

# THÈSE

PRÉSENTÉE À L'UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

PAR

Michel HUGON

LABORATOIRE AIMÉ COTTON

C. N. R. S.

POUR OBTENIR

le titre de DOCTEUR de troisième cycle

SPECIALITE

Physique atomique et moléculaire

Optique quantique

ETUDE EXPERIMENTALE DE PROFILS ASSOCIES A  
DES TRANSFERTS D'EXCITATION. CAS DE LA RAIE  
 $\lambda=3,36\mu\text{m}$  DU XENON EN PRESENCE DE KRYPTON.

SOUTENUE LE

DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M. P. JACQUINOT.....	: Président
MM. J. BROCHARD.....	} Examineurs
J. BERLANDE.....	
R. VETTER.....	

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur JACQUINOT qui m'a accueilli au Laboratoire Aimé Cotton et m'a permis d'y réaliser ce travail.

Monsieur le Professeur BROCHARD n'a cessé de me prodiguer ses conseils tout au long de ce travail ; je le prie de croire à mon entière reconnaissance.

Monsieur R. VETTER m'a proposé cette étude et m'a dirigé dans ces recherches ; qu'il veuille bien trouver ici l'expression de mes remerciements les plus sincères.

Je remercie Monsieur J. BERLANDE d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

J'exprime à Monsieur P. LUC mes plus vifs remerciements pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée pour la programmation ; je suis aussi reconnaissant envers les techniciens du centre de calcul UNIVAC de la Faculté des Sciences d'ORSAY.

Je voudrais enfin remercier tous les chercheurs et tous les techniciens du Laboratoire Aimé Cotton, et en particulier :

Monsieur J. FATTAZ pour son aide efficace dans le travail de programmation en vue du dépouillement des enregistrements sur ordinateur ;

Mademoiselle D. MERLE pour avoir eu la gentillesse de bien vouloir m'aider à faire les différents graphiques ;

Madame G. FONTAINE qui a assuré rapidement la dactylographie de ce manuscrit.

## TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION. ....	1
CHAPITRE I : TRANSFERTS D'EXCITATION. ....	5
I - Mise en évidence des phénomènes. ....	7
A - Fluorescence sensibilisée. ....	7
1)- Le mécanisme. ....	7
2)- Transferts d'énergie dans les collisions potassium-rubidium. ....	9
3)- Fluorescence sensibilisée du sodium induite par les collisions avec des atomes de mercure dans le niveau $6^3P_1$ . ....	14
4)- Autres mesures de sections efficaces. ....	16
B - Transferts d'excitation dans une décharge. ....	17
II - Profils associés aux transferts. ....	19
A - Distribution rectangulaire de vitesses. ....	19
B - Cas plus concret : dissociation de molécules diatomiques identiques en phase gazeuse. ....	20
C - Cas d'un transfert d'énergie entre deux atomes. ....	22
CHAPITRE II : COMPREHENSION ET MISE EN EVIDENCE DU PHENOMENE. ..	27
I - Peuplement des niveaux peu excités du xénon. ....	27
A - Xénon pur. ....	28
B - Xénon en présence de krypton. ....	31

II - Population anormale des niveaux de la raie $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$ du xénon en présence de krypton. ....	33
A - Peuplement anormal du niveau $6p[3/2]_1$ . ....	35
B - Peuplement anormal du niveau $5d[5/2]_2$ . ....	39
III - Mise en évidence expérimentale de la population anormale. ....	40
 CHAPITRE III : DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET DEPOUILLEMENT. ....	 43
I - Montage et améliorations. ....	44
A - Le laser. ....	44
B - Les faisceaux de référence. ....	45
C - Le faisceau de mesure. ....	46
D - Digitalisation. ....	48
II - Enregistrement d'une série de profils. ....	49
III - Dépouillement. ....	50
 CHAPITRE IV : MESURES ET RESULTATS. ....	 53
I - Etude du transfert vers le niveau inférieur. ....	55
A - Cas où le profil Doppler rectangulaire est seul. ....	55
B - Cas où le profil Doppler rectangulaire est superposé à une gaussienne. ....	57
1)- Variation du courant de décharge. ....	57
2)- Variation de la pression de krypton. ....	60
3)- Variation de la pression de xénon. ....	61
C - Comparaison des profils Doppler rectangulaires expérimental et théorique. ....	62

II - Etude du transfert vers le niveau supérieur. ....	64
CONCLUSION. ....	67
REFERENCES. ....	71
APPENDICE : DIGITALISATION. ....	75

## INTRODUCTION

Au cours de ces dernières années, des mesures de très grande précision ont pu être réalisées en spectroscopie atomique au moyen des lasers à gaz qui permettent d'obtenir, pour un nombre limité de transitions, des rayonnements intenses et monochromatiques. Divers procédés expérimentaux ont rendu possible l'exploration en fréquence de petits domaines spectraux autour de ces transitions, ce qui autorise des études à très haute résolution.

En spectroscopie moléculaire, il est possible de trouver des transitions à partir du niveau fondamental coïncidant avec certaines raies laser.

En spectroscopie atomique, les coïncidences sont extrêmement rares et les seules transitions que l'on peut pratiquement étudier correspondent aux transitions laser elles-mêmes. Une expérience simple [1] consiste à faire traverser le faisceau issu d'un laser à gaz monomode dans un tube à décharge contenant le même gaz. Suivant l'excitation de la décharge, ce faisceau est soit amplifié, soit absorbé ; la variation continue de la fréquence d'oscillation du laser conduit alors à l'enregistrement du profil d'amplification ou d'absorption de la raie. Le

tout premier avantage est que la fonction d'appareil est très fine et la résolution quasi-infinie.

Lorsque l'amplification (positive ou négative) est faible, le profil enregistré peut être assimilé, en première approximation, à un profil de Voigt : c'est la convolution d'une courbe de Gauss correspondant à l'élargissement par effet Doppler par une courbe de Lorentz correspondant à l'élargissement par rayonnement et à l'élargissement par collisions. Son intensité est, dans ce cas, proportionnelle à la différence des populations.

Ce type d'expérience a permis à R. VETTER et D. REYMANN d'étudier l'élargissement par pression de la raie à  $3,36 \mu\text{m}$  du xénon en émission induite [2]. En présence d'hélium, de néon et d'argon, les profils enregistrés sont des profils de Voigt mais en présence de krypton, les profils enregistrés sont très perturbés. Ainsi, pour une faible pression de krypton, la température correspondant à la courbe de Gauss est trop petite ; pour une pression plus forte, les ailes du profil deviennent absorbantes alors que la partie centrale reste amplificatrice. Un tel profil est montré figure 1 ; il a été obtenu au voisinage de l'inversion de population.

Une explication simple consiste à admettre [3] que les deux niveaux de la transition sont à températures différentes. Le profil s'interprète alors, en négligeant l'élargissement homogène, comme la superposition de deux courbes de Gauss de largeurs différentes mais voisines. La comparaison profil enregistré-profil théorique est satisfaisante et conduit

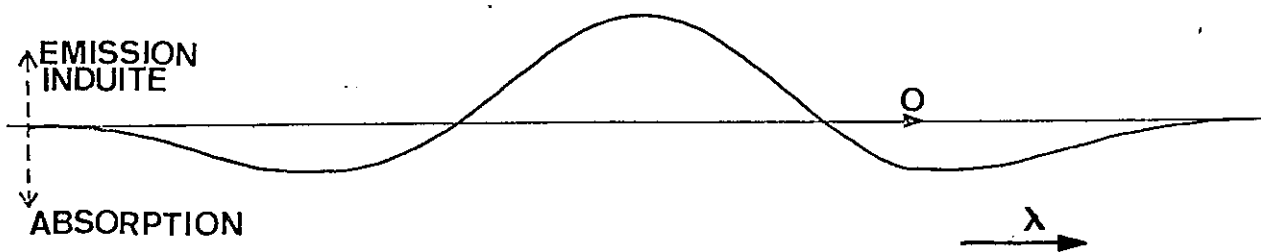


Figure 1

Profil expérimental de la raie  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$  du xénon  
en présence de krypton obtenu à  $T = 300 \text{ K}$   
pour une pression de krypton  $\sim 1 \text{ torr}$ .



effectivement à des températures voisines et raisonnables. Cette hypothèse simple a dû très vite être abandonnée car nous avons enregistré par la suite des profils beaucoup plus compliqués. Cette fois, il faut faire intervenir une troisième gaussienne mais le bon accord que l'on obtient n'est dû qu'à l'abondance des paramètres ; de surcroît, les températures obtenues n'ont pas de signification précise.

L'examen du schéma des niveaux d'énergie du xénon et du krypton montre que des transferts d'excitation efficaces entre atomes de krypton et atomes de xénon peuvent se produire, transferts résonnants et transferts non résonnants. Ces derniers, bien que moins efficaces, peuvent conduire à des distributions anormales de vitesses et donc à des profils Doppler, qui n'ont plus la forme d'une courbe de Gauss. Nous avons alors fait l'hypothèse que, dans chacun des deux niveaux de la transition, à la distribution normale de vitesses (MAXWELL-BOLTZMANN) est superposée une distribution anormale due à ces transferts. Cette hypothèse nous a permis d'interpréter les phénomènes observés mais l'identification des transferts n'est pas immédiate ; elle nécessite des expériences nombreuses dans des conditions expérimentales variées ainsi qu'un examen a priori des conséquences qu'entraînent les transferts.

Nous allons donc, dans le premier chapitre, examiner les principales caractéristiques liées aux transferts et notamment les profils qui leur sont associés. Nous examinerons ensuite les différents mécanismes de population des niveaux peu excités du xénon, soit en xénon pur, soit dans un mélange de xénon-krypton ; ceci nous amènera à faire l'inventaire des différents transferts conduisant à des populations anormales

dans les niveaux de la transition à  $3,36 \mu\text{m}$ . L'examen de ces mécanismes nous permettra de définir les meilleures conditions expérimentales pour l'enregistrement direct des profils associés à ces populations anormales. Dans un troisième temps, nous décrirons le montage expérimental et les méthodes de dépouillement utilisées. Enfin, nous examinerons les résultats que nous avons obtenus concernant l'influence des différents paramètres de la décharge sur l'intensité et la forme de ces profils.

## CHAPITRE I

TRANSFERTS D'EXCITATION.

L'élargissement des raies spectrales par effet de pression (élargissement homogène) est, en majeure partie, dû à des collisions de faible énergie ; ces collisions apportent une perturbation des niveaux au cours de l'émission, mais n'induisent pas de transitions et ne modifient pas les trajectoires. Parmi les collisions à plus forte énergie, qui sont beaucoup moins fréquentes, les plus simples sont les chocs élastiques qui se traduisent par un changement des trajectoires avec uniquement transfert de quantité de mouvement et d'énergie cinétique de translation (grandeurs qui se conservent pour le système des deux particules). Les chocs inélastiques supposent en outre un changement dans l'état interne de l'une des deux particules au moins.

Considérons maintenant le cas simple des collisions inélastiques entre un électron et un atome. Pour des raisons historiques et par simplicité, ces collisions ont été réparties en deux catégories : collisions de première espèce et collisions de seconde espèce (MITCHELL et ZEMANSKY, 1934, [4]).

Un électron rapide, accéléré par un champ électrique, peut entrer en collision avec un atome lent et l'exciter en lui transférant une partie de son énergie cinétique. Un tel processus s'appelle collision de première espèce. L'atome ainsi excité peut ensuite restituer cette énergie par rayonnement. D'après le principe de la réversibilité microscopique, le mécanisme inverse du précédent existe. Un atome excité et un électron lent se rencontrent pour donner un atome à l'état fondamental et un électron rapide, la transition n'étant pas radiative. Ce type de réaction est appelé collision de seconde espèce. Dans ce cas particulier, tout échange entre énergie cinétique et énergie d'excitation porte presque entièrement sur l'énergie cinétique de l'électron à cause du rapport des masses ( $m/M \ll 1$ ,  $m$  étant la masse de l'électron et  $M$  étant la masse de l'atome). De plus, l'électron n'a pas de niveaux d'énergie, mais il a en revanche, en moyenne, une énergie cinétique de translation très supérieure à celle de l'atome ; cette énergie est suffisante pour exciter les différents niveaux de cet atome.

Examinons à présent le cas des collisions inélastiques entre deux atomes. Ces deux atomes pouvant être excités, il y a cette fois possibilité de transfert d'excitation. Considérons la collision entre un atome dans un état excité et un autre atome à l'état fondamental. Après le choc, le premier atome passe à l'état fondamental, tandis que l'autre peut passer dans un état excité en absorbant une partie de l'énergie. L'autre partie se répartit alors entre les deux atomes (en raison inverse de leur masse) sous forme d'énergie cinétique, sans qu'il y ait de perte d'énergie par rayonnement. Un tel processus est aussi appelé

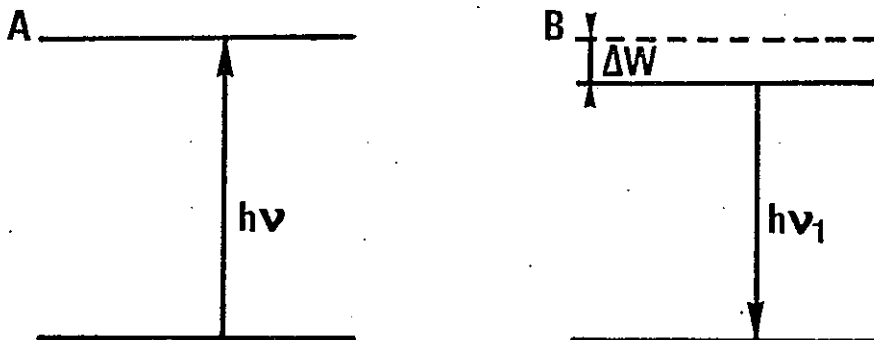
collision de seconde espèce. La notion de collision de seconde espèce peut être ainsi généralisée à tout processus de désexcitation non radiative d'un atome excité. En revanche, l'énergie cinétique thermique d'un atome est souvent insuffisante pour exciter les niveaux même les plus bas d'un autre atome à l'état fondamental. Les collisions de première espèce entre atomes ne jouent donc aux vitesses thermiques qu'un rôle très secondaire dans l'excitation des atomes.

### I - MISE EN EVIDENCE DES PHENOMENES.

#### A - Fluorescence sensibilisée.

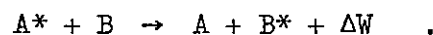
##### 1) Le mécanisme.

Considérons un mélange de deux sortes d'atomes A et B, dont on représente l'état fondamental et un état excité résonnant sur le diagramme suivant :



L'état excité des atomes B a une énergie d'excitation  $h\nu_1$  inférieure à l'énergie  $h\nu$  du niveau excité des atomes A. On éclaire le mélange

avec une lumière de fréquence  $\nu$ . Quand il y a suffisamment d'atomes A, cette lumière est absorbée et réémise un certain nombre de fois avant d'être rayonnée vers l'extérieur. Cette suite d'émission et d'absorption constitue l'emprisonnement de rayonnement, qui augmente la durée de vie effective du niveau excité des atomes A. Si maintenant le nombre d'atomes B est assez grand, de sorte que le temps entre collisions entre les atomes A et B soit comparable à la durée de vie moyenne de l'état excité de A, l'énergie est transférée aux atomes B par collision de seconde espèce. Ainsi, les atomes A, qui ont transféré de l'énergie, retournent à l'état fondamental par transition non radiative et les atomes B, qui ont subi le transfert, passent dans leur état excité; la différence d'énergie  $\Delta W = h\nu - h\nu_1$  se transforme en énergie cinétique. Les atomes excités B émettent alors de la lumière à la fréquence  $\nu_1$ . Cette émission de lumière à la fréquence  $\nu_1$  constitue la fluorescence sensibilisée. Nous pouvons écrire l'équation du transfert d'excitation sous la forme :



La fluorescence sensibilisée a d'abord été observée par CARIO et FRANCK en 1922. Ils ont excité un mélange de vapeurs de mercure et de thallium par la raie de résonance  $\lambda = 2\,537 \text{ \AA} \{6^1S_0 - 6^3P_1\}$  du mercure. L'analyse spectrale de la lumière de fluorescence émise par le mélange met en évidence l'émission de certaines raies du thallium, en particulier sa raie verte  $\lambda = 5\,350 \text{ \AA}$ .

La fluorescence sensibilisée peut aussi être induite par des atomes excités dans un niveau métastable. Les niveaux métastables sont peuplés

principalement par cascade radiative à partir de niveaux excités supérieurs. Comme leur durée de vie est longue, ils ont en permanence une population élevée, ce qui est favorable aux transferts d'excitation par collision de seconde espèce.

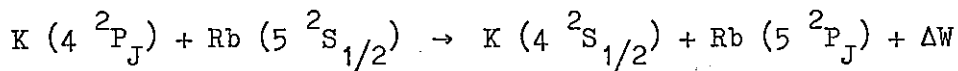
Les expériences de CARIO et FRANCK ont été reprises quelques années plus tard, en ajoutant cette fois de l'azote au mélange de vapeurs de mercure et de thallium. Une augmentation de l'intensité des raies du thallium a été alors constatée. On peut expliquer ce phénomène de la façon suivante : les atomes de mercure dans l'état  $6^3P_1$  passent dans l'état métastable  $6^3P_0$  par collisions avec les molécules d'azote. Comme ce niveau a une grande durée de vie, il est finalement très peuplé, ce qui augmente la lumière de fluorescence du thallium.

Les expériences de fluorescence sensibilisée que nous venons de décrire sont anciennes. Elles ont été reprises plus récemment dans des conditions expérimentales améliorées, par exemple par augmentation de la résolution instrumentale, par accroissement de la sensibilité des récepteurs optiques et grâce au développement considérable de l'électronique. Nous allons maintenant examiner plus en détail un exemple de fluorescence sensibilisée dans les vapeurs de métaux alcalins sur une expérience récente.

## 2) Transferts d'énergie dans les collisions potassium-rubidium.

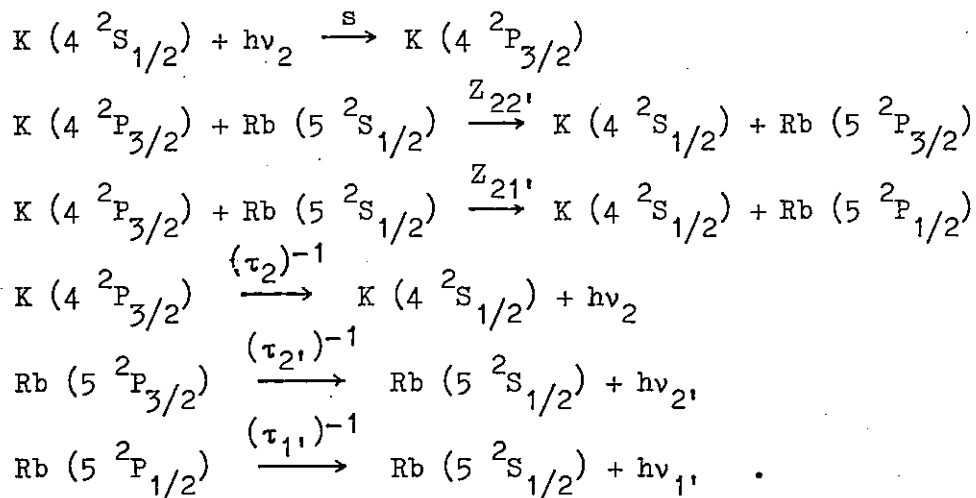
L. KRAUSE et son équipe ont déterminé des sections efficaces de transfert entre le potassium et le rubidium à partir de l'étude expérimentale de la fluorescence sensibilisée du rubidium [5].

Quand on éclaire un mélange de vapeurs de potassium et de rubidium avec l'une des composantes du doublet de résonance du potassium, la lumière de fluorescence est constituée de la composante de la lumière incidente et des composantes produites par le transfert d'excitation. Les mécanismes de transfert d'excitation entre potassium et rubidium peuvent être représentés par l'équation générale suivante :



où  $J = 1/2$  ou  $3/2$  et où  $\Delta W$  est transformée en énergie cinétique des atomes en collision. Les réactions mises en jeu lors de l'excitation du mélange de vapeurs par la composante de résonance  $7\ 665 \overset{\circ}{\text{Å}}$  du potassium sont représentées sur la figure 2. Les flèches en trait plein indiquent les mécanismes principaux qui mènent à la fluorescence sensibilisée du rubidium, tandis que les flèches en pointillés montrent quelques réactions moins probables.

Les principales réactions peuvent être représentées par les équations suivantes :





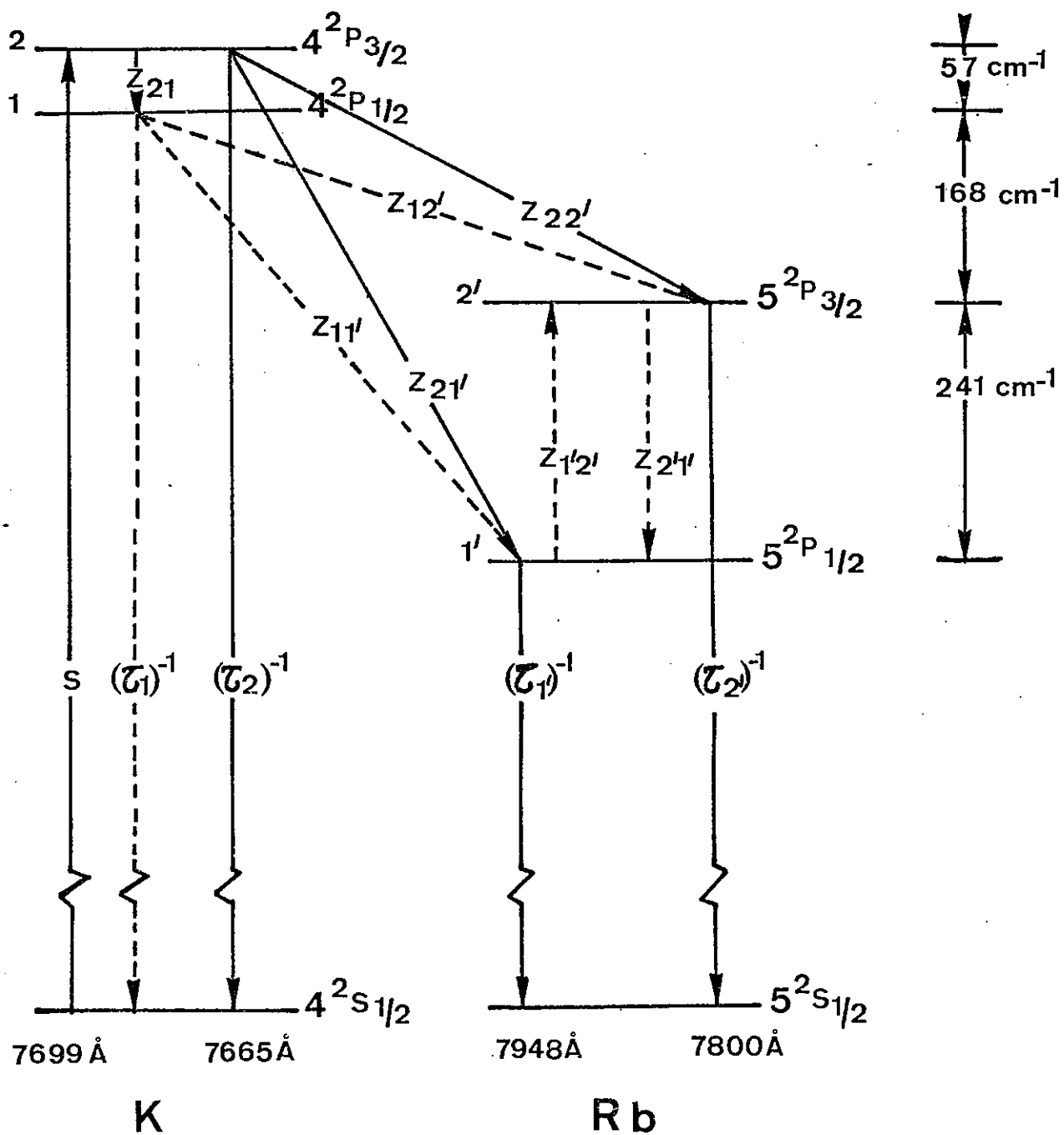


Figure 2

Niveaux d'énergie impliqués dans la fluorescence sensibilisée du rubidium par le potassium.

Ces réactions sont de trois types différents et les grandeurs qui les caractérisent le mieux sont différentes pour chacun d'eux.  $s$  est la densité d'atomes de potassium excités par seconde de l'état  $4^2S_{1/2}$  vers l'état  $4^2P_{3/2}$  ; les coefficients  $\tau$  sont les durées de vie moyennes des quatre niveaux excités considérés, lorsque les transferts sont exclus.  $Z$  est le nombre de collisions par atome excité et par seconde donnant lieu à un transfert d'énergie non radiatif. Ces notations ainsi que les suivantes sont celles qui ont été utilisées par KRAUSE.

On suppose que le mélange des vapeurs de potassium et de rubidium est à l'équilibre dynamique. En ne tenant compte que des mécanismes principaux, les équations qui caractérisent cet équilibre sont :

$$\frac{dN(4^2P_{3/2})}{dt} = s - N(4^2P_{3/2}) [(\tau_2)^{-1} + Z_{22'} + Z_{21'}] = 0$$

$$\frac{dN(5^2P_{3/2})}{dt} = Z_{22'} N(4^2P_{3/2}) - (\tau_{2'})^{-1} N(5^2P_{3/2}) = 0$$

$$\frac{dN(5^2P_{1/2})}{dt} = Z_{21'} N(4^2P_{3/2}) - (\tau_{1'})^{-1} N(5^2P_{1/2}) = 0$$

où  $N(4^2P_{3/2})$  est la densité d'atomes de potassium dans l'état  $4^2P_{3/2}$ .

Les deux dernières équations donnent :

$$Z_{22'} = (\tau_2)^{-1} \eta_{22'} \quad \text{et} \quad Z_{21'} = (\tau_2)^{-1} \eta_{21'}$$

où  $\eta_{22'}$  et  $\eta_{21'}$  représentent les rapports des intensités de fluorescence sensibilisée et de résonance :

$$\eta_{22'} = \frac{I(7800 \text{ \AA})}{I(7665 \text{ \AA})} \quad \text{et} \quad \eta_{21'} = \frac{I(7948 \text{ \AA})}{I(7665 \text{ \AA})}$$

L'intensité de fluorescence est proportionnelle au rapport de la population d'un niveau à sa durée de vie ; par exemple :

$$I(7800 \text{ \AA}) \propto \frac{N(5^2P_{3/2})}{\tau_{2'}}$$

Si on excite le mélange de vapeurs avec la composante  $7699 \text{ \AA}$ , on arrive aux deux relations suivantes :

$$Z_{12'} = (\tau_1)^{-1} \eta_{12'} \quad \text{et} \quad Z_{11'} = (\tau_1)^{-1} \eta_{11'}$$

$$\text{avec : } \eta_{12'} = \frac{I(7800 \text{ \AA})}{I(7699 \text{ \AA})} \quad \text{et} \quad \eta_{11'} = \frac{I(7948 \text{ \AA})}{I(7699 \text{ \AA})}$$

Par analogie avec la section efficace cinétique des gaz, la section efficace totale  $Q_{ab}$  des collisions inélastiques responsables du transfert d'excitation d'un atome de potassium dans l'état  $a$  à un atome de rubidium dans l'état  $b$  peut être définie par :

$$Z_{ab} = N_0 Q_{ab} v_r$$

où  $N_0$  est la densité des atomes de rubidium dans l'état fondamental et  $v_r$  est la vitesse relative moyenne des atomes en collision. C'est cette définition que nous utiliserons constamment dans la suite.  $Q_{ab}$  se calcule donc à partir de la valeur mesurée de  $\eta_{ab}$  par :

$$Q_{ab} = \frac{\eta_{ab}}{\tau_a N_0 v_r}$$

Les formules précédentes ne sont valables que pour de petites valeurs de  $\eta$  et aux très basses densités de vapeur, en l'absence d'emprisonnement de rayonnement.

En pratique,  $Q_{ab}$  est déterminée à partir de la relation linéaire précédente entre  $\eta_{ab}$  et  $N_0$ . Les valeurs de  $\eta$  sont corrigées aux

fortes densités de potassium pour tenir compte de l'emprisonnement du rayonnement de résonance du potassium, lequel accroît les durées de vie  $\tau_1$  et  $\tau_2$  des niveaux  $4^2P$  (le dispositif expérimental est tel que la pression de vapeur du potassium varie dans le même sens que celle du rubidium). Les quatre sections efficaces de transfert des niveaux 1 et 2 du potassium vers les niveaux 1' et 2' du rubidium ont été déterminées par cette méthode. Elles figurent sur le tableau suivant avec celles des transferts d'excitation du rubidium vers le césium, antérieurement déterminées par KRAUSE [6] en utilisant le même montage expérimental.

atomes mis en jeu	nom de la section efficace	valeur ( $\text{\AA}^2$ )	$\frac{\Delta W}{hc}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )
K - Rb	$Q_{12'}$ ( $4^2P_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ )	$40 \pm 8$	168
K - Rb	$Q_{22'}$ ( $4^2P_{3/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ )	$27 \pm 7$	225
K - Rb	$Q_{11'}$ ( $4^2P_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ )	$2,7 \pm 0,6$	409
K - Rb	$Q_{21'}$ ( $4^2P_{3/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ )	$1,9 \pm 0,6$	466
Rb - Cs	$Q_{12'}$ ( $5^2P_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$ )	$1,5 \pm 0,4$	847
Rb - Cs	$Q_{22'}$ ( $5^2P_{3/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$ )	$0,9 \pm 0,2$	1 084
Rb - Cs	$Q_{11'}$ ( $5^2P_{1/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$ )	$0,5 \pm 0,1$	1 401
Rb - Cs	$Q_{21'}$ ( $5^2P_{3/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$ )	$0,3 \pm 0,1$	1 638

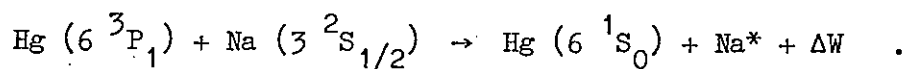
On remarque que les sections efficaces de transfert K - Rb sont plus grandes que les sections efficaces Rb - Cs : elles augmentent, lorsque le défaut d'énergie  $\Delta W$  diminue, en accord avec la règle de FRANCK (1929).

En supposant que :  $Q_{ab} = k (\Delta W)^{-\alpha}$ , où  $k$  est une constante de proportionnalité et  $\Delta W$  est le défaut d'énergie, KRAUSE a trouvé que l'exposant  $\alpha$  vaut  $\alpha = 3,0 \pm 0,4$  pour les transferts K - Rb et  $\alpha = 2,1 \pm 0,1$  pour les collisions Rb - Cs .

Il n'a malheureusement pas été possible de déterminer les sections efficaces des mécanismes inverses pour lesquels l'énergie cinétique du mouvement relatif est transformée en énergie d'excitation ; les intensités de fluorescence correspondantes sont trop faibles.

3) Fluorescence sensibilisée du sodium induite par les collisions avec des atomes de mercure dans le niveau  $6^3P_1$  .

Dans le cas précédent, nous avons considéré le transfert d'excitation d'un atome dans un niveau résonnant vers deux états d'un atome d'une espèce différente, chaque état correspondant à un défaut d'énergie différent  $\Delta W$  . Par ailleurs, KRAUSE a étudié l'influence de ce défaut d'énergie  $\Delta W$  sur les sections efficaces. Pour cela, il a choisi un mélange de deux sortes d'atomes, pour lequel le transfert a lieu sur un nombre élevé de niveaux largement séparés en énergie. Il s'agit du mélange de vapeurs de mercure et de sodium irradié par la raie de résonance  $\lambda = 2537 \text{ \AA}$  du mercure [7]. Les atomes de mercure excités sur le niveau résonnant  $6^3P_1$  peuvent transférer leur énergie à des états très excités du sodium par collision de seconde espèce. On peut représenter le mécanisme de transfert d'excitation par l'équation suivante :



La fluorescence sensibilisée qui en résulte est constituée de plusieurs composantes spectrales visibles appartenant aux séries  $nS \rightarrow 3P$ ,  $nP \rightarrow 3S$ ,  $nD \rightarrow 3P$  ainsi que de quelques fréquences dans l'infra-rouge lointain, qui ne seront pas prises en considération ici.

Les sections efficaces  $Q_{Ok}$  pour le transfert d'excitation d'un atome de mercure dans l'état  $6^3P_1$  vers un atome de sodium dans le  $k^{\text{ième}}$  état d'énergie sont définies par :

$$\Delta N_k = N_0 N_m Q_{Ok} v_r .$$

Les notations utilisées sont celles de KRAUSE :  $\Delta N_k$  est le nombre d'atomes de sodium qui sont excités par collisions vers le  $k^{\text{ième}}$  état par seconde,  $N_0$  et  $N_m$  sont respectivement les densités des atomes de sodium dans l'état fondamental et des atomes de mercure dans l'état  $6^3P_1$ ,  $v_r$  est la vitesse relative moyenne des deux atomes en collision. Pour calculer les sections efficaces  $Q_{Ok}$ , il faut tenir compte aussi du peuplement du niveau  $k$  par cascades radiatives à partir des niveaux plus élevés du sodium. L'effet de ces cascades tend à augmenter leur valeur effective ; il en résulte que les sections efficaces de transfert d'excitation vers les niveaux bas du sodium très éloignés de l'état  $6^3P_1$  ne sont connues qu'avec une incertitude considérable. En reportant les valeurs obtenues en fonction du défaut d'énergie  $\Delta W$ , KRAUSE a tracé un graphe ayant l'allure d'une courbe de résonance prononcée (sur la figure 3,  $\Delta W$  est positif pour les niveaux du sodium plus élevés que le niveau  $6^3P_1$  du mercure). La dissymétrie de cette courbe semble indiquer que le signe de  $\Delta W$  a une influence systématique sur la valeur des sections efficaces, qui sont plus fortes pour des transferts avec libération d'énergie cinétique.

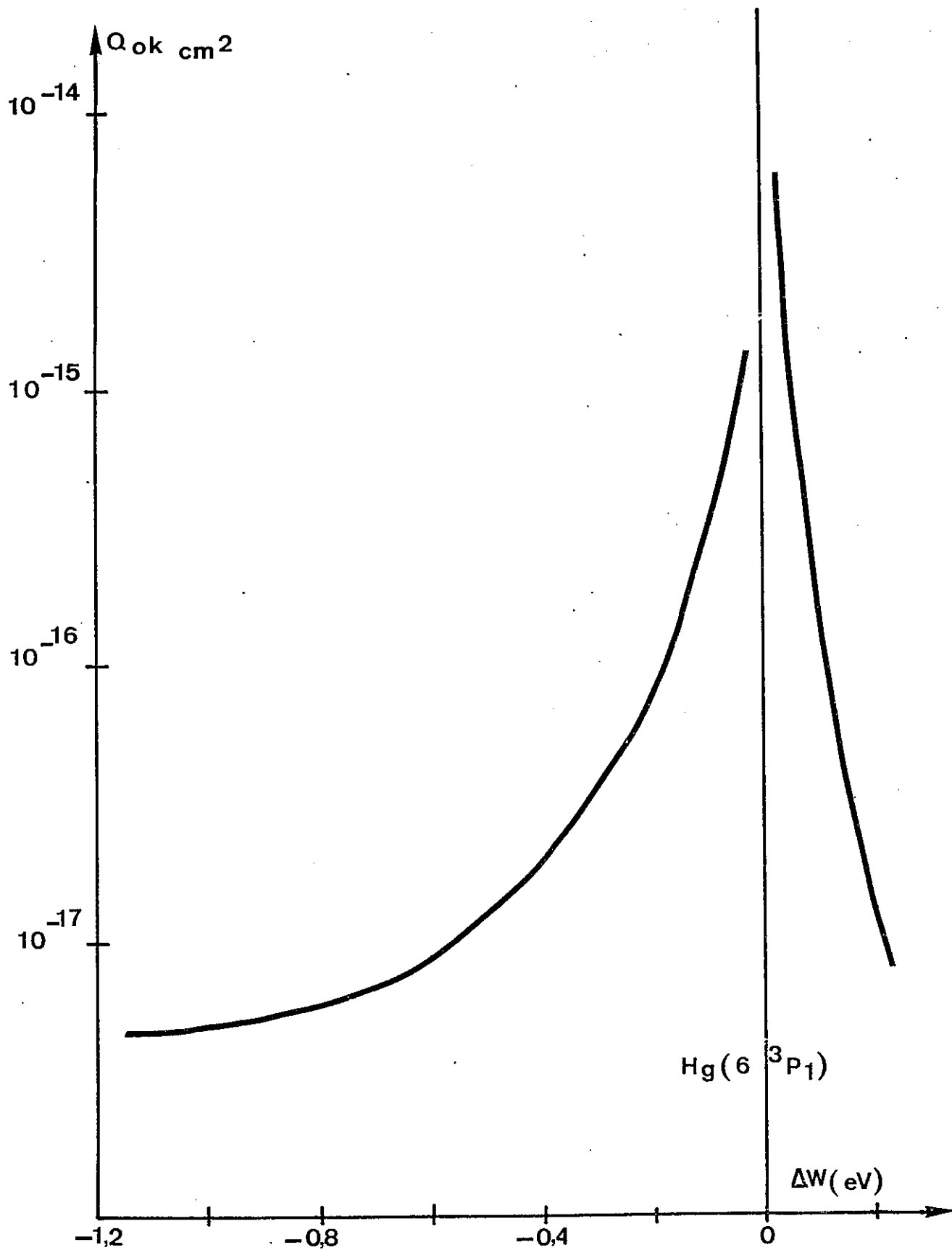


Figure 3

Variation de la section efficace de transfert d'excitation vers les états S, P et D du sodium en fonction du défaut d'énergie.

## 4) Autres mesures de sections efficaces.

L'étude des transferts d'excitation entre le mercure dans le niveau résonnant  $6\ ^3P_1$  et le sodium à l'état fondamental a été faite auparavant par KRAULINYA [8]. Pour de grands écarts d'énergie, KRAULINYA a donné des valeurs nettement plus élevées que celles indiquées par KRAUSE ; la justification en serait fournie par la formation de quasi-molécules  $Hg_2\ (^3O_u^-)$ , qui ont une énergie d'excitation comprise entre 3,9 et 4,0 eV, et par conséquent inférieure à celle de l'état  $6\ ^3P_1$  du mercure (4,9 eV). Par ailleurs, KRAULINYA et son équipe ont étudié la fluorescence sensibilisée dans les mélanges mercure-zinc, mercure-cadmium et mercure-indium [9], [10], [11]. De cette étude, ils en ont déduit que les transferts d'excitation seraient liés à des mécanismes plus complexes que les collisions de seconde espèce entre deux atomes.

Cependant à la suite de leurs travaux sur la fluorescence sensibilisée dans les mélanges mercure-zinc et mercure-cadmium, SOSINSKII et MOROZOV ont conclu au contraire que, dans ce cas, les transferts d'excitation ont lieu au cours de collisions de seconde espèce entre atomes [12], [13]. Après avoir étudié les transferts mercure-cadmium avec une méthode expérimentale différente, B. CHERON a montré que les conclusions de SOSINSKII et MOROZOV sur le mécanisme de la fluorescence sensibilisée s'avéraient justifiées [14], [15].

Des valeurs assez différentes ont donc été trouvées pour la section efficace de transfert du mercure ( $6\ ^3P_1$ ) vers le cadmium ( $5\ ^3P_1$ ) à partir du fondamental. Ceci est lié aux causes d'erreurs importantes de ce type d'expérience. Par exemple, l'emprisonnement de rayonnement, qui



a lieu aux fortes densités d'atomes, modifie considérablement le rapport de l'intensité de la raie de fluorescence sensibilisée à celle de la raie de résonance ; ce rapport dépend directement et par l'intermédiaire de l'emprisonnement de rayonnement des pressions partielles de vapeur, qui sont très difficiles à mesurer de façon précise. D'autre part, le calibrage des appareils optiques pour des longueurs d'onde éloignées introduit une erreur appréciable sur l'évaluation de l'intensité des raies.

Ces dernières années, les transferts d'excitation alcalin-gaz rares ont été beaucoup étudiés ; on peut citer notamment les travaux de J. BERLANDE, CUVELLIER, PASCALE, où l'excitation optique de niveaux élevés est obtenue à l'aide d'un laser [16] .

#### B - Transferts d'excitation dans une décharge.

Les transferts d'excitation jouent aussi un rôle important dans les décharges de gaz. Ils permettent par exemple de peupler sélectivement certains niveaux excités du néon par collision avec des atomes d'hélium. C'est en réalisant ainsi l'inversion de population pour certains couples de niveaux du néon que JAVAN et ses collaborateurs ont pu faire fonctionner le premier laser à gaz [17] .

Les électrons de la décharge font passer les atomes d'hélium dans un certain nombre d'états excités. Par cascade radiative, une grande partie de ces atomes arrive dans les états métastables  $2^3S$  et  $2^1S$ , dont la durée de vie est très grande. Comme l'énergie de ces niveaux métastables coïncide presque avec celle des configurations  $2p^54s$  et

$2p^5 5s$  du néon, il y a transfert d'excitation. Les collisions de seconde espèce entre l'hélium dans l'état  $2^3S$  et le néon à l'état fondamental peuplent surtout le niveau le plus élevé de la configuration  $2p^5 4s$  du néon (niveau pour lequel  $\Delta W/hc = 314 \text{ cm}^{-1}$ ). Ceci permet d'obtenir l'effet laser pour la transition à  $1,15 \mu\text{m}$  du néon :

$$2p^5 3p' [3/2]_2 - 2p^5 4s' [1/2]_1 .$$

Bien qu'une controverse ait eu lieu à ce sujet, on admet généralement [18] que le transfert d'excitation du niveau  $2^1S$  de l'hélium vers la configuration  $2p^5 5s$  du néon peuple principalement le niveau  $2p^5 5s' [1/2]_1$ . Ce niveau est légèrement au-dessus du niveau  $2^1S$  de l'hélium ( $\Delta W/hc = -387 \text{ cm}^{-1}$ ) [18] ; c'est le niveau supérieur des raies laser  $\lambda = 6\,328 \overset{\circ}{\text{Å}}$  et  $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$ . Au cours d'un tel transfert, une partie de l'énergie cinétique est transformée en énergie d'excitation. La disparition de l'effet laser sur  $3,39 \mu\text{m}$  à basse température est un argument très fort en faveur d'un transfert avec un défaut d'énergie  $\Delta W < 0$  non négligeable devant  $kT$  (pour la température de l'azote liquide,  $T = 77 \text{ K}$ ,  $kT/hc \approx 53 \text{ cm}^{-1}$ ).

Cet exemple simple et bien connu montre l'importance des transferts d'excitation dans une décharge. Bien d'autres mécanismes de transfert sont à l'origine de l'oscillation de raies laser ; un exemple en est fourni par la raie laser du cadmium à  $\lambda = 4\,416 \overset{\circ}{\text{Å}}$ , où le transfert se fait entre l'hélium sur le niveau  $2^3S$  et le cadmium, qui passe directement du niveau fondamental de l'atome neutre à un niveau excité de l'ion  $\text{Cd}^+$ , avec libération d'un électron (effet Penning).

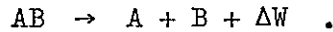
II - PROFILS ASSOCIES AUX TRANSFERTS.

A - Distribution rectangulaire de vitesses.

Pour des particules ayant une vitesse  $\vec{v}$  isotrope de module constant, la distribution suivant un axe quelconque Oz de la composante  $v_z$  est rectangulaire. Elle est représentée par la fonction normée :

$$\mathcal{P}(v_z) = \frac{1}{2|\vec{v}|} \quad \text{pour : } -|\vec{v}| < v_z < |\vec{v}| \quad \text{et conduit également dans l'échelle des fréquences à un profil Doppler rectangulaire.}$$

Cette situation correspondrait à la dissociation de molécules diatomiques au repos. Considérons une molécule diatomique AB, qui se dissocie en un atome A et un atome B :



La différence d'énergie  $\Delta W$  se transforme en énergie cinétique pour les atomes A et B. Les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie donnent l'énergie cinétique  $\Delta W_B$  prise par l'atome B après la dissociation. Dans le système des coordonnées du centre des masses, la quantité de mouvement totale est nulle et on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} m_A \vec{v}_A = -m_B \vec{v}_B \\ \frac{1}{2} m_A v_A^2 + \frac{1}{2} m_B v_B^2 = \Delta W \end{array} \right. .$$

$$\text{D'où : } \Delta W_B = \frac{1}{2} m_B v_B^2 = \Delta W \frac{m_A}{m_A + m_B} .$$

La vitesse de l'atome B après dissociation est alors donnée par :

$$v_B = \sqrt{2 \frac{m_A}{m_B} \frac{\Delta W}{m_A + m_B}} \quad (i)$$

Les largeurs du profil Doppler rectangulaire associé sont dans l'échelle des fréquences, des nombres d'onde et des longueurs d'onde :

$$\frac{\ell_v}{v} = \frac{\ell_\sigma}{\sigma} = \frac{\ell_\lambda}{\lambda} = \frac{2}{c} \sqrt{2 \frac{m_A}{m_B} \frac{\Delta W}{m_A + m_B}} \quad (\text{ii})$$

MITCHELL et ZEMANSKY [4] ont fait un calcul identique et ont montré que les distributions de vitesses des atomes ayant subi un transfert d'excitation sont rectangulaires, dans la mesure où leur vitesse thermique initiale est négligeable. Ce cas simple permet de calculer rapidement  $\ell_\sigma$ , grandeur utile par la suite.

B - Cas plus concret : dissociation de molécules diatomiques identiques en phase gazeuse.

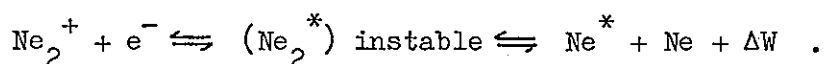
Dans le repère du centre des masses (repère en translation dont l'origine est le centre de gravité de la molécule tant que celle-ci n'est pas dissociée), la situation est la même que dans le paragraphe précédent (vitesse constante en module et répartie isotropiquement pour chacun des deux produits de la dissociation). Cependant, il faut tenir compte de la vitesse initiale de la molécule, dont la distribution à l'équilibre thermique est une distribution de Maxwell-Boltzmann. La vitesse due à la dissociation et la vitesse initiale s'ajoutent directement ; la distribution de vitesses totales est la convolution des deux distributions partielles, indépendantes l'une de l'autre. Pour la composante de la vitesse suivant Oz, le résultat final est donc la convolution d'une gaussienne par un rectangle de largeur  $2|\vec{v}|$ . BIONDI [19] a effectué le calcul d'une telle distribution de vitesses et a trouvé en remplaçant  $v_z$  par le nombre d'onde Doppler correspondant  $\sigma = \sigma_0 \frac{v_z}{c}$  :

$$G(\sigma) = \frac{a}{4b} [\operatorname{erf}(a\sigma + b) - \operatorname{erf}(a\sigma - b)] \quad (\text{iii})$$

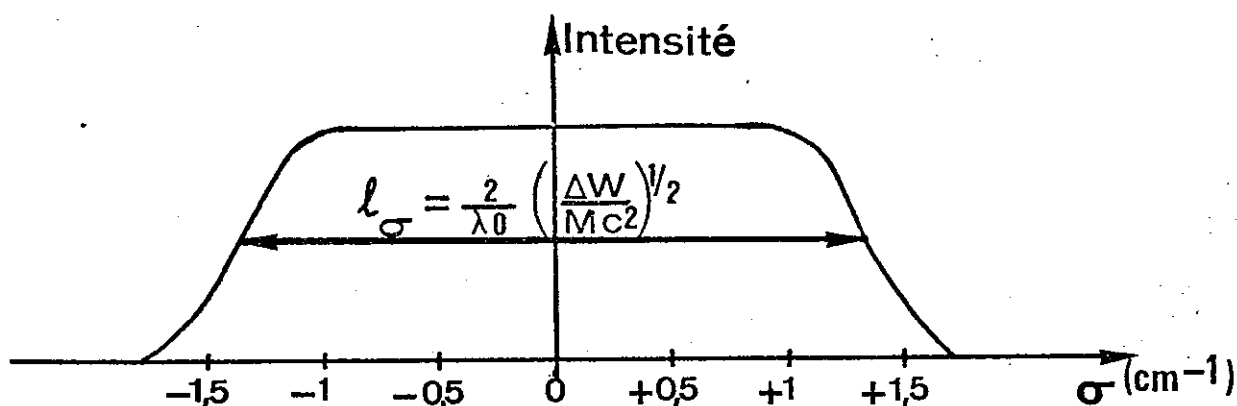
avec :  $a = \left(\frac{Mc^2}{kT}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sigma_0}$  et  $b = \left(\frac{\Delta W}{kT}\right)^{\frac{1}{2}}$

où  $M$  est la masse de chacun des deux atomes de la molécule et où  $\sigma_0$  est le nombre d'onde au centre du profil.

BIONDI [20] a confronté le profil résultant au profil dû à la recombinaison dissociative du néon, représentée par l'équation :



Pour cela, il a enregistré le profil de la raie  $\lambda = 5852 \text{ \AA}$  émise par les atomes de néon excités, profil qui est constitué d'une partie supérieure relativement étroite et d'une base large. Ce profil peut être analysé suivant deux composantes : l'une correspond à la lumière émise par les atomes lents, qui ont une distribution de Maxwell-Boltzmann ; l'autre correspond à la distribution de vitesses des atomes rapides provenant de la recombinaison dissociative des molécules diatomiques ionisées  $\text{Ne}_2^+$ . Ce dernier profil est alors comparé au profil calculé, représenté sur la figure ci-dessous (sa largeur à mi-hauteur  $l_\sigma$  permet d'obtenir directement  $\Delta W$ , si  $\Delta W \gg kT$ ).



Le profil expérimental est plus arrondi que celui de la figure parce qu'il n'a pas été tenu compte, dans le calcul du profil théorique, des collisions thermalisantes entre les atomes excités rapides et les autres atomes.

C - Cas d'un transfert d'énergie entre deux atomes.

Les deux partenaires du transfert ont initialement une vitesse relative  $\vec{v}_r$  qui, dans le repère du centre des masses, correspond à une énergie cinétique totale :

$$W_r = \frac{1}{2} m v_r^2 \quad (m \text{ est la masse réduite : } m = \frac{m_A m_B}{m_A + m_B}) .$$

Dans ce repère, la quantité de mouvement totale est nulle dans l'état final comme dans l'état initial et, comme dans le premier paragraphe, l'énergie cinétique se partage entre les atomes en raison inverse de la masse. On a donc maintenant :

$$v_B = \sqrt{2 \frac{m_A}{m_B} \frac{\Delta W + W_r}{m_A + m_B}} \quad (\text{iiii})$$

(comme il suffit que :  $\Delta W + W_r > 0$  , il est possible d'avoir  $\Delta W < 0$ ).

Dans le cas de l'équilibre thermique, la distribution des vitesses initiales suit la loi de Maxwell-Boltzmann pour une température donnée  $T$  . Pour les couples formés d'un atome  $A$  et d'un atome  $B$  pris au hasard, la loi de Maxwell-Boltzmann s'applique séparément à la vitesse relative et à la vitesse d'entraînement, les masses effectives étant respectivement la masse réduite et la masse totale  $m_A + m_B$  . Les deux

distributions (vitesse relative et vitesse d'entraînement) sont évidemment isotropes ; elles sont de plus indépendantes l'une de l'autre.

Un transfert éventuel ne dépend que des positions et des vitesses relatives des deux atomes entièrement définies dans le repère du centre des masses. Il n'affecte donc pas la loi de distribution des vitesses d'entraînement. Le mieux est donc d'étudier l'incidence du transfert sur les vitesses dans ce repère. Il suffira ensuite, comme dans le deuxième paragraphe, de convoluer la distribution obtenue par la distribution de Maxwell-Boltzmann des vitesses d'entraînement.

La distribution des vitesses relatives finales dépend des lois physiques qui régissent le transfert, mais seulement par l'intermédiaire de la section efficace de transfert  $Q(v_r)$  qui, a priori, dépend de  $v_r = |\vec{v}_r|$ . Le principe du calcul est très simple. D'après la définition même d'une section efficace, pour une vitesse relative  $v_r$  donnée, le nombre des chocs efficaces donnant lieu à un transfert est proportionnel à  $v_r Q(v_r)$ . Ce facteur multiplicatif permet donc de passer de la distribution des vitesses relatives pour des couples d'atomes pris au hasard à la loi de distribution des vitesses relatives pour les couples d'atomes donnant lieu à un transfert. La loi de distribution des vitesses relatives finales pour l'atome B s'obtient ensuite en effectuant le changement de variable défini par la relation (iiii). En fait, nous nous intéressons seulement à une composante de la vitesse et il est commode de travailler directement sur cette composante.

Le programme que nous utilisons pour le calcul des profils anormaux suit le schéma suivant. La fonction  $Q(v_r)$  n'étant pas connue, les deux

hypothèses  $Q(v_r) = \text{cte}$  et  $Q(v_r) \propto v_r^2$  sont utilisées successivement; la comparaison des deux résultats permet de rendre compte de l'influence qu'aurait sur le profil une variation rapide de  $Q$  en fonction de  $v_r$ .

CHERON [15] a effectué un calcul analogue au nôtre en suivant une voie légèrement différente : son calcul suppose  $v_r Q(v_r)$  indépendant de  $v_r$ . C'est le seul calcul de ce type que nous ayons rencontré dans la littérature.

Les profils calculés par la méthode ci-dessus correspondent seulement à l'effet Doppler pour la vitesse prise immédiatement après le transfert ; ils sont plus ou moins modifiés par l'élargissement homogène et les chocs élastiques. Ces derniers tendent à thermaliser la répartition des vitesses, donc à rendre le profil plus étroit et plus proche d'un profil gaussien. Leur influence est négligeable, si la durée de vie est très inférieure au temps moyen entre deux chocs, donc à basse pression. L'élargissement homogène se traduit par la convolution du profil Doppler par un profil de Lorentz, beaucoup plus étroit à basse pression. La modification n'est sensible que dans les ailes lointaines, et la partie centrale est changée à peu près comme elle le serait par un léger accroissement de la température.

Il n'y a que peu d'expériences relatives à ces problèmes.

SOSINSKII, MOROZOV et SELYAVSKII ont obtenu un profil d'allure rectangulaire pour une certaine raie émise en fluorescence sensibilisée [21].

Il s'agit de la raie du cadmium  $\lambda = 3261 \text{ \AA}$ , dont le niveau supérieur  $5^3P_1$  est peuplé par collision de seconde espèce avec des atomes de mercure dans l'état  $6^3P_1$ . L'intensité de la raie de fluorescence



étant très faible, ils ont dû faire une pose photographique de 24 heures pour obtenir le profil. Par ailleurs, CHERON a montré que la largeur du profil de la même raie du cadmium est beaucoup plus grande lorsqu'elle est émise en fluorescence sensibilisée induite par le mercure ( $6^3P_1$ ) que lorsque le cadmium est excité optiquement [14], [15]. Il a observé des profils dont la forme et la largeur sont compatibles avec ce que l'on peut attendre du transfert considéré par SOSINSKII et ses collaborateurs.

Nos expériences sur la raie  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$  du xénon menées en absorption (positive ou négative) ne souffrent pas du manque de luminosité des expériences de fluorescence ; elles donnent des profils purs (non altérés par une fonction d'appareil), mais qui en général ne sont pas ceux qui correspondraient seulement à un transfert.

## CHAPITRE II

COMPREHENSION ET MISE EN EVIDENCE DU PHENOMENE.

Nous allons maintenant examiner plus en détail les mécanismes de population des niveaux excités du xénon, d'abord lorsqu'il est pur, puis lorsqu'il est mélangé avec du krypton [22]. Le diagramme d'énergie des niveaux du xénon et du krypton est représenté sur la figure 4. Nous considérerons ensuite le cas de la transition  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$  du xénon ( $5p^5 6p[3/2]_1 - 5p^5 5d[5/2]_2$ ).

I - PEUPELEMENT DES NIVEAUX PEU EXCITES DU XENON.

Pour le xénon, les mécanismes responsables des populations ont été examinés auparavant dans la littérature [23 à 27], mais les résultats sur les différentes sections efficaces sont incomplets. Cependant, la connaissance de probabilités de transition peut conduire à des conclusions utiles sur les cascades radiatives et les durées de vie : pour le xénon, nous ne disposons que d'un petit nombre de résultats expérimentaux. Des forces d'oscillateur ont été mesurées pour les raies de

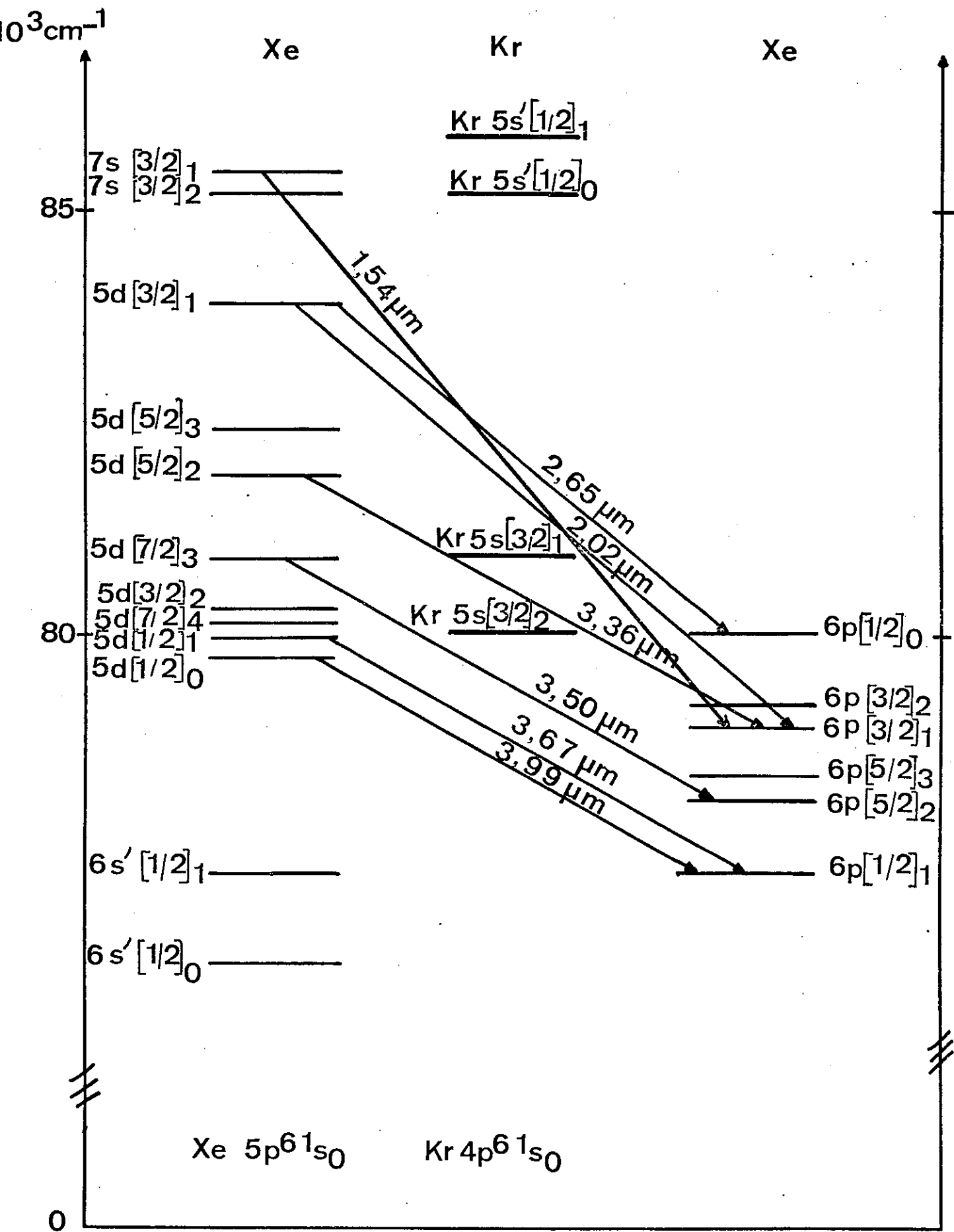


Figure 4

Schéma simplifié des niveaux d'énergie du xénon et du krypton.

résonance  $5p^5 6s \rightarrow 5p^6$  [28],  $5p^5 5d \rightarrow 5p^6$  et  $5p^5 7s \rightarrow 5p^6$  [29], mais les résultats expérimentaux sur les transitions entre configurations excitées sont incomplets [30]. Donc, pour toutes les transitions sauf les raies de résonance, nous utiliserons les probabilités de transition calculées par M. AYMAR [31, 32]. La complexité du spectre du xénon introduit une incertitude théorique sur ces valeurs calculées (par exemple, M. AYMAR n'a tenu compte que partiellement du mélange de configurations) ; ces résultats théoriques donnent cependant un excellent ordre de grandeur des probabilités de transition et suffisent à la compréhension des phénomènes observés. Nous ne considérons ici que les niveaux  $5p^5 ({}^2P_{3/2})5d$  et  $5p^5 ({}^2P_{3/2})6p$ , que nous appellerons respectivement niveaux 5d et 6p ; on ne tient pas compte des niveaux  $5p^5 ({}^2P_{1/2})5d$  et  $5p^5 ({}^2P_{1/2})6p$  beaucoup plus hauts dans le spectre.

#### A - Xénon pur.

Nous considérons deux processus distincts de peuplement dont l'importance relative dépend essentiellement du courant d'excitation.

Pour les basses intensités, le mécanisme de base est l'excitation à partir de l'état fondamental par choc électronique. Chaque niveau peut être excité directement par ce mécanisme, mais également au moyen de cascades radiatives et de transferts non radiatifs ; par suite, les taux d'excitation et les populations sont presque directement proportionnels à la densité des électrons et par conséquent à  $i$ . Toutes les cascades radiatives des niveaux non-résonnants 5d peuplent les niveaux 6p, qui le sont aussi par des cascades venant de nombreux

autres niveaux impairs. Comme les excitations électroniques directes sont comparables, on peut estimer en moyenne que le taux d'excitation total est plus grand pour les niveaux 6p que pour les niveaux 5d. En revanche, les durées de vie des niveaux 5d sont beaucoup plus élevées que celles des niveaux 6p : comparons par exemple le cas de  $5d[5/2]_2$  ( $\tau \approx 1\ 000$  ns) [33] et celui de  $6p[3/2]_1$  ( $\tau = 35$  ns) [34]. Les conséquences sont que les niveaux 5d sont très peuplés et qu'il est facile de réaliser l'inversion de population entre les niveaux 5d et 6p.

Le niveau  $5d[3/2]_1$  est fortement résonnant (pour la transition résonnante,  $A_{\text{exp}} = 600 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ). Sa population est alors régie par une très courte durée de vie ( $\tau = 1,7$  ns) et un taux élevé d'excitation par collision électronique. En fait, à cause du fort emprisonnement du rayonnement de résonance, la durée de vie effective due à l'emprisonnement devient presque comparable aux durées de vie des niveaux non résonnants 5d et la population devient très élevée (une limite supérieure de la durée de vie effective, donnée par les probabilités de transition  $5d \rightarrow 6p$ , est 300 ns). Par conséquent, il est possible de réaliser l'inversion de population avec plusieurs niveaux 6p et les transitions correspondantes contribuent à la population de ces niveaux 6p ; en particulier, les niveaux  $6p[3/2]_1$ ,  $6p[5/2]_2$  et  $6p[1/2]_0$  (les probabilités de transition de  $5d[3/2]_1$  vers chacun de ces trois niveaux valent respectivement :  $A \approx 1,89 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ,  $A \approx 0,34 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$  et  $A \approx 1,10 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ) [33].

Le niveau  $5d[1/2]_1$  est faiblement résonnant (pour la transition résonnante,  $A_{\text{exp}} = 17 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ). Il représente un cas intermédiaire entre  $5d[3/2]_1$  et les autres niveaux  $5d$ , mais l'expérience montre que l'inversion de population est facilement réalisée entre  $5d[1/2]_1$  et les niveaux  $6p$  situés au-dessous. En effet, les transitions aboutissant à trois de ces cinq niveaux ( $6p[1/2]_1$ ,  $6p[5/2]_2$ ,  $6p[3/2]_2$ ) sont connues comme des transitions laser intenses [35], celle qui arrive sur  $6p[5/2]_3$  est interdite par la règle des  $J$  et celle qui aboutit à  $6p[3/2]_1$  est très peu probable ( $A \approx 0,4 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ ) [33].

Pour des intensités de plus en plus fortes, le mécanisme de population par excitation électronique à partir de niveaux excités fortement peuplés prend de plus en plus d'importance ; il conduit à un taux d'excitation supplémentaire sensiblement proportionnel à  $i^2$ . Ce mécanisme est plus favorable aux niveaux  $6p$  qu'aux niveaux  $5d$ , puisque les premiers sont reliés aux niveaux  $6s$  par des transitions dipolaires électriques ; l'énergie nécessaire à cette excitation est relativement faible et peut être trouvée dans une grande partie de la population électronique. Le mécanisme d'excitation en  $i^2$  explique l'allure parabolique de la courbe de variation du coefficient d'amplification en fonction de  $i$ , que nous avons observée pour la raie  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$  (figure 5); dans notre expérience, on passe de l'amplification à l'absorption pour  $i \gtrsim 10 \text{ mA}$ , le diamètre intérieur du tube à décharge utilisé étant de  $10 \text{ mm}$ . Ce résultat est à peu près indépendant de la pression dans un domaine allant de  $0,1$  à  $0,5 \text{ torr}$  à  $T = 295 \text{ K}$ . Des observations semblables ont été faites auparavant pour d'autres raies laser [36],[25].

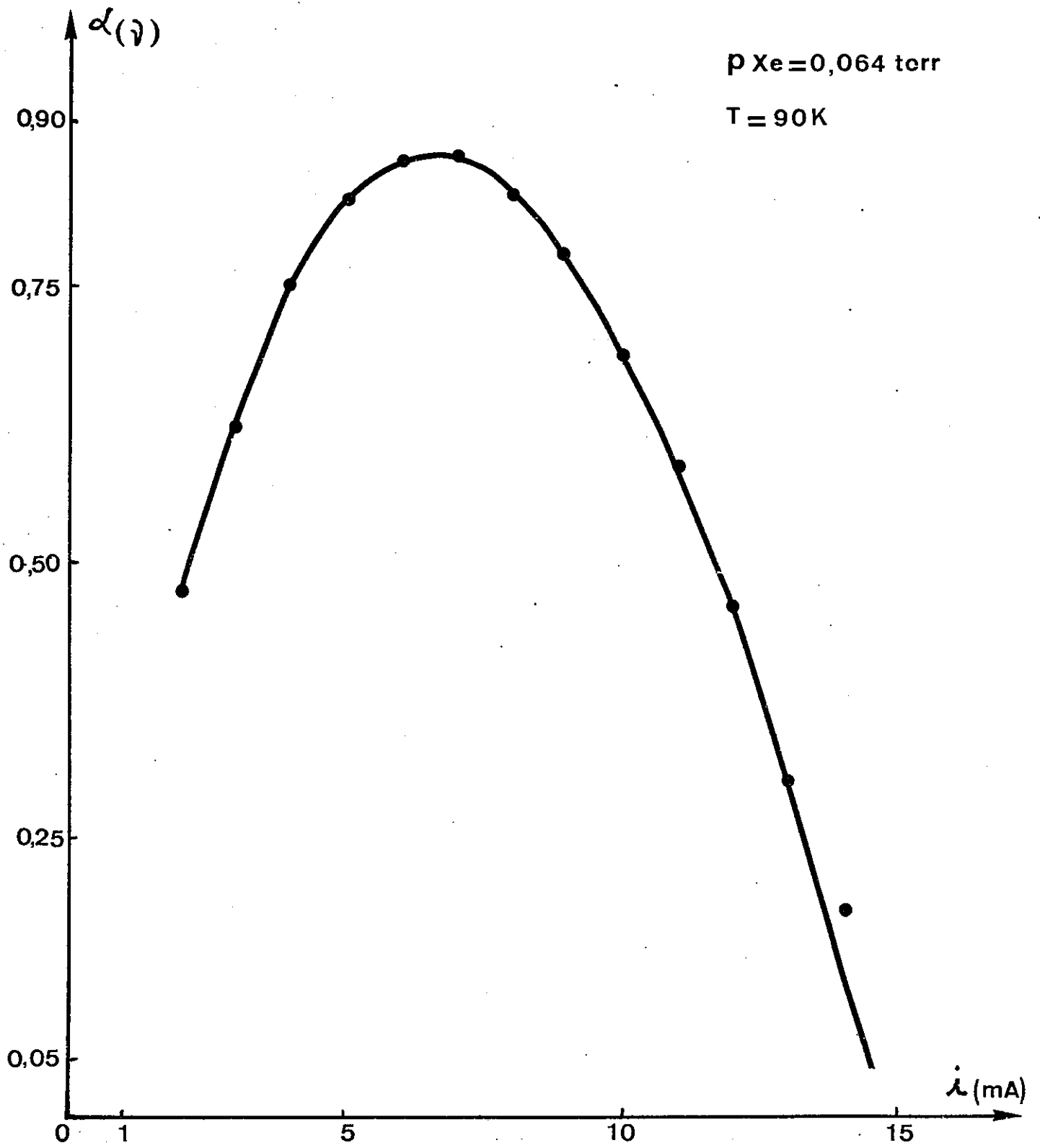


Figure 5

Courbe de variation du coefficient d'amplification  
 de la raie  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$  du xénon en fonction du courant d'excitation.

B - Xénon en présence de krypton.

Si on ajoute du krypton au xénon, les populations des niveaux 5d et 6p peuvent être fortement modifiées par les coïncidences approximatives qui existent entre des niveaux du xénon et des niveaux peu excités et très peuplés du krypton ; ces coïncidences permettent des transferts d'excitation efficