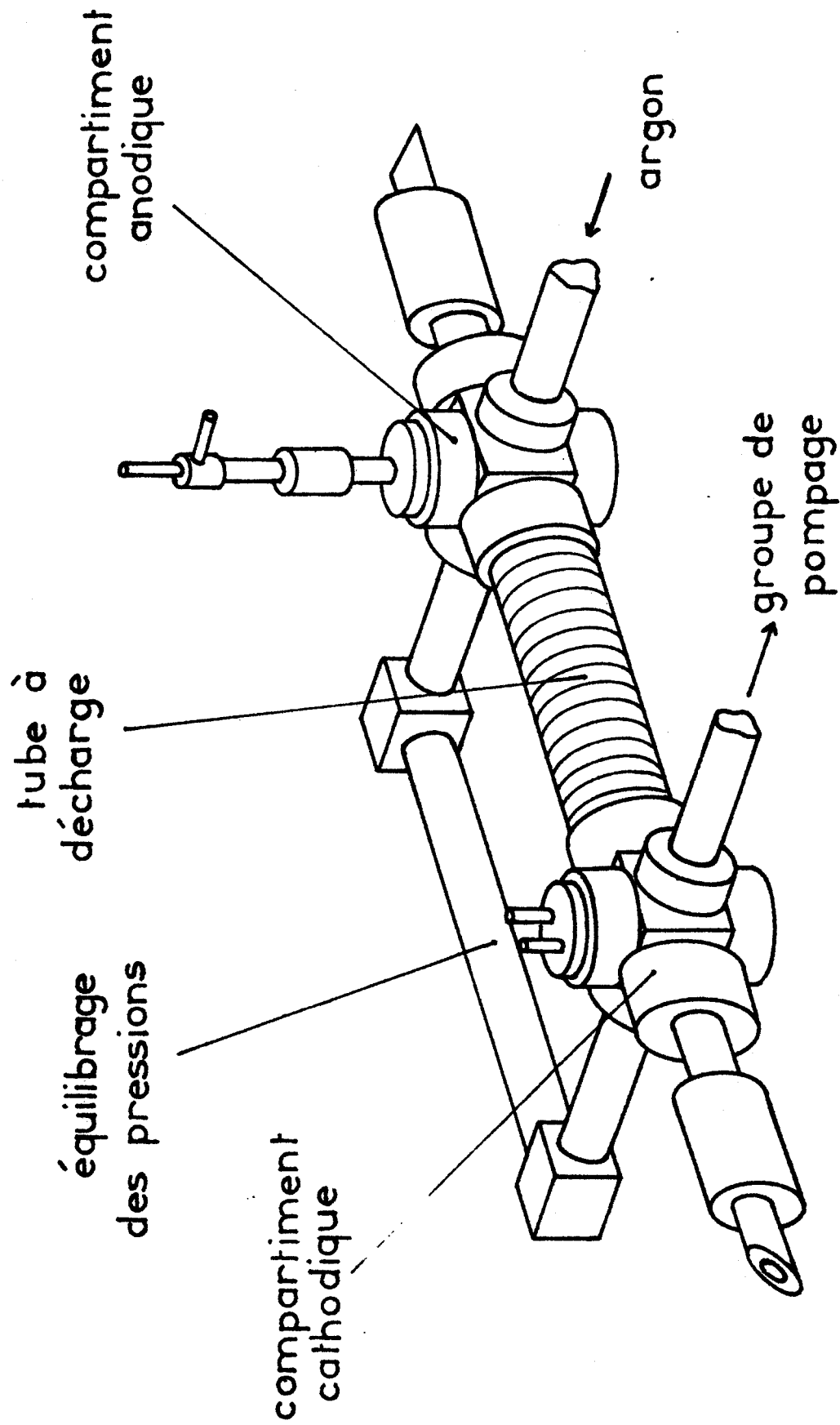


Fig: 7. Laser continu



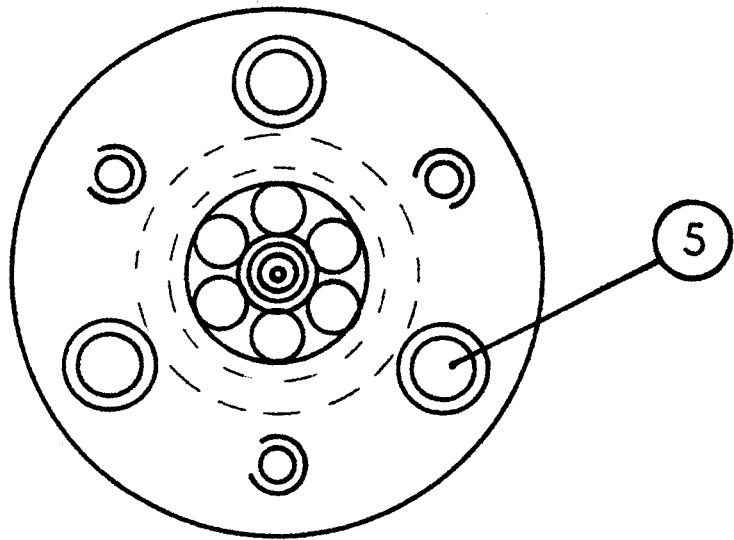
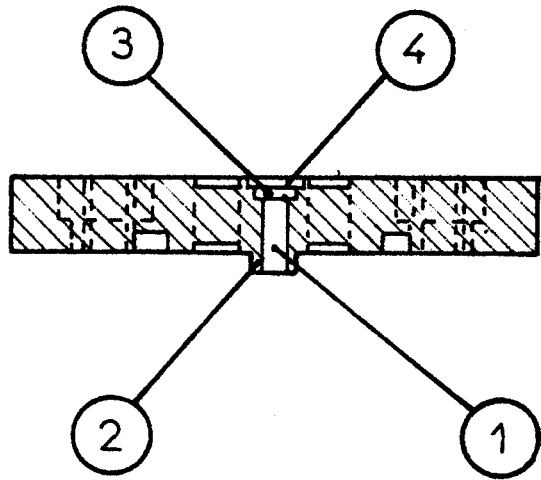


Fig. 8.

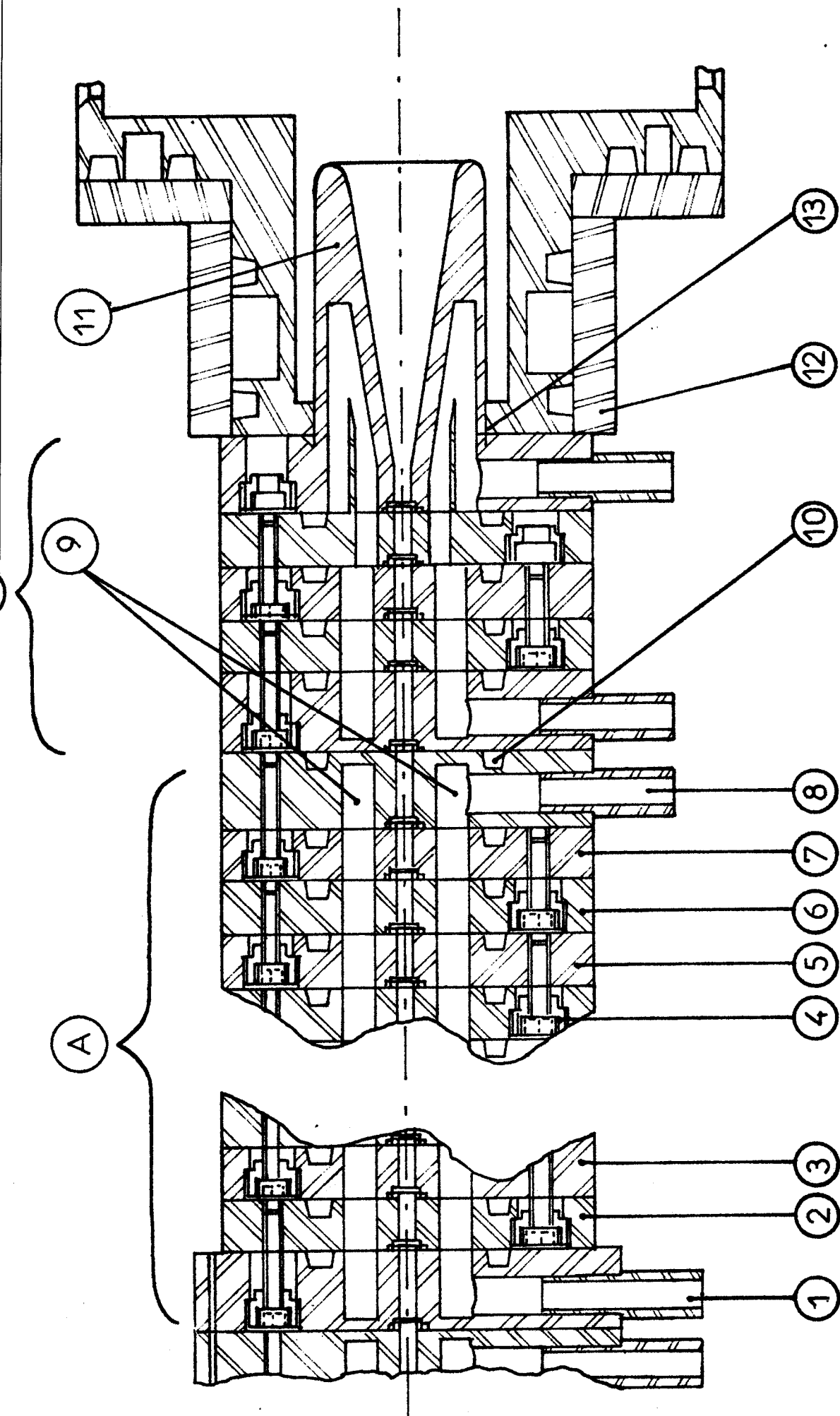


Fig: 9. Tube à décharge

BUS
LILLE

Sur l'une des faces du disque, le canal central se termine par un épaulement (renvoi 2 - Fig. 8) ; sur l'autre face par une cavité (renvoi 3 - Fig. 8) dans laquelle vient s'imbriquer l'épaulement de la pièce précédente. Ceci assure l'alignement correct du tube à décharge lors de l'assemblage. Un espace libre a été ménagé au fond de la cavité pour éliminer les déformations du tube dues à la dilatation du métal.

Entre deux disques, l'étanchéité au vide est obtenue grâce à un joint torique placé autour de l'épaulement. Lors de l'assemblage, ce joint est comprimé dans une gorge circulaire (renvoi 4 - Fig. 8) entourant la cavité précédemment décrite.

Les disques sont fixés les uns aux autres par trois vis, situées à la périphérie et isolées électriquement par des rondelles en téflon (renvoi 5 - Fig. 8).

Pour maintenir la température uniforme le long des parois du tube à décharge, la circulation d'eau est divisée en plusieurs sections indépendantes composées chacune de 8 à 10 disques. Les disques 1 à 8 de la figure 9 constituent l'une de ces sections (A). L'eau pénètre au niveau du disque (1) dans une gorge circulaire qui alimente les six conduits de refroidissement (renvoi 9 - Fig. 9). A l'autre extrémité, une pièce identique (8) évacue l'eau. Pour interdire les fuites d'eau vers l'extérieur de la structure, un joint torique est placé entre chaque disque autour des passages d'eau (renvoi 10 - Fig. 9).

Les extrémités du tube à décharge s'évasent progressivement (renvoi 11 - Fig. 9) pour guider la décharge et atténuer l'érosion. Comme l'échauffement est plus important à ce niveau, la section (B) est plus courte que les autres et comporte seulement 5 disques : le gradient de température le long des premiers disques est donc diminué.

Chaque extrémité du tube est fixée à un compartiment (renvoi 12 - Fig. 9) contenant, l'un la cathode, l'autre l'anode et un joint torique (renvoi 13 - Fig. 9) assure l'étanchéité au vide de la liaison.

Le tube devant fonctionner à très basse pression (jusque 10^{-5} Torr), il est nécessaire que toutes les jonctions soient parfaitement étanches. De plus, le joint central très proche de la décharge, doit pouvoir supporter sans dommage des températures élevées (200°C environ). Il faut donc disposer de joints de très bonne qualité. Deux catégories de joints conviennent particulièrement bien : les joints en élastomère et les joints métalliques (en or par exemple).

Cependant, les joints métalliques ne sont pas bien adaptés à la réalisation d'un prototype qui nécessite de fréquents démontages. En effet, leur manque d'élasticité les rend inutilisables après un premier emploi. Mais dans une version définitive, ce type de joint doit s'avérer plus résistant à long terme qu'un joint en élastomère.

Il existe à l'heure actuelle des joints en élastomère qui présentent une très bonne tenue à la chaleur. Nous avons choisi des joints en Viton (copolymère d'héxa fluoro propylène) qui supportent des températures supérieures à 250°C. Il peut sembler surprenant d'employer ce type de joint dans un plasma, mais comme nous l'avons dit la décharge ne "voit pas" le joint car celui-ci se trouve masqué par l'épaulement. Il n'y a donc aucune détérioration à craindre du fait du bombardement ionique. La circulation d'eau, voisine de ce joint, combinée à la très bonne conductibilité thermique de l'aluminium assure un refroidissement très efficace du joint.

Les exigences concernant le joint d'étanchéité à l'eau sont moins strictes. En effet celui-ci est situé très loin de la décharge et à ce niveau la température n'excède quasiment pas la température ambiante. Aussi avons nous adopté des joints de qualité courante à base de nitrile.

Ce tube métallique de structure modulaire qui n'offre aucune difficulté d'assemblage, a l'avantage de présenter une très grande robustesse mécanique. Celle-ci s'accompagne d'une bonne résistance thermique en raison du métal employé. Malgré cela, il peut arriver que le tube soit endommagé par la décharge. Dans ce cas, il n'y a pas lieu de changer tout le tube et seuls les quelques disques détériorés seront aisément remplacés.

En raison même de cette structure, il est tout à fait possible d'adapter la longueur du tube à décharge à la puissance lumineuse souhaitée ainsi qu'aux caractéristiques de l'alimentation électrique dont on dispose.

4.1.2 - Electrodes :

4.1.2.1 - *La cathode*

De nombreux types de cathode sont utilisables dans les lasers ioniques (cathodes à oxydes, cathodes creuses à flux de gaz¹⁷, cathodes à jet de plasma¹⁸). Parmi ceux-ci, les cathodes à oxydes occupent une place importante. Récemment, des cathodes à chauffage direct en tungstène, imprégné de baryum, sont apparues¹⁹ et ce sont ces dernières que nous avons adoptées. A caractéristiques identiques, elles présentent l'avantage d'être beaucoup plus petites que les cathodes à oxydes classiques. D'autre part, notre choix s'est porté sur ce type de cathode en raison de leur robustesse mécanique et de leur simplicité d'emploi mais surtout en raison de la possibilité de les réactiver plusieurs fois. Ce dernier point s'avère très intéressant puisque dans le cas d'un prototype, de nombreux incidents peuvent se produire tels que la rupture du vide. Dans ce cas la cathode est endommagée et rendue inutilisable sauf si elle peut être réactivée.

Cette cathode en tungstène imprégné de baryum est produite par la Société Spectra Mat. Elle est réalisée à partir de poudres de tungstène très pur fortement comprimées puis taillées en forme d'hélice aux dimensions voulues. Ce support de tungstène poreux est ensuite imprégné d'un mélange de BaCO_3 , CaCO_3 , Al_2O_3 qui est réduit à l'état d'aluminates de baryum et de calcium ($3\text{BaO} \cdot \text{CaO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$) qui constituent le matériau émissif. Celui-ci diffuse vers la surface lors du chauffage de la cathode et se comporte comme un émetteur thermoionique d'électrons à bas potentiel de sortie (1,7 eV environ).

La cathode que nous utilisons comprend 7 spires de 0,5 inch de diamètre et possède une surface émettrice de 11 cm^2 environ. Elle peut débiter 55 ampères en fonctionnement continu et ce courant peut être facilement doublé en régime d'impulsions. Ces valeurs sont obtenues pour des températures de la surface comprises entre 950°C et 1150°C . A 1150°C , la densité de courant débitée est de l'ordre de 5 ampères par centimètre carré alors qu'elle tombe à 1 ampère

par centimètre carré à 950°C. Les puissances de chauffage nécessaires pour atteindre ces températures sont données sur la figure 10¹⁹ et l'on constate qu'elles sont de l'ordre d'une centaine de Watt. La cathode est chauffée directement par l'effet Joule causé par le passage d'un courant alternatif qui, dans les conditions normales de fonctionnement, est de 25 Ampères. La caractéristique tension d'alimentation, en fonction de l'intensité de ce courant, est représentée sur la figure 11. Afin d'avoir une émission homogène sur toute la surface de la cathode, la "haute tension" destinée à entretenir la décharge est appliquée au point milieu du secondaire du transformateur de chauffage de la cathode (Fig.17)

L'activation de cette cathode est relativement simple. Après un dégazage sous vide poussé (10^{-5} à 10^{-6} Torr) la cathode est portée à 1200°C (température d'activation) pendant 10 minutes. Puis la température est ramenée à 1100°C et l'argon est introduit dans le tube à une pression de quelques centaines de milli-Torr. La décharge est ensuite amorcée en appliquant sur le tube un champ de haute fréquence.

Deux tiges en rhénium sont soudées aux extrémités de l'hélice et permettent d'adapter la cathode sur son support (Fig. 12). Deux barreaux en cuivre, enrobés de céramique, relient la cathode au circuit de chauffage. Ce support est fixé sur le compartiment cathodique (Fig. 7) et l'étanchéité est obtenue à l'aide d'un joint torique. Le support est conçu de telle manière que l'axe de la cathode soit confondu avec l'axe du tube à décharge et que le faisceau laser passe à l'intérieur de l'hélice.

4.1.2.2 - L'anode

L'anode ne joue dans la décharge qu'un rôle passif. Elle est là uniquement pour collecter les électrons provenant de la décharge. Cependant, étant donné les courants importants mis en jeu, il est nécessaire qu'elle puisse évacuer rapidement la chaleur dissipée. Nous avons utilisé une anode en cuivre dont l'intérieur est évidé pour permettre son refroidissement par une circulation d'eau. La partie utile (en cuivre) a la forme d'un cylindre percé, suivant son axe, d'un canal au travers duquel peut passer le faisceau laser (Fig. 13). Sur ce cylindre est soudé un tube en acier inoxydable qui

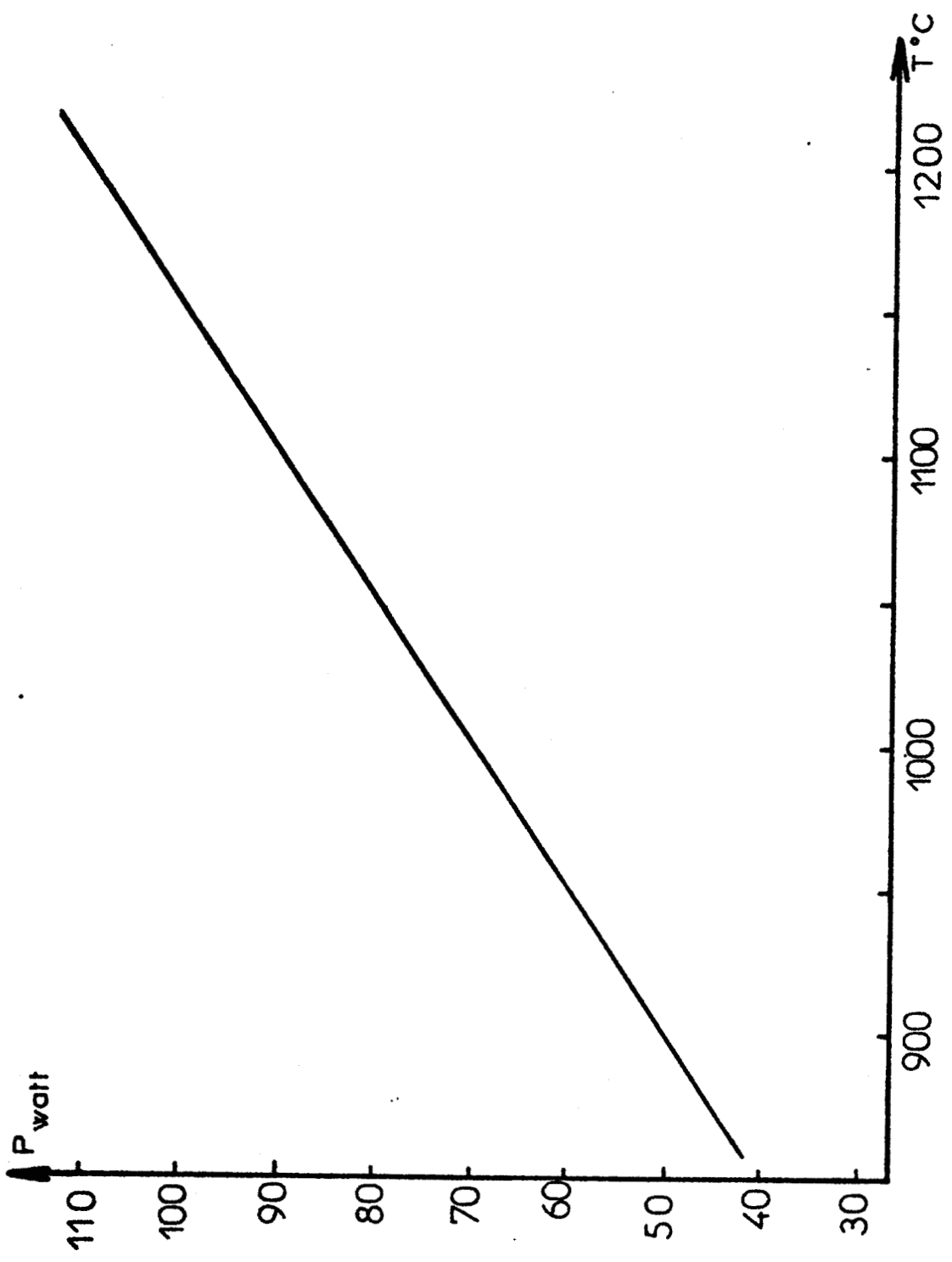


Fig: 10.



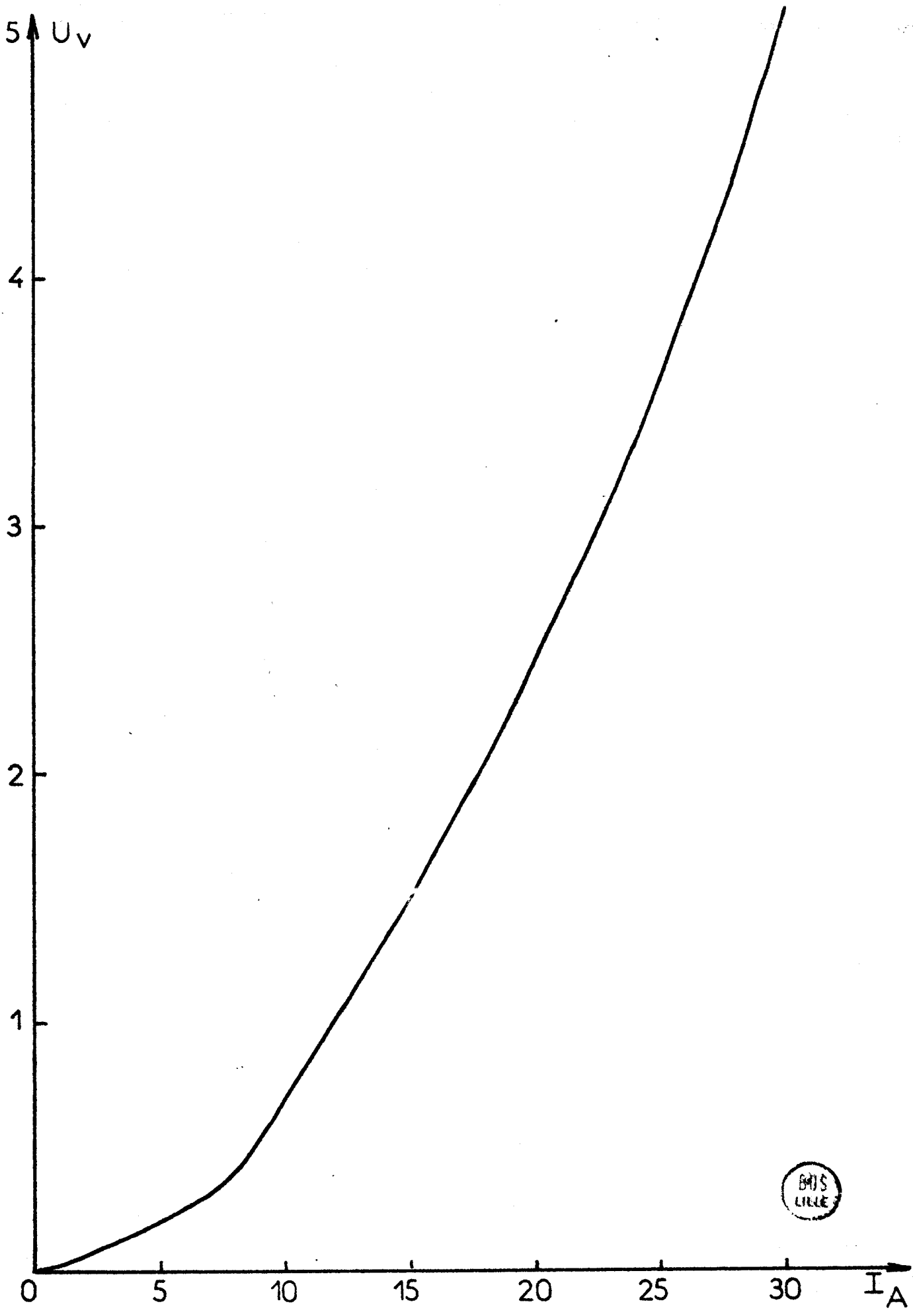
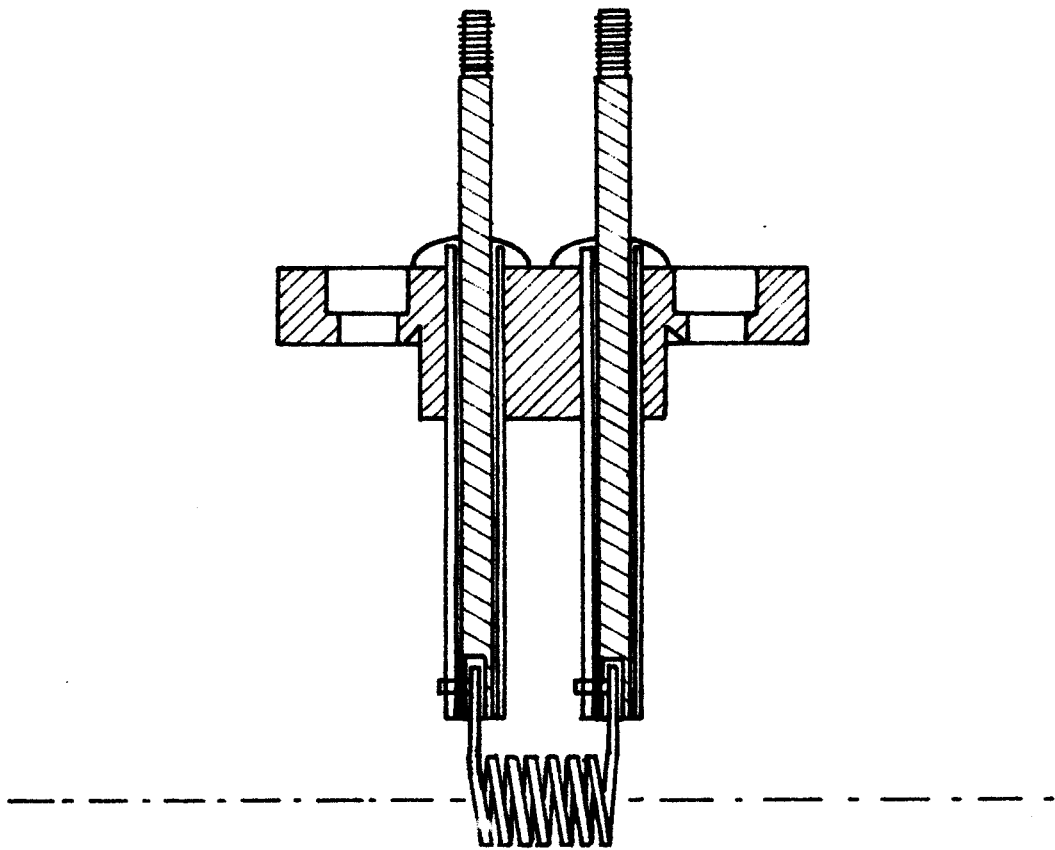
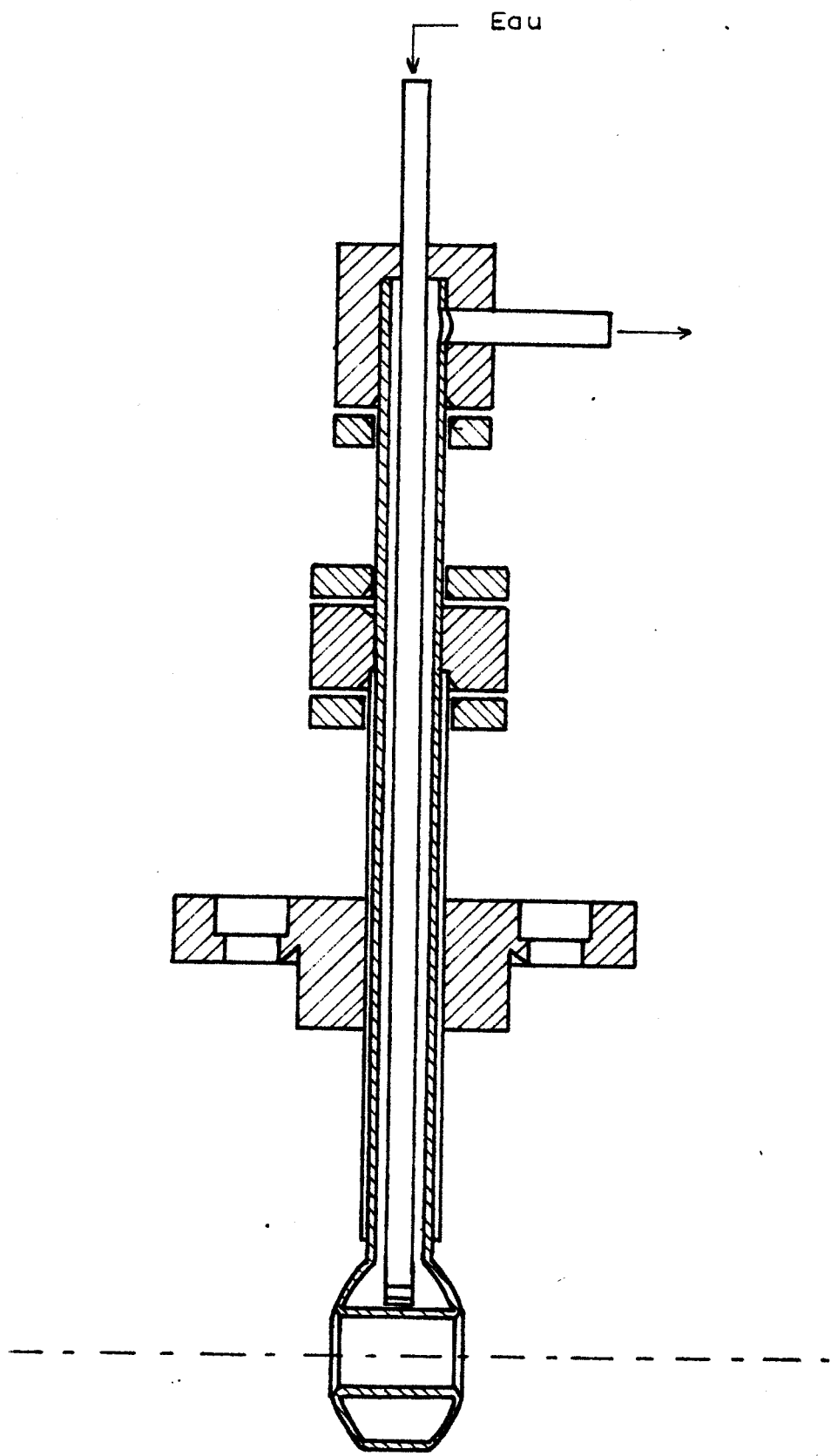


Fig: 11.



W.S.
LILLE

Fig: 12. Cathode



BUS
LILLE

Fig: 13. Anode

relie l'anode à l'alimentation électrique. Ce tube possède une double paroi et permet l'arrivée et l'évacuation simultanées de l'eau. Une enveloppe en verre l'isole du support et du reste de la structure.

4.1.3 - Fenêtres de Brewster - Pollution des faces :

Sur les compartiments cathodique et anodique viennent se fixer les embouts (Fig. 7) supportant les fenêtres de sortie du laser. Celles-ci sont constituées par des lames de silice de très bonne qualité optique (planéité et parallélisme des faces particulièrement soignées) appliquées sur un joint torique par une bride métallique. Afin de limiter les pertes par réflexion sur ces lames, on leur donne l'orientation oblique correspondant à l'incidence brewsterienne. Le calcul de l'angle de brewster se faisant à partir de la relation : $\text{tg } i_B = n$ (n indice de réfraction de la lame), on constate qu'à chaque longueur d'onde correspond un angle différent. Pour le laser à argon ionisé qui émet simultanément plusieurs longueurs d'onde, nous avons effectué le calcul pour la radiation 488,0 nanomètres qui est la plus intense. L'angle de brewster correspondant est de 56° et cette valeur constitue une bonne approximation pour les autres radiations émises. Dans ces conditions, les pertes par réflexion des lames sont nulles pour la vibration lumineuse dont le vecteur électrique est dans le plan d'incidence, elles sont par contre notables pour la vibration lumineuse orthogonale. Un tel laser fournit donc de la lumière polarisée rectilignement, d'orientation bien définie, déterminée par l'orientation des fenêtres.

Le fonctionnement du laser est fortement perturbé par la formation d'une pellicule absorbante sur la face interne des fenêtres. Ce dépôt est dû à des pulvérisations au niveau des électrodes et des parois du tube et il est en grande partie responsable de la baisse de puissance observée pendant le fonctionnement du laser. Des auteurs ont montré que cette pellicule, traversée par le faisceau laser, peut absorber suffisamment d'énergie pour provoquer des déformations thermiques des fenêtres qui se comportent alors comme des lentilles. Le faisceau laser devient divergent et des modifications dans la structure des modes de la cavité peuvent se produire. Pour éviter au maximum l'apparition de ce dépôt, nous avons placé les fenêtres très loin de la

décharge (à environ une trentaine de cm des électrodes). Des auteurs²² préconisent également l'emploi de champs magnétique et électrique comme écran entre la décharge et les fenêtres. Cette pollution des pièces optiques représente le principal obstacle à l'augmentation de la puissance des lasers à argon ionisé continus. Dans le cas d'un laser d'une centaine de Watt par exemple, on ne peut bénéficier de la puissance maximale que pendant quelques minutes seulement, ce qui limite évidemment l'intérêt d'un tel laser.

4.1.4 - Pompage du gaz par la décharge :

Un phénomène d'une grande importance pratique est le transfert de l'argon d'une extrémité du tube à l'autre. Dans les décharges à courant élevé, on constate que l'argon est pompé de la cathode vers l'anode quelques instants après l'amorçage de la décharge. Il se crée alors le long du tube un gradient de pression tel que l'effet laser cesse presque immédiatement et que la décharge devient instable. Une explication générale de ce phénomène peut être résumée qualitativement de la manière suivante : dans leur déplacement vers les électrodes, les électrons comme les ions, entraînent avec eux des atomes de gaz neutre. Cependant, l'énergie dissipée sur les parois étant plus importante pour les ions que pour les électrons, l'influence de ces derniers est prépondérante et le bilan global se traduit par un transfert d'argon vers l'anode. L'analyse détaillée de ce phénomène fait intervenir les vitesses longitudinale et axiale, le libre parcours moyen et le taux de recombinaison des deux espèces²³.

Pour éliminer ce phénomène, nous avons relié les compartiments cathodique et anodique par une canalisation extérieure de grande section mais suffisamment longue pour que la décharge ne s'y propage pas. L'argon peut alors circuler librement et si la conductance de cette canalisation est suffisante, on arrive à équilibrer les pressions de part et d'autre du tube à décharge et à stabiliser le fonctionnement du laser. Pour diminuer l'encombrement de cette canalisation, nous avons employé un tube de verre de 8 mm intérieur replié plusieurs fois sur lui-même.

4.II - CAVITE RESONNANTE

On réalise un oscillateur laser en couplant l'enceinte à décharge qui contient le milieu amplificateur à une cavité résonnante accordée sur la fréquence de la transition laser. Dans le domaine des fréquences optiques cette cavité est constituée d'une paire de miroirs situés de part et d'autre du tube à décharge. Le rayonnement stimulé effectue de multiples aller-retour entre ces miroirs et il y aura effectivement amplification de ce rayonnement si le gain du laser est suffisant pour compenser les pertes dans le résonateur dont le facteur de qualité est élevé. On rappelle que le facteur de qualité d'un résonateur optique est de la forme :

$$Q = \frac{R_1 R_2 e^{-2 \times l}}{1 - R_1 R_2 e^{-2 \times l}}$$

R_1 et R_2 étant les coefficients de réflexion de chacun des miroirs

l : la longueur de la cavité

x : un coefficient caractérisant les pertes.

Pour ces raisons, on emploie exclusivement des miroirs à couches diélectriques multiples dont le pouvoir de réflexion est très important et les pertes extrêmement faibles. Ces miroirs sont réalisés par la superposition de matériaux diélectriques dont l'indice de réfraction est alternativement faible et élevé, et il est possible d'atteindre par cette technique des coefficients de réflexion voisins de 99,9 % pour une longueur d'onde donnée. La cavité se compose d'un miroir dont le coefficient de réflexion est maximum pour la radiation désirée tandis que le second miroir est partiellement transparent afin d'extraire la lumière.

4.II.1 - Configurations de la cavité résonnante :

La configuration proposée initialement par Townes et Schallow²⁴ et utilisée pour le premier laser à gaz est un interféromètre de Pérot-Fabry composé de deux miroirs plans parallèles. Depuis, on a adopté les interféromètres à sur-

faces sphériques qui conviennent fort bien pour ce type d'application et dont le réglage est beaucoup moins critique que celui de l'interféromètre à faces planes. Parmi les nombreuses configurations imaginées, seules quelques unes sont à l'heure actuelle couramment retenues. Elles sont représentées sur la figure 14. Les parties hachurées correspondent à des modes particuliers de la cavité ; ceux sans changement de phase à la surface des miroirs et qui sont appelés modes uniphases ; La condition de résonance de ces différents résonateurs est donnée par l'expression :

$$v/v_0 = (q + 1) + 1/\pi (2p + 1 + 1) \arccos \left((1 - 1/b_1) (1 - 1/b_2) \right)^{1/2}$$

dans laquelle $v_0 = \frac{c}{2L} b_1$ et b_2 sont les rayons de courbure des miroirs . p et l sont des nombres caractérisant les modes de la cavité et en particulier la condition $p = l = 0$ définit les modes uniphases notés TEM_{00} .

La dimension du faisceau pour le mode TEM_{00} à la surface des miroirs est un paramètre utile pour comparer les différentes configurations. Le rayon w du faisceau sur le miroir est défini comme étant la distance (\bar{a} partir du centre) pour laquelle l'amplitude du champ est égale à la valeur du champ au centre du miroir divisée par e .

Sans entrer dans le détail des valeurs de w pour les différentes configurations, signalons simplement que pour le résonateur sphérique ($b_1 = b_2 = 1/2$) le mode tend à remplir toute la surface du miroir et qu'ainsi les pertes par diffraction sont importantes.

Dans le cas du résonateur hémisphérique vrai ($b_1 = 1, b_2 = \infty$), la taille du faisceau tend vers zéro sur le miroir plan et vers l'infini sur le miroir concave. Si l'on s'écarte légèrement de la condition $l = b_1$, les dimensions du faisceau deviennent raisonnables et les pertes par diffraction sont réduites.

Le résonateur confocal ($b_1 = b_2 = l$) est celui qui, pour une longueur de cavité donnée, fournit le faisceau ayant le plus petit diamètre et par conséquent les plus faibles pertes. Cependant dans la configuration $l = b$, le résonateur n'est pas stable et en pratique on s'arrange toujours pour avoir $l > b$ ou $l < b$.

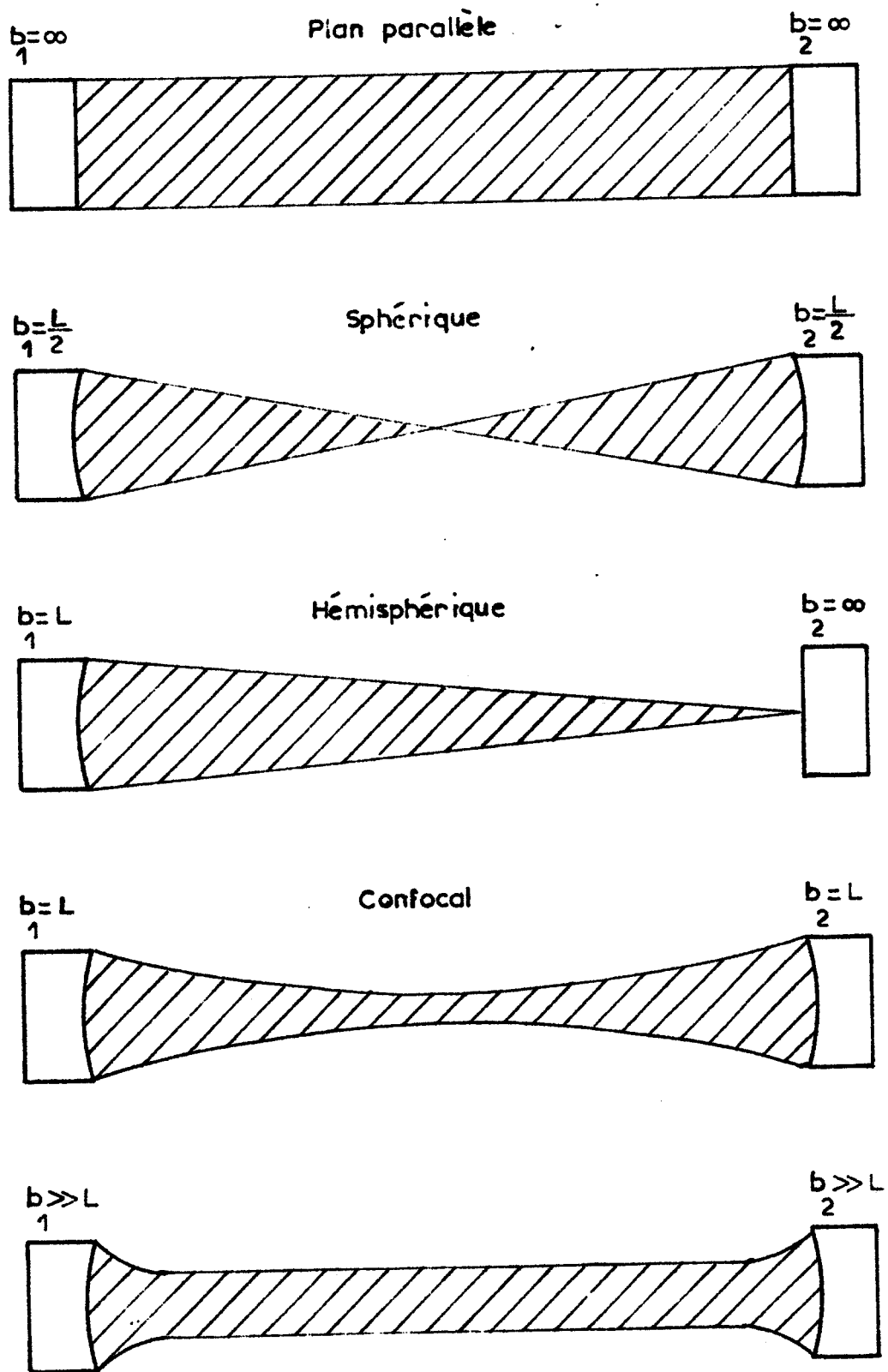


Fig: 14. Configurations de la cavité résonnante

La dernière configuration ($b_1 \gg 1$, $b_2 \gg 1$) se rapproche de l'interféromètre à faces planes puisque les miroirs sont à grand rayon de courbure.

Au cours de nos essais, nous avons employé une cavité composée soit de deux miroirs concaves de rayon de courbure 2 m soit d'un miroir concave et d'un miroir plan. Selon la longueur du tube à décharge, la distance entre les miroirs est comprise entre 1,40 et 1,10 m.

La surface des miroirs est recouverte d'un revêtement multidiélectrique à haut pouvoir réflecteur. Les courbes de transmission de ces miroirs sont représentées sur les figures 15 et 16.

4.111 - ALIMENTATION ELECTRIQUE

L'alimentation est constituée d'un ensemble transformateur redresseur délivrant une tension fixe auquel est associée une génératrice à courant continu dont la tension de sortie est ajustable. Selon la tension nécessaire à l'amorçage de la décharge, la génératrice peut être montée en série ou en opposition. La tension de fonctionnement est ensuite réglée grâce à cette génératrice.

Nous avons adopté pour la source fixe un montage parallèle double triphasé à diodes (Fig. 17). Le transformateur triphasé, dont les enroulements primaires sont montés en triangle, est alimenté en 380 Volts. Les enroulements secondaires montés en étoile fournissent une tension de 220 Volts. Ce transformateur a une puissance maximale de 20 kVA. et peut débiter 53 Ampères.

Le redressement est assuré par un pont triphasé de moyenne puissance pouvant délivrer une intensité permanente de 68 A. La tension redressée a une valeur moyenne de 370 Volts à vide et présente une ondulation de fréquence 300 Hz. La caractéristique en charge est représentée sur la figure 18. Pour réduire le taux d'ondulation, un filtre en Π est placé à la sortie des redresseurs.

La protection de l'alimentation est assurée par un disjoncteur triphasé placé sur le secondaire du transformateur et par un contacteur-sectionneur sur

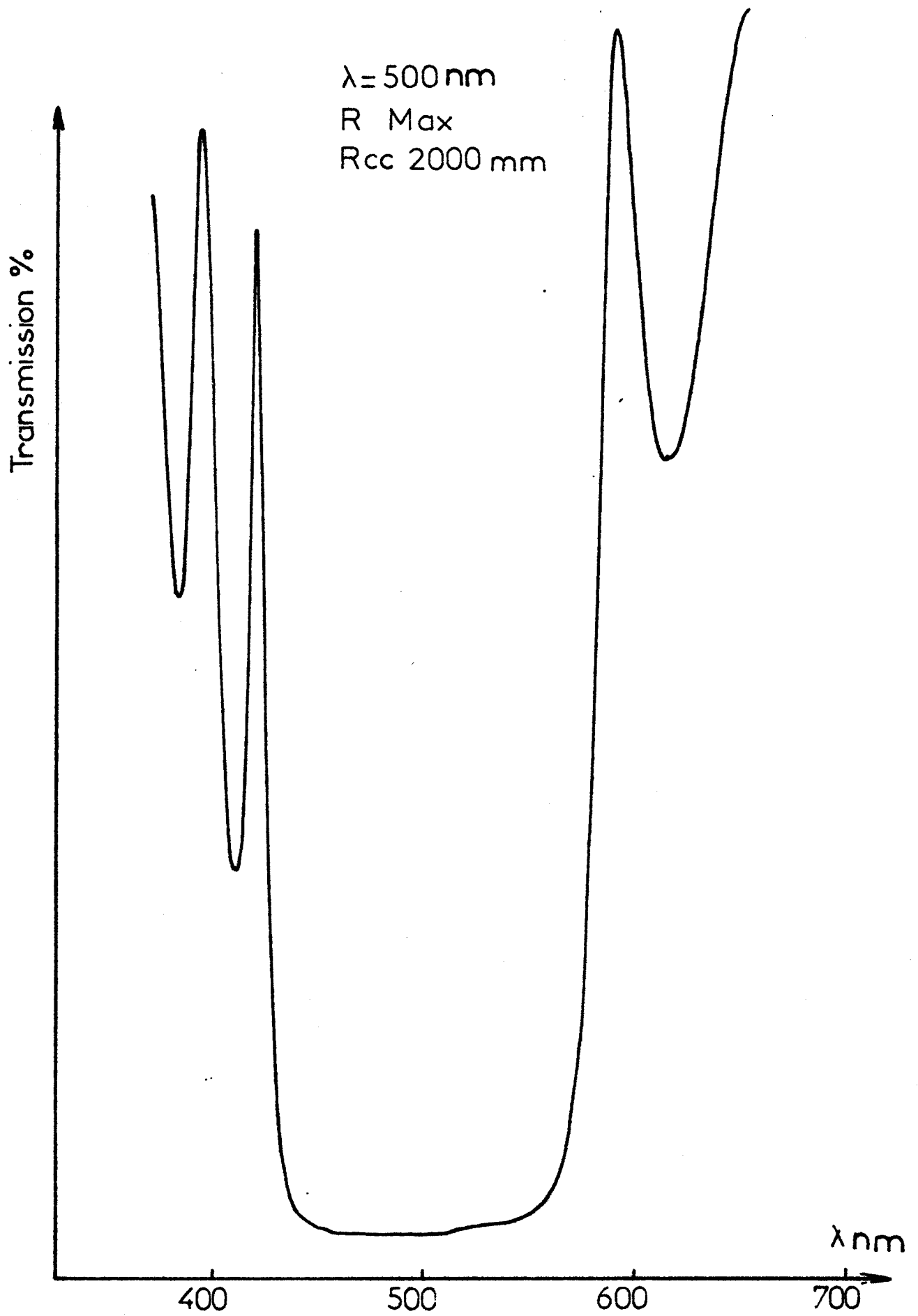


Fig: 15.



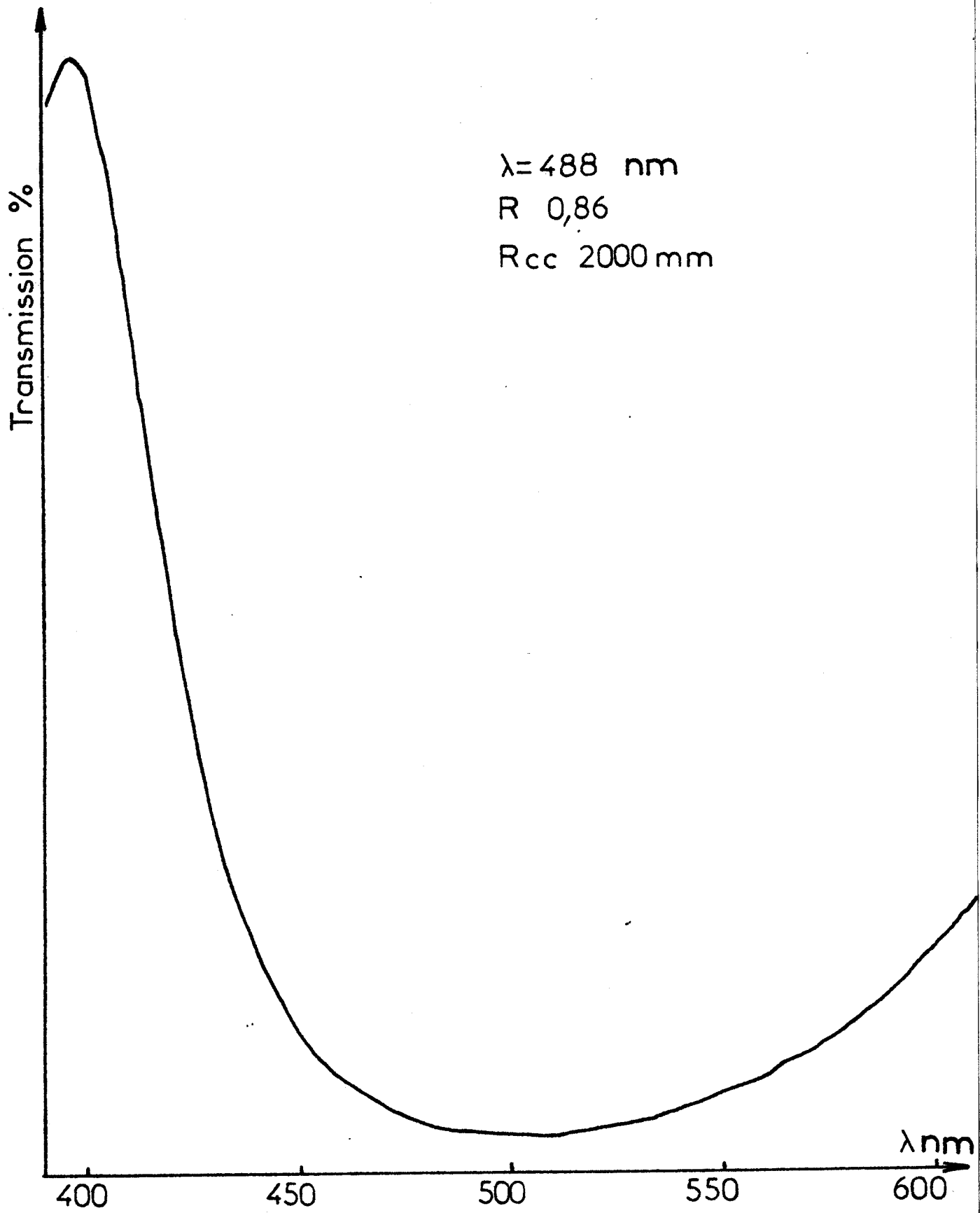


Fig: 16.



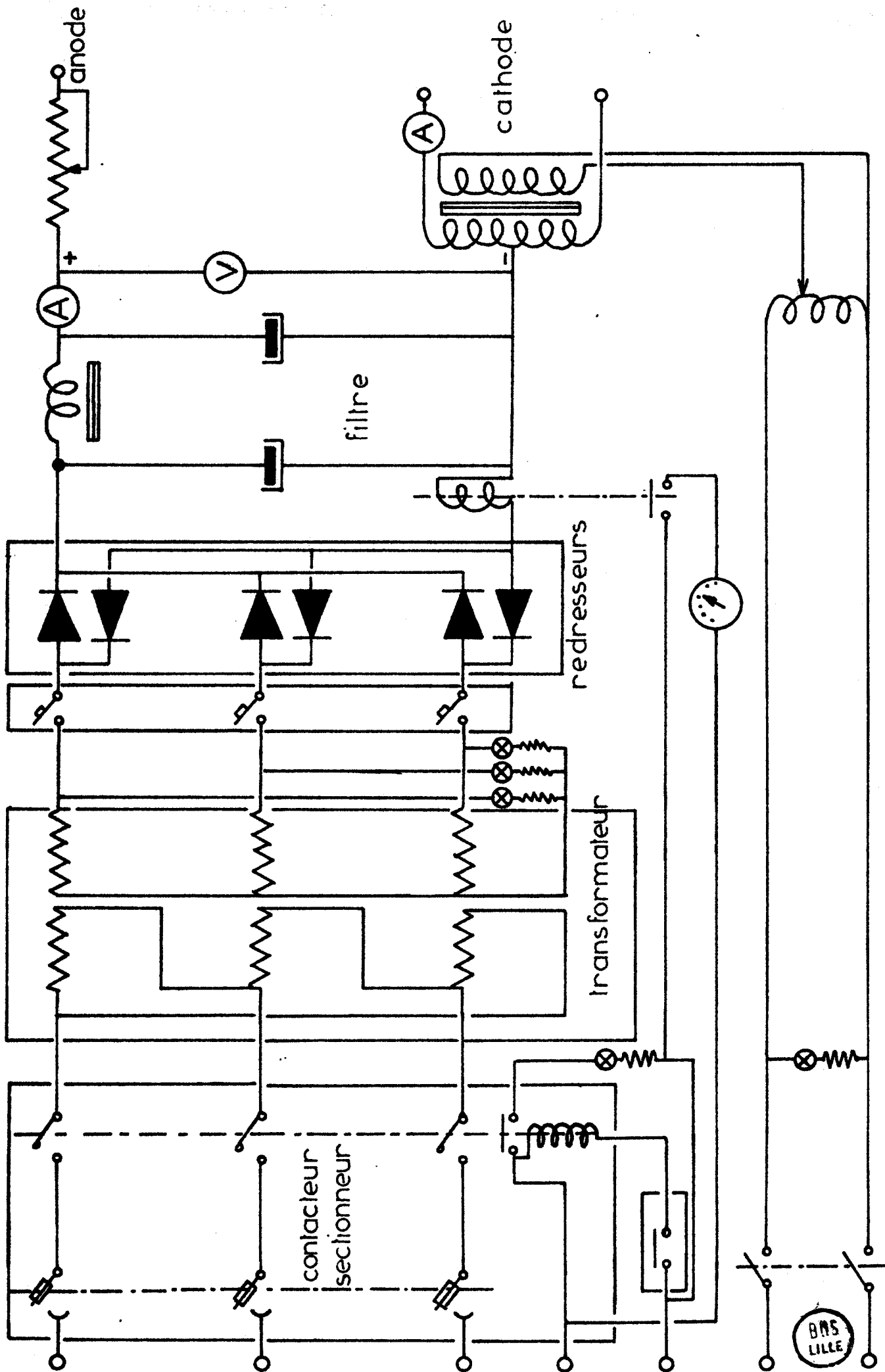


Fig: 17. Alimentation électrique

le primaire. D'autre part, un dispositif relié au contacteur empêche le fonctionnement de l'alimentation, si la circulation d'eau du laser n'est pas branchée.

Lorsque la génératrice est placée en série, la tension de sortie de l'ensemble peut varier, à vide de 370 V à 540 V environ, et en opposition elle est comprise entre 200 et 370 V. La tension d'amorçage de la décharge étant plus élevée que la tension normale de fonctionnement il convient de prévoir un dispositif limitant le courant au cours des premiers instants. Un rhéostat est donc placé entre le tube et l'alimentation, une fois la décharge stabilisée, la tension aux bornes du tube est abaissée grâce à la génératrice et le rhéostat devenu inutile est supprimé.

Le chauffage de la cathode est assuré par un transformateur dont le primaire est relié à un auto-transformateur à rapport variable qui permet d'ajuster la température de la cathode. Le secondaire peut débiter un courant de 50 A. sous une tension de 6 V. et possède un point milieu auquel est raccordé le pôle négatif de l'alimentation précédente.

4.IV - INSTALLATION A VIDE

Comme l'étanchéité au vide de l'enceinte à décharge est assurée par des joints toriques, il est nécessaire de pomper en permanence pour maintenir la pression constante. Pendant la phase d'activation de la cathode, un pompage **secondaire est indispensable** pour atteindre des pressions de l'ordre de 10^{-5} Torr. L'argon est ensuite introduit dans le tube à décharge de façon continue et un pompage primaire est alors suffisant.

Pour effectuer ces diverses opérations, nous disposons d'un groupe de pompage comprenant une pompe primaire à palettes à deux étages et une pompe secondaire à diffusion d'huile. L'ensemble est raccordé au compartiment cathodique du laser par une canalisation souple qui élimine les vibrations de la pompe primaire. En outre pour éviter les remontées de vapeur d'huile dans le tube à décharge, un piège à azote liquide est intercalé entre le tube et le groupe de pompage. Dans ces conditions, la pression limite est

d'environ 10^{-5} Torr dans le compartiment anodique. Le contrôle de la pression est effectué au moyen de deux jauges :

- une jauge à ionisation à cathode froide de type Penning, située dans le compartiment anodique, nous renseigne sur la qualité du vide secondaire. La gamme de mesure de cette jauge s'étend de 10^{-2} Torr à 10^{-6} Torr ;

- une jauge de type thermocouple placée à l'intérieur du compartiment cathodique et qui fonctionne entre 1 et 10^{-2} Torr nous renseigne sur la valeur des pressions lors de l'introduction de l'argon dans le tube. Pendant le fonctionnement du laser, seule cette jauge est utilisée puisque les pressions nécessaires pour obtenir l'effet laser sont de l'ordre de 0,2 à 0,5 Torr.

Les fuites de l'installation sont décelées à l'aide d'un détecteur de fuites à halogènes placé entre le tube et le groupe de pompage. Il est nécessaire d'utiliser ce type de détection en raison de la structure métallique de l'installation. Dans le cas de microfuites non décelables avec le détecteur à halogènes, nous employons un détecteur à hélium beaucoup plus sensible que le précédent.

Le tube laser est relié à une bouteille d'argon N.50 dont le débit est ajusté grâce à un manomètre de précision.

4.V - CARACTERISTIQUES DU LASER

Nous avons principalement étudié les variations de la puissance lumineuse émise en fonction des paramètres de la décharge à savoir le courant et la pression pour deux longueurs du tube : 54 et 19 cm. Nous avons également noté l'influence des miroirs sur les caractéristiques de la lumière émise.

4.V.1 - Variation avec le courant :

Pour une pression donnée, la puissance lumineuse augmente avec le courant et dès que l'on s'éloigne du seuil d'oscillation laser, la variation devient quadratique comme le montre l'allure parabolique des courbes 18, 19, 20. Ceci est, comme nous l'avons vu, en faveur d'un processus d'excitation du niveau laser supérieur en plusieurs étapes. Les courbes 18, 19, 20 représentent les variations de la puissance émise dans les raies à 488,0 et 476,5 nanomètre de l'argon ionisé en fonction du courant de décharge pour différentes pressions. Nous n'observons pas de saturation de l'effet laser et la puissance est seulement limitée par l'intensité maximale que peuvent supporter la cathode et l'alimentation électrique.

Les puissances maximales que nous avons obtenues sont de 500 mW environ avec le tube de 54 cm (dans la raie à 488,0 nm) et de 360 mW avec le tube de 19 cm (dans les raies à 488,0 et 476,5 nm) pour des pressions respectives de 0,32 et 0,4 Torr et des courants d'une quarantaine d'ampères.

Les mesures de puissance sont effectuées avec une cellule O.I.P. calibrée pour la radiation 632,8 nm du laser He-Ne. La correction apportée aux valeurs fournies par cette cellule a été déterminée par un étalonnage préalable avec un laser à argon ionisé commercial.

4.5.2 - Variation avec la pression :

De nombreux auteurs ont montré qu'à courant constant la puissance lumineuse augmente avec la pression, passe par un maximum puis décroît. Pour chaque valeur du courant il existe donc une valeur optimale de la pression. Avec le tube de 19 cm, nous observons effectivement une loi de variation du même type pour des courants supérieurs à 30 ampères. Dans la gamme 30-37 ampères, la pression optimale se situe, comme nous l'avons vu précédemment, vers 0,4 Torr. Pour des courants inférieurs à 30 ampères, les courbes de variation de la puissance avec la pression ne présentent plus qu'une partie décroissante et bien qu'il ne soit pas possible de préciser exactement la valeur de la pression optimale, celle-ci doit être inférieure à 0,25 Torr. Dans le domaine des basses pressions (< à 0,25 Torr), la décharge devient

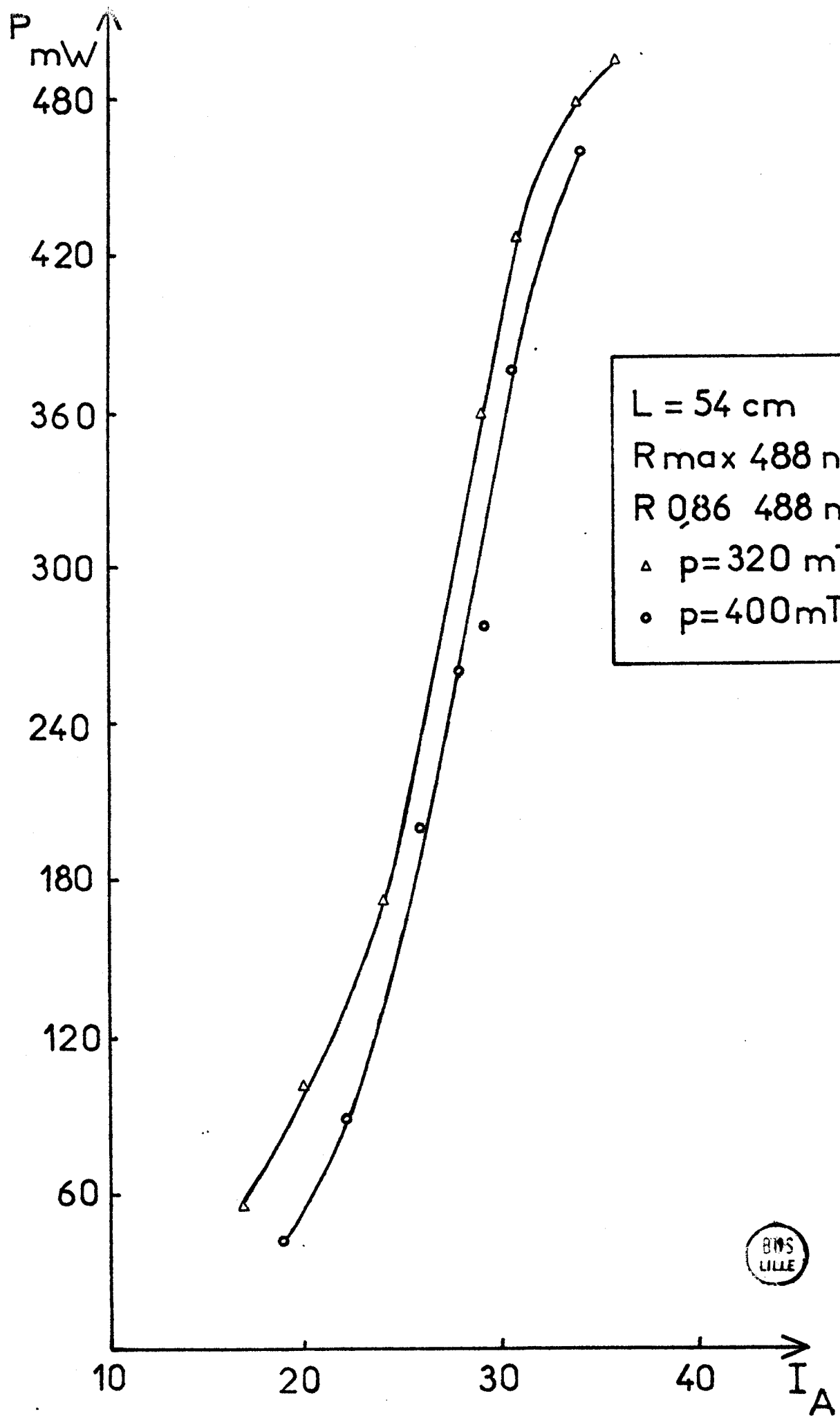


Fig:18.

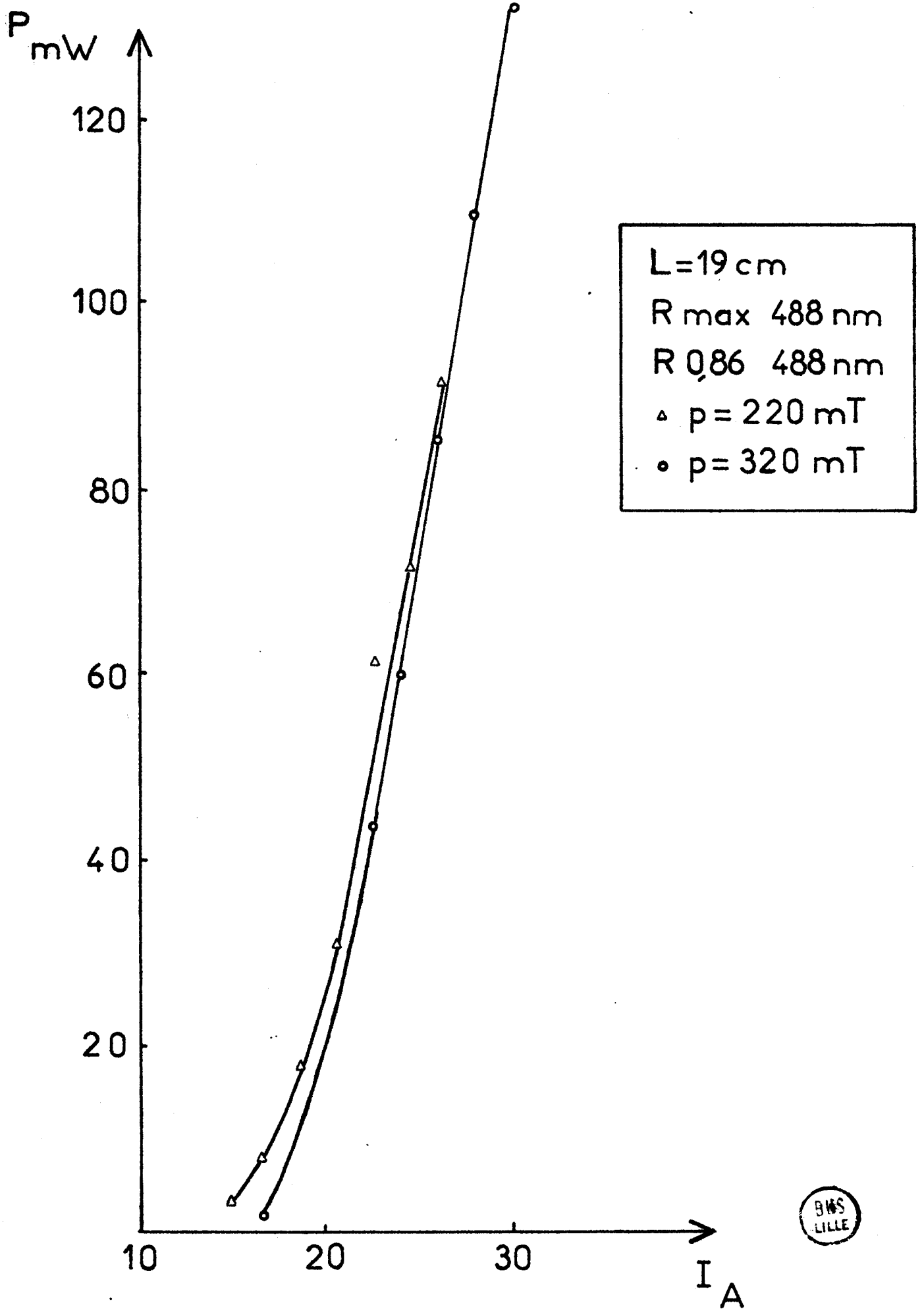


Fig:19.

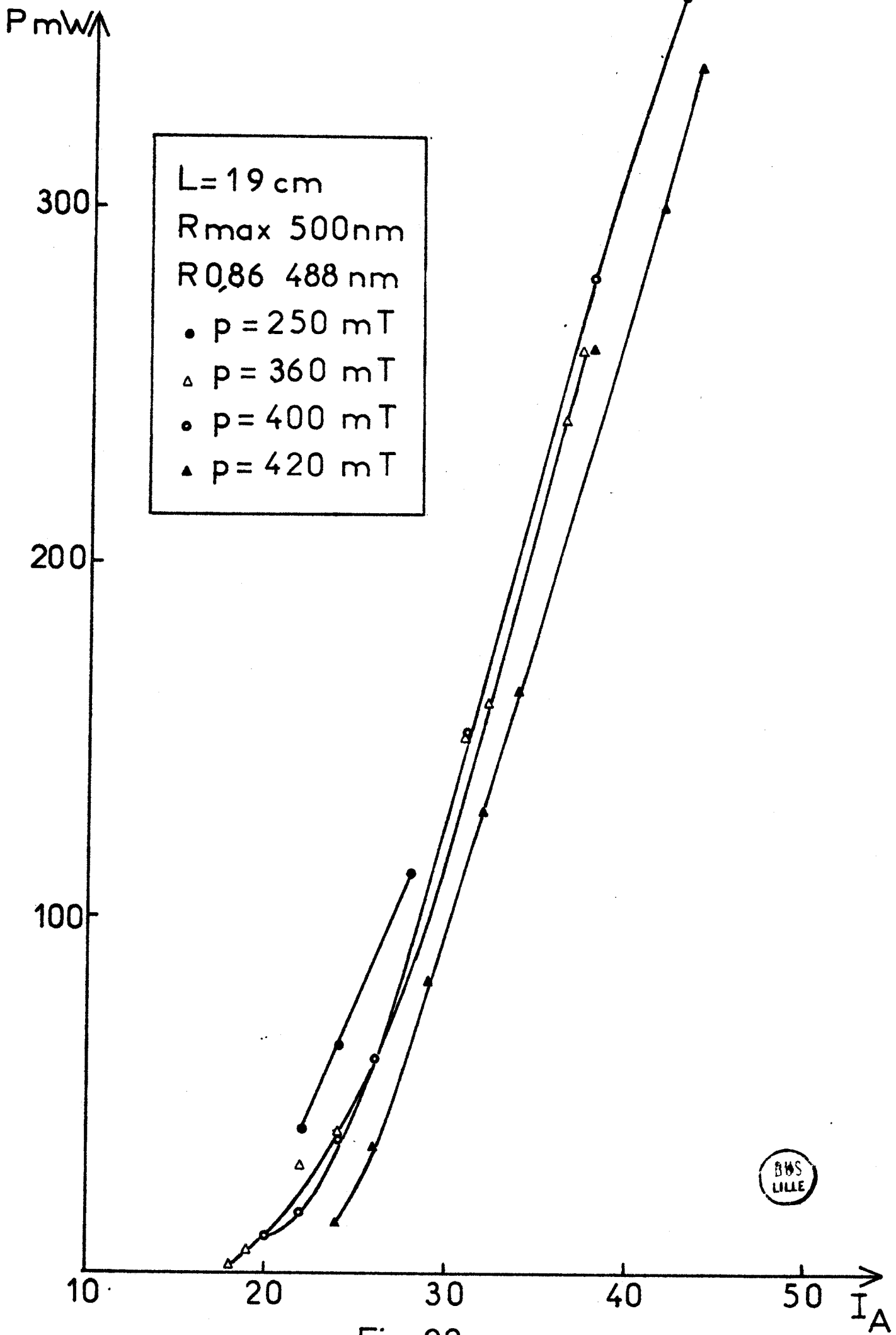


Fig: 20.



instable et nous n'avons pas pu faire de mesures ce qui explique l'indétermination sur la valeur de la pression optimale. Cependant les résultats précédents semblent en bon accord avec ceux de Gorog et Spong² qui prévoient que la valeur optimale de la pression se déplace vers les hautes pressions lorsque le courant augmente.

4.V.3 - Etude du rayonnement émis :

Les caractéristiques du rayonnement émis diffèrent beaucoup selon le couple de miroirs employé. Le maximum de puissance est obtenu avec le couple de miroirs Rmax 500,0 nm R0,86 488,0 nm de rayons de courbure 2 m. Seules sont obtenues les raies à 488,0 et 476,5 nm, la première étant de loin la plus intense. Cependant dans ce cas la divergence du faisceau laser est assez importante. Nous avons pu réduire cette divergence en utilisant un couple Rmax 488,0, R0,86 488,0 dont le miroir le plus réfléchissant est plan, dans ce cas le rayonnement obtenu est monochromatique et seule la raie à 488,0 nm est amplifiée mais la puissance est plus faible que précédemment.

Avec une cavité résonnante de faible transmission (Rmax 488,0, R0,98 488,0) nous avons réussi à obtenir l'émission de 5 raies laser (476,5, 488,0, 496,5, 501,7, 514,5 nm) de puissance très faible à l'extérieur de la cavité. Nous avons étudié dans ce cas l'influence de la pression et du courant sur le seuil des différentes raies. A une pression donnée, la raie à 488,0 est celle qui a le seuil le plus bas ; quand le courant augmente, apparaissent dans l'ordre les raies à 476,5, 514,5, 496,5 nm et plus difficilement 501,7 nm. Pour chacune de ces raies, le seuil diminue lorsque la pression baisse.

4.V.4 - Comportement du tube :

Le tube a fonctionné à des densités de courant atteignant 600 Amp/cm² ce qui correspond à une puissance électrique de l'ordre de 6 kW pour le laser de 19 cm, aux bornes duquel la tension est d'environ 160 V. à 40 ampères. La puissance émise étant alors de 360 mW le rendement de ce laser est voisin de 6.10^{-5} .

Nous constatons que dans ces conditions de fonctionnement, l'échauffement des parois est important malgré le refroidissement et provoque à long terme la détérioration des joints assurant l'étanchéité au vide de la structure. Par contre, après plus de 70 heures de fonctionnement, les parois internes du tube à décharge ne présentent aucune trace d'érosion. La couche d'alumine assure donc une protection efficace contre le bombardement ionique.

Nous avons également relevé la différence de potentiel entre la cathode et chacun des disques constituant le tube. Contrairement à ce que nous attendions elle est constante sur tous les disques formant une moitié du tube et après un saut brutal au niveau de la jonction des deux moitiés, elle redevient uniforme tout au long des disques restants. Ceci semble prouver un isolement imparfait des disques.

Le tube se comporte alors comme si il était constitué seulement de deux sections métalliques isolées l'une de l'autre. Puisqu'aucune trace d'érosion n'a été décelée sur les parois, ceci nous a amené à étudier la possibilité de réaliser un petit tube laser métallique d'une seule pièce. Cette configuration facilite grandement la fabrication du tube et permet de résoudre en grande partie les problèmes d'étanchéité. Un tube à décharge de ce type, long de 14 cm, est actuellement en cours de réalisation.

4. VI - DEVELOPPEMENTS

4.VI.1 - Influence d'un champ magnétique axial :

Une augmentation appréciable de la puissance du laser à argon ionisé peut être obtenue en plaçant le tube à décharge dans un champ magnétique axial convenablement choisi. Celui-ci a pour effet de diminuer la diffusion des électrons vers les parois et d'augmenter la densité des particules chargées sur l'axe de la décharge. Un autre effet est de réduire, pour un courant donné, le champ électrique axial dans la décharge. La puissance nécessaire à l'entretien de la décharge est ainsi réduite et le rendement du laser s'en trouve accru.

Pour chaque diamètre de tube, il existe une valeur optimale du champ magnétique bien définie. Plus le diamètre est grand, plus cette valeur optimale est faible. La valeur optimale du champ magnétique H_{opt} dépend également des conditions de la décharge : H_{opt} décroît lorsque le courant et la pression diminuent. La valeur optimale pour un tube de 3 mm est de 1200 Gauss environ et pour un tube de 4 mm, le champ ne vaut plus que 700 Gauss. L'augmentation de puissance en présence d'un champ magnétique est fonction du diamètre du tube. La figure 21²⁶ représente la variation du taux d'accroissement de la puissance (rapport de la puissance sans champ à la puissance en présence du champ optimal) en fonction du diamètre. Nous voyons qu'avec un tube de 3 mm, la puissance émise est quintuplée en présence d'un champ magnétique.

Pour des tubes de diamètre plus important (> 10 mm), le champ magnétique n'a pratiquement plus d'influence sur la puissance.

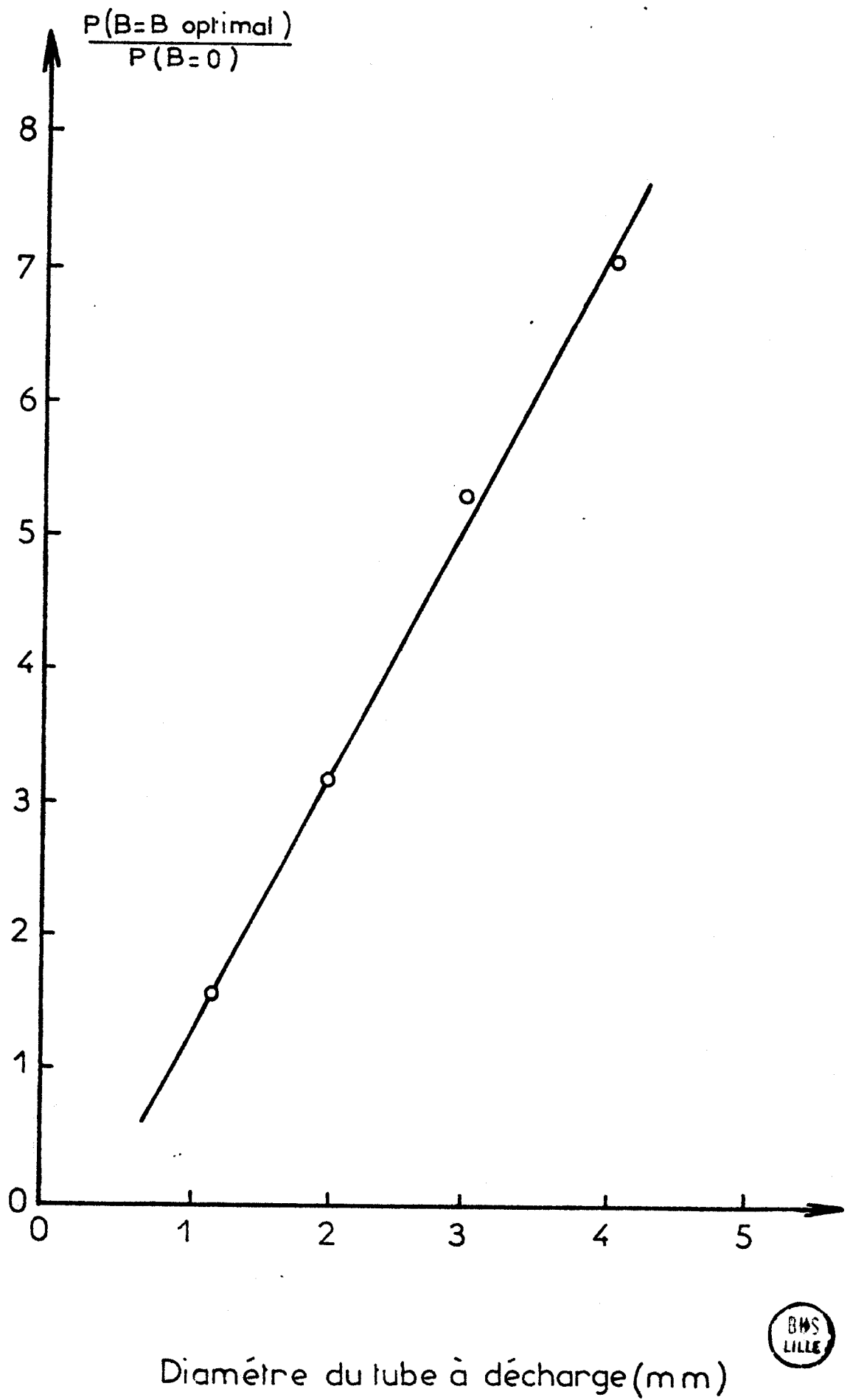
Il faut noter que l'effet du champ magnétique ne se limite pas aux lasers continus mais est également sensible dans le cas de lasers pulsés. Cependant, l'effet est plus faible ; la puissance augmente selon les conditions de décharge, de 20 à 100 % et le rendement approximativement d'autant.

4.VI.2 - Augmentation du diamètre du tube à décharge :

Parallèlement aux améliorations technologiques concernant le tube à décharge, des développements sont entrepris actuellement en vue d'augmenter la puissance des lasers ioniques.

La solution la plus simple consiste à augmenter le volume d'interaction tout en conservant le même processus d'excitation. La longueur du tube ne pouvant être augmentée indéfiniment, l'accroissement du volume est obtenu par augmentation du diamètre du tube à décharge.

Jusqu'à présent les tubes à décharge couramment utilisés, avaient un diamètre n'excédant pas 6 mm. Récemment Seelig et ses collaborateurs ont étudié des lasers de diamètre allant jusqu'à 12 mm. Il ressort de leurs



Diamètre du tube à décharge (mm)



Fig: 21.

travaux que pour ces diamètres élevés et dans les conditions optimales de fonctionnement, le taux de pompage du niveau laser supérieur est augmenté dans un rapport 3 à 4. L'augmentation du volume d'interaction conduit à des lasers environ 10 fois plus puissants que les meilleurs lasers actuels de faible diamètre (150 W pour un tube de 12 mm). Ces nouvelles structures sont donc très intéressantes mais elles conduisent à des intensités de courant très élevées et nécessitent des alimentations électriques imposantes

15 16 27 28 .

-00000-

CHAPITRE V

LASER A ARGON IONISE EN IMPULSIONS

Le fonctionnement du laser à argon ionisé en régime d'impulsions est très avantageux puisqu'il permet de faire passer dans le milieu gazeux des densités de courant considérables de l'ordre de plusieurs milliers d'A/cm². Un fonctionnement continu n'est pas envisageable à ce niveau car on ne connaît pas de matériau capable de résister à la chaleur dissipée par le passage d'un tel courant, tandis que n'importe quel tube en verre le supporte aisément pendant quelques fractions de seconde. On obtient en régime d'impulsions une très grande densité d'ions et un nombre élevé d'atomes actifs peut ainsi participer à l'émission stimulée. On atteint par conséquent une énergie lumineuse importante pendant un temps très court.

Les lasers à argon ionisé en impulsions, actuellement développés commercialement, émettent une énergie relativement faible pour nos problèmes c'est pourquoi nous nous sommes proposés de poursuivre les travaux déjà entrepris au laboratoire en vue d'améliorer ce type de laser.²⁹

5.1 - CATHODE EN INDIUM

La réalisation du tube à décharge proprement dit est relativement simple et la principale difficulté rencontrée dans les lasers en impulsions réside dans le choix d'une cathode capable de débiter des courants très élevés. Les cathodes à oxydes s'avèrent, dans ce cas, d'un emploi peu commode étant donné les dimensions qu'il faudrait leur donner. D'autre part, la

présence dans les décharges pulsées d'atomes plusieurs fois ionisés dont l'impact peut causer de graves dégâts nécessite de disposer d'une cathode très résistante. Il nous a donc semblé utile de définir un type de cathode mieux adaptée au fonctionnement en régime d'impulsions et nous avons entrepris l'étude d'une cathode froide en indium dont le principe se rapproche de celui de la cathode à bain de mercure déjà employée dans les lasers à gaz.³⁰

L'émission d'électrons n'est plus répartie uniformément sur toute la surface de la cathode, comme pour une cathode à oxydes, mais se présente sous la forme d'une tache cathodique de faible dimension (son diamètre est de l'ordre de 10^{-3} cm). La tache cathodique est portée à une température très élevée tandis que la majeure partie de la surface de la cathode reste froide d'où l'appellation de cathode froide. La cathode à bain de mercure qui nous a servi de modèle présente cependant deux inconvénients : d'une part le mercure est liquide à la température ambiante et des précautions doivent être prises pour orienter le tube laser, d'autre part le mercure a une pression de vapeur très élevée et diffuse dans le tube à décharge en polluant le gaz.

L'étude comparée des propriétés du mercure et de l'indium (tableau 4)³¹ fait ressortir les avantages de l'indium pour cette application particulière. Son point de fusion de 156°C permet une utilisation aisée et sa très faible pression de vapeur résout le problème de la contamination de la décharge.

L'indium est introduit sous forme solide dans un godet en verre solidaire du tube à décharge, puis il est fondu sous vide. La surface de la cathode prend alors la forme d'un ménisque concave tandis que l'indium "mouille" parfaitement les parois. Le contact électrique est assuré par une tige de tungstène traversant le fond du godet.

Pour un meilleur fonctionnement de la cathode, il est préférable que sa surface présente des aspérités. L'application d'une impulsion de haute tension crée des champs électriques très intenses au niveau de ces aspérités et ces champs sont suffisants pour induire l'émission d'électrons. Simul-

	Indium	Mercure
Travail de sortie (eV)	3.8	3.7
Température de fusion (°C)	156	-39
Température d'ébullition (°C)	2000	357
Conductibilité thermique (Cal/Sec cm °C)	0.20	0.019
Chaleur spécifique (Cal/gm)	0.057	0.033
Chaleur de vaporisation (k Cal/gm)	0.48	0.073
Pression de vapeur 100°C (mmHg)	$< 10^{-12}$	4×10^{-1}

Tableau 4. Propriétés physiques de l'indium et du mercure



tanément l'impulsion ionise le gaz et la décharge s'amorce entre la cathode et l'anode. Il se produit alors une fusion locale de l'indium et la tache cathodique est ainsi formée. A chaque impulsion ce processus se reproduit et en raison de la violence de la décharge, la surface de la cathode se renouvelle à chaque fois ce qui confère aux phénomènes une bonne reproductibilité. Cependant petit à petit, l'indium est pulvérisé sur les parois ce qui limite la durée de vie de la cathode : celle-ci cessera de fonctionner lorsque l'indium ne sera plus en contact avec le tungstène. Mais par chauffage, il est possible de ramener l'indium à sa position initiale et donc de prolonger la durée d'utilisation de la cathode.

Les performances de lasers équipés de cette cathode froide sont identiques à celles de tubes similaires à cathode chaude. Les pointes de courant sont du même ordre de grandeur dans les deux cas excepté dans les régions de fortes intensités (supérieures à 500 A) où la cathode froide peut débiter des courants plus élevés sans présenter d'instabilité. Simmons et Witte²² d'une part, Hallock et al²³ d'autre part, ont obtenu sans difficulté des impulsions supérieures à 1500 A de durée comprise entre 0,5 et une dizaine de ms.

Il semblerait que dans le domaine des impulsions brèves (< à 500 ns) les cathodes chaudes soient préférables. Le temps de montée du courant ne peut pas dépasser une certaine valeur (de l'ordre de 10^8 A/s) avec une seule tache cathodique. Au delà de cette valeur, la tache cathodique se divise en deux ou plusieurs taches et la décharge a tendance à s'éteindre.

Cependant la cathode en indium, du fait de sa facilité de construction et de fonctionnement, est une source d'électrons idéale pour les lasers en impulsions nécessitant des pointes de courant élevées et de durée relativement longue.

5.II - LASER A ELECTRODES D'INDIUM

Afin de pouvoir juger des modifications apportées par l'emploi d'une cathode en indium, nous avons équipé d'électrodes en indium une structure existant au laboratoire (pourvue initialement d'électrodes en aluminium) dont

les caractéristiques nous sont connues (Fig. 22). Le tube à décharge est constitué d'un capillaire long de 30 cm et de diamètre intérieur 3 mm. Les fenêtres de sortie inclinées à l'incidence brewstérienne sont solidaires d'embouts qui se fixent grâce à un rodage conique aux extrémités du tube et sont donc facilement accessibles. Le tube est, comme le laser continu, relié à une installation de pompage et d'introduction de gaz.

5.11.1 - Alimentation électrique :

Celle-ci comprend un banc de condensateurs de quelques μF chargés entre 0 et 3000 V par un circuit de redressement double alternance (Fig. 23). Cette tension étant trop faible pour amorcer la décharge, les capacités sont déchargées dans le primaire d'un transformateur d'impulsions élévateur dont le secondaire est relié aux bornes du laser. La tension disponible peut alors atteindre 30 kV. Les capacités se déchargent dans le transformateur d'impulsions lorsque le thyatron à hydrogène 4 C.35 est rendu conducteur par des impulsions de 200 V délivrées par un générateur d'impulsions. Nous avons utilisé deux générateurs d'impulsions : le plus simple comporte un relais à mercure dont la bobine excitatrice est alimentée en 50 ou 100 Hz, ce qui offre deux cadences de fonctionnement. Ce montage peut être également commandé manuellement en coup par coup. Il délivre des impulsions de 230 V maximum d'une durée de 0,3 ms (Fig. 24).

Le second générateur, plus élaboré, fournit des impulsions d'amplitude variable entre 50 et 220 V et permet de plus d'ajuster la fréquence des déclenchements entre 1 et 100 Hz et la durée des impulsions entre 2 μs et 1 ms. Le schéma synoptique de ce montage est illustré sur la figure 25. Un premier étage fournit des impulsions synchronisées sur le secteur. Les deux étages suivants permettent de diviser la fréquence de 1 à 100. Viennent ensuite deux monostables à constante de temps variable qui servent à régler l'un le retard par rapport au secteur, l'autre la durée d'impulsions. Le dernier étage joue le rôle d'amplificateur. Ce montage entièrement transistorisé présente l'inconvénient d'être très sensible aux impulsions parasites et en particulier des impulsions provenant de la partie haute tension de l'alimentation provoquent fréquemment le claquage du transistor amplificateur.

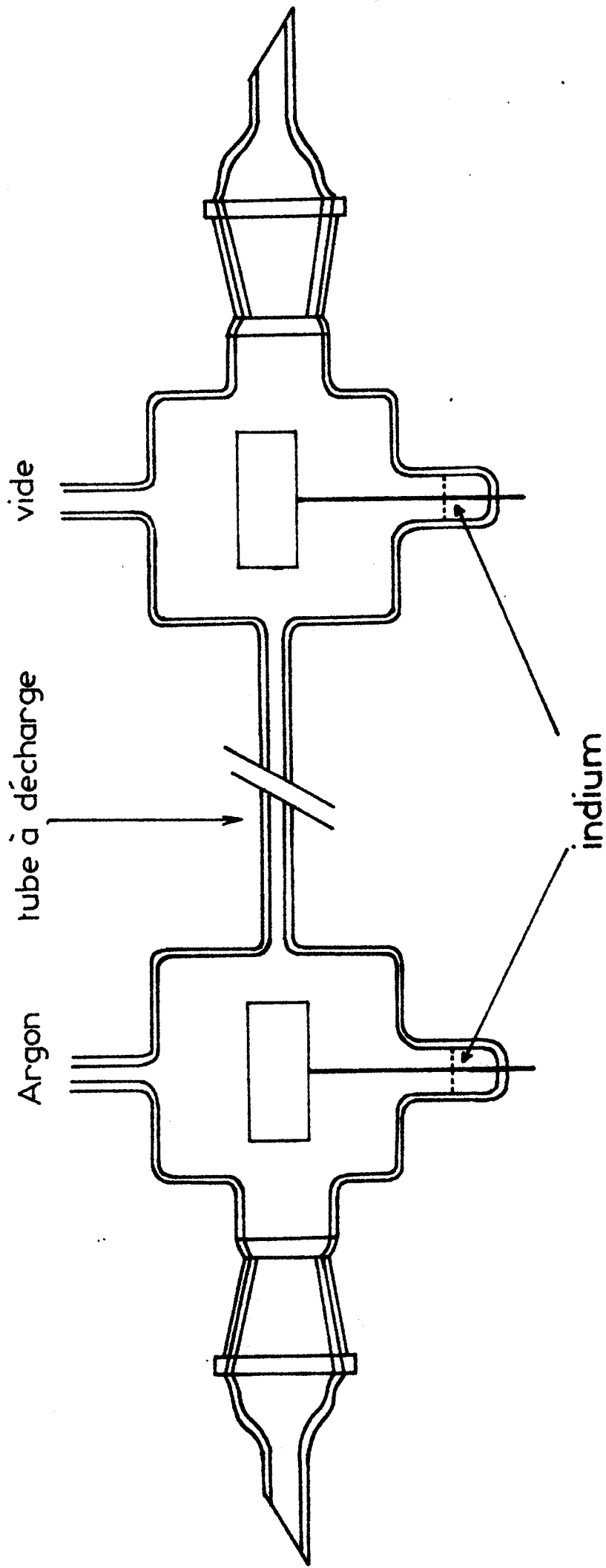


Fig: 22. Laser à électrodes en aluminium (indium)

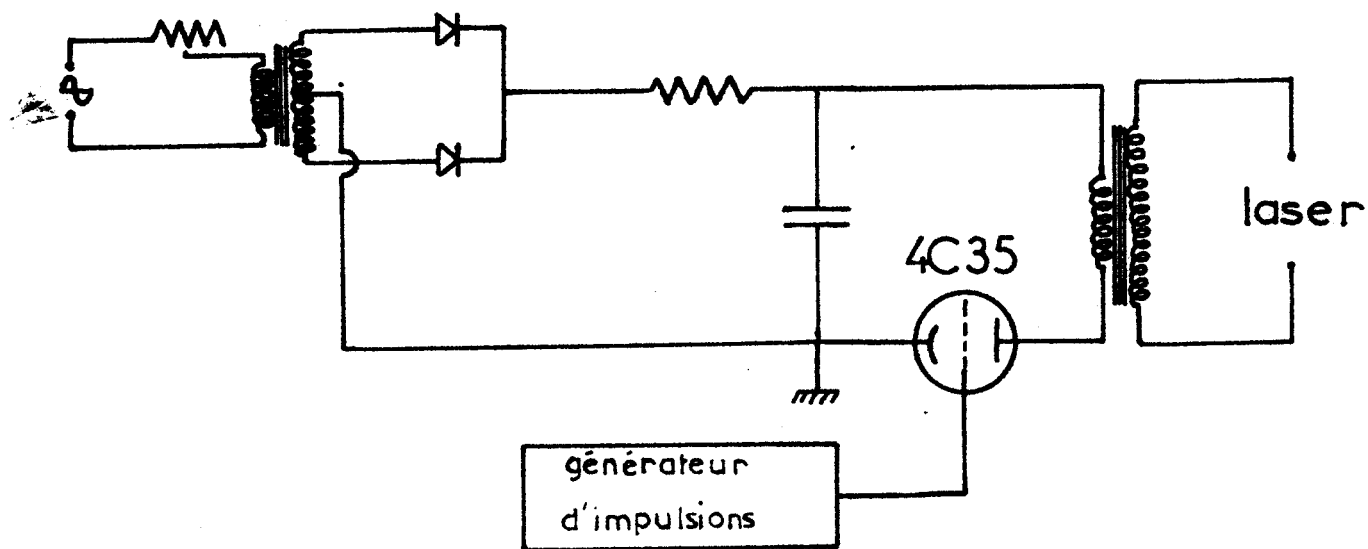


Fig: 23. Alimentation haute tension

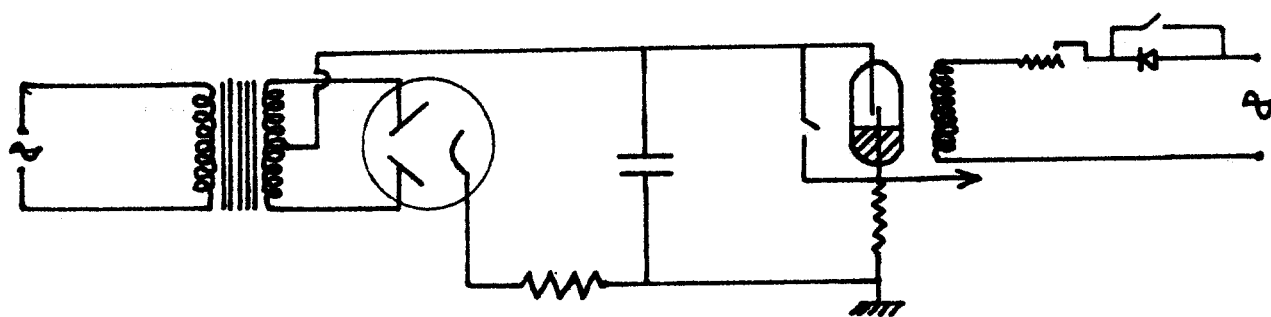


Fig: 24. Générateur d'impulsions n°1

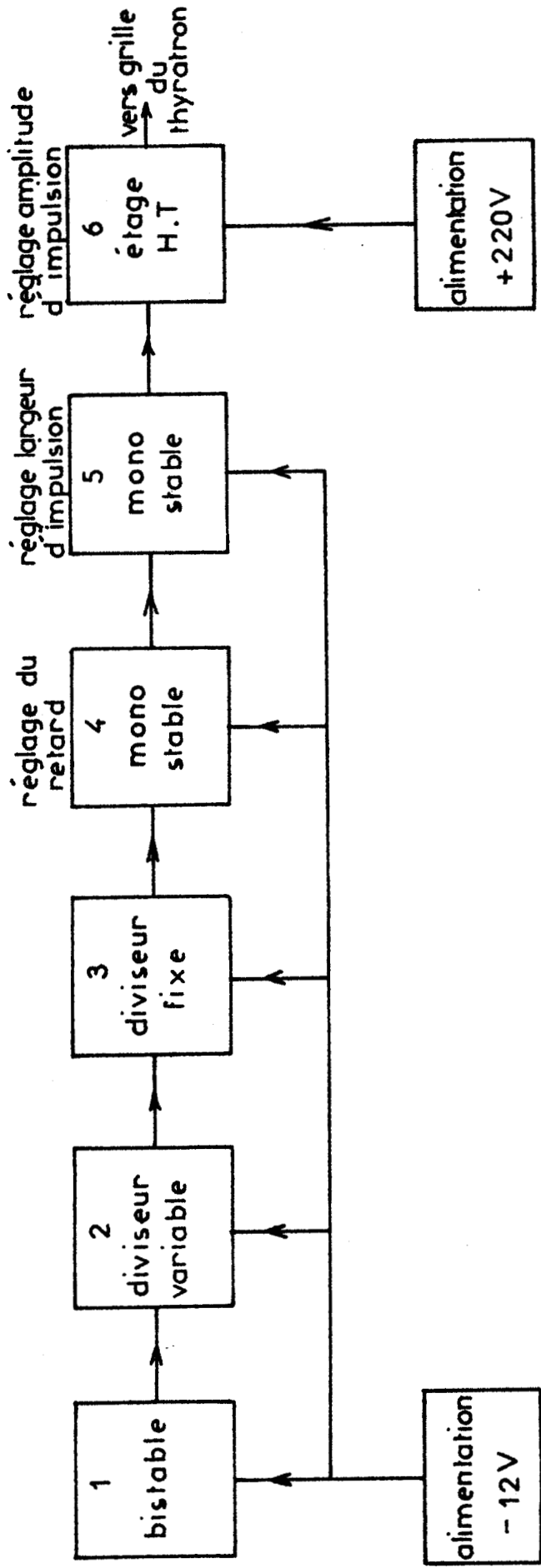


Fig: 25. Schéma synoptique du générateur d'impulsion n° 2



5.II.2 - Etude des caractéristiques du laser :

En appliquant aux bornes du tube des impulsions d'environ 20 kV, nous avons obtenu l'émission laser sur les raies de l'argon ionisé pour des pressions de l'ordre de 10^{-3} Torr. La puissance émise est de 300 à 400 mW crête et l'on ne constate pas d'amélioration par rapport au laser initial équipé d'électrodes en aluminium.

La puissance lumineuse relativement faible obtenue avec le laser à électrodes d'indium semble indiquer que la cathode en indium n'est pas alimentée dans des conditions susceptibles de lui faire débiter des courants élevés. En effet, en raison des caractéristiques des éléments du montage (thyatron et transformateur d'impulsions), il n'est pas possible d'emma-gasiner dans les capacités de très fortes énergies. C'est pourquoi nous avons mis au point, dans une étape ultérieure, une alimentation haute tension capable de libérer une énergie plus importante.

5.III - ALIMENTATION T.H.T.

Cette alimentation est dans son principe identique à la précédente mais les capacités sont chargées par un ensemble transformateur-redresseur fournissant une tension continue de 30 kV avec un débit maximum de 125 mA (Fig. 26). La tension aux bornes des capacités est alors largement suffisante pour amorcer la décharge dans les conditions d'obtention de l'effet laser et il n'est plus nécessaire d'employer un transformateur d'impulsions. Les capacités sont déchargées à une fréquence déterminée dans le tube laser par l'intermédiaire soit d'un thyatron à hydrogène 5 C.22, soit d'un éclateur. Les caractéristiques du thyatron 5 C.22 sont telles qu'il n'est pas possible de dépasser 15 kV et pour travailler à des tensions supérieures à cette valeur, nous devons le remplacer par un éclateur. Dans un cas comme dans l'autre, la commande est effectuée au moyen d'un générateur d'impulsions équipé de tubes à vide moins sensibles aux impulsions parasites que les transistors. Ce générateur est couplé directement à la grille du thyatron 5 C.22 mais ne peut pas commander directement l'éclateur. Il faut pour cela utiliser

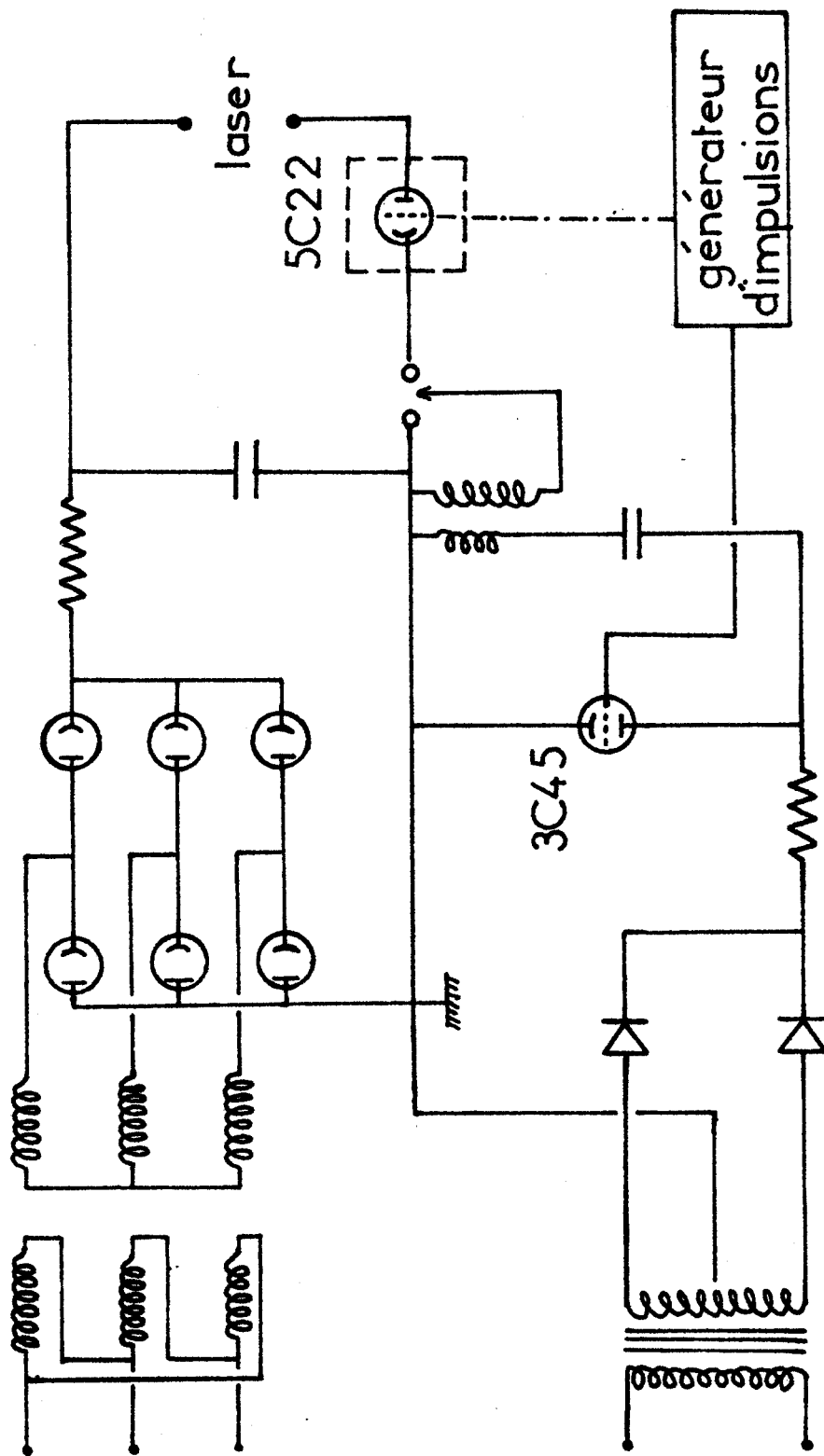


Fig: 26. Alimentation T.H.T

un montage intermédiaire dont le principe consiste à décharger une capacité dans le primaire d'une bobine d'induction (type bobine d'allumage d'automobile) dont la sortie est reliée à l'électrode d'amorçage de l'éclateur. Les déclenchements successifs sont obtenus en débloquent un thyatron 3 C.45 placé dans le circuit primaire de la bobine.

Cette alimentation a été testée sur un tube laser de 1 m de long et 3 mm de diamètre intérieur, équipé d'électrodes annulaires en kovar soudées sur le tube (Fig. 27). Les fenêtres de sortie sont simplement appliquées sur les extrémités du tube et l'étanchéité est assurée par une pellicule de graisse à vide.

La décharge s'amorce pour une tension de 10 kV à une pression de l'ordre de 10^{-3} Torr. Nous obtenons l'émission laser sur l'ensemble des raies de l'argon pour des impulsions de tension comprise entre 13 et 20 kV et de durée quelques μ s. La fréquence de ces impulsions dépend des capacités utilisées et est limitée par le débit du transformateur haute tension. Nous avons employé successivement une capacité de 1 μ F (tension de service 15 kV) associée à un thyatron 5 C.22 et une capacité de 0,05 μ F (tension de service 25 kV) associée à un éclateur.

Les essais réalisés se sont avérés très satisfaisants et on pourrait envisager de coupler ce type de laser à un appareil de spectrométrie Raman possédant un récepteur d'images dont le déblocage est synchronisé avec l'impulsion laser.

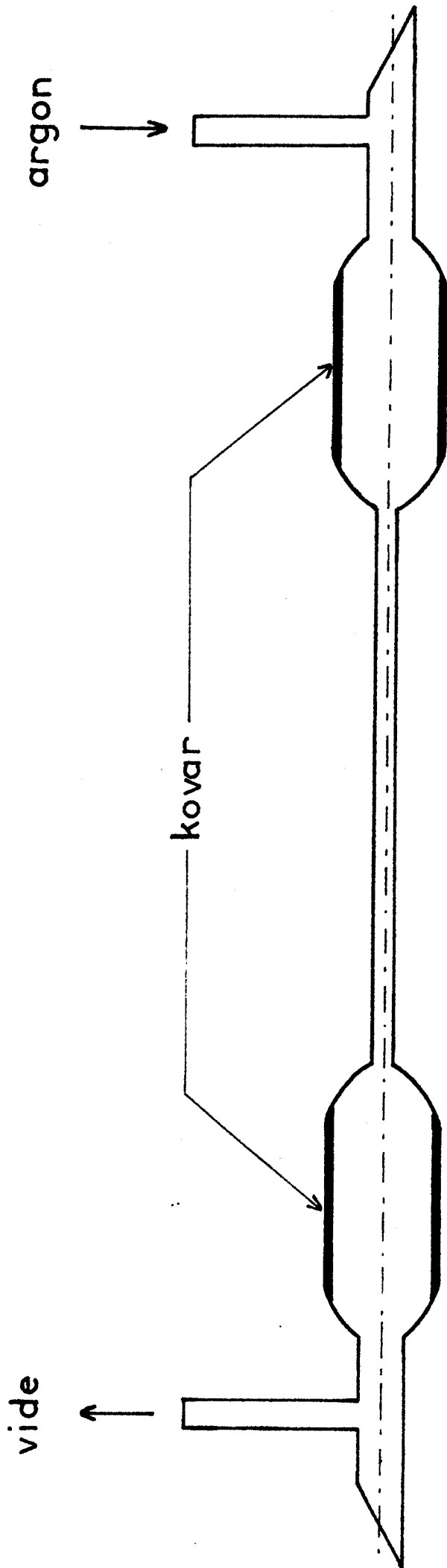


Fig: 27. Laser à électrodes en kovar



- . CONCLUSION . -

Les caractéristiques du laser à argon ionisé, particulièrement intéressantes dans le cadre de la spectrométrie Raman rapide et ultra-rapide, nous ont amenés à envisager l'étude d'une telle source.

Nous décrivons dans ce mémoire la réalisation complète d'un laser à argon ionisé continu. Celle-ci se caractérise par l'emploi d'une technologie nouvelle dans la conception du tube à décharge. La fragilité des matériaux couramment utilisés jusqu'à présent, nous a conduits à mettre au point une structure segmentée démontable entièrement métallique et capable de supporter des densités de courant élevées. L'analyse des performances de cette structure fait ressortir ses limites actuelles liées principalement au manque d'étanchéité dans le cas d'un fonctionnement prolongé. Cependant, l'utilisation de sections métalliques plus longues devrait permettre de remédier à ce manque d'étanchéité et de simplifier la construction du tube. Des travaux sont actuellement en cours dans cette voie.

Les développements futurs viseront à augmenter la puissance lumineuse de ce type de laser. L'emploi systématique d'un champ magnétique et l'augmentation du diamètre du tube à décharge permettront d'atteindre ce but.

Les divers travaux effectués dans le domaine des lasers en impulsion, ont conduit à la réalisation d'une cathode froide en indium et d'une alimentation très haute tension spécialement adaptées au fonctionnement en impulsion des lasers.

- . BIBLIOGRAPHIE . -

- 1 - F. WALLART
Thèse Lille 1970
- 2 - M. BRIDOUX
Thèse Lille 1966
- 3 - M. BRIDOUX
Revue d'Optique Théorique et Instrumentale. Vol.8 - 1967 - p.389
- 4 - M. BRIDOUX et M. DELHAYE
Nouvelle Revue d'Optique Appliquée - n° 1 - 1970 - p.23
- 5 - M.L. BHAUMIK, W.B. LACINA et M.M. MANN
I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics. Vol.6 - 1970 - p.575
- 6 - C. COLLIEX et G. MOURIER
Revue Technique Thomson C.S.F. Vol.5 - n°1, Mars 1973 - p.81
- 7 - W.R. BENNET Jr., J.W. KNUTSON, G.N. MERCER et J.L. DETCH
Applied Physics Letters. Vol.4 - 1964 - p.180
- 8 - E.I. GORDON, E.F. LABUDA et W.B. BRIDGES
Applied Physics Letters. Vol.4 - 1964 - p.178
- 9 - W.B. BRIDGES et A.N. CHESTER
Applied Optics. Vol.4, n°5 - 1965 - p.573

- 10 - W.B. BRIDGES et A.N. CHESTER
I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics. Vol.1 - 1965 - p.66
- 11 - L.A. VAINSHTEIN, I.L. BEIGMAN, P.L. RUBIN et N.N. SOBOLEV
J.E.T.P. Letters. Vol.6 - 1967 - p.343
- 12 - R. SIGNORE et C. SALLEZ
Revue Technique Thomson C.S.F. Vol.2, n°2 - Juin 1970 - p.295
- 13 - R. PAANANEN
Applied Physics Letters. Vol.9, n°1 - 1966 - p.34
- 14 - E.F. LABUDA, E.I. GORDON et R.C. MILLER
I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics. Vol.1, n°6 - 1965 - p.273
- 15 - W.H. SEELIG et K.V. BANSE
Laser Focus - Août 1970 - p.33
- 16 - W.H. SEELIG et Collaborateurs
U.S. Patent 3705999 - Décembre 1972
- 17 - J. JOLLY
Thèse 3° Cycle - Orsay 1970
- 18 - A. MAITLAND
Brit. Journal of Applied Physics. Vol.2 Série 2 - 1969 - p. 535
- 19 - R.T. REAVES et S.M. JARRET
Laser Journal . Novembre-Décembre 1969
- 20 - G. de MARS, M. SEIDEN et F. HERRIGAN
I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics. Vol.4, n°5 - 1968 - p.42
- 21 - G. de MARS, M. SEIDEN et F. HERRIGAN
I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics. Vol.4, n°10 - 1968 - p.631

- 22 - V.F. KITAEVA, A.N. ODINTSOV et N.N. SOBOLEV
Soviet Physics Uspekhi. Vol.12 - 1970 - p.699
- 23 - A.W. CHESTER
Physical Review. Vol.169 - 1968 - p.184
- 24 - C.H. TONNES et A.L. SCHANLOW
Physical Review. Vol.112 - 1958 - p.1940
- 25 - I. GURUG et F.W. SPONG
R.C.A. Review - Mars 1967 - p.38
- 26 - E.F. LABUDA et E.I. GORDON
I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics. Vol.1, n°6 - 1965 - p.273
- 27 - W.H. SEELIG et G. HERZIGER
Zeitschrift für Physik. Vol.215 - 1968 - p.437
- 28 - W.H. SEELIG et G. HERZIGER
Zeitschrift für Physik. Vol.219 - 1969 - p.5
- 29 - A. VANHOUTTE
Thèse 3° Cycle - Lille 1969
- 30 - A. FERRARIO et A. SORA
I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics. Vol.5 - 1969 - p.124
- 31 - D.D. HALLOCOCK, J.P. WHEELER et A.E. BAYLEY
Hughes Research Laboratory
- 32 - W.W. SIMMONS et R.S. WITTE
I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics. Vol.6 - 1970 - p.648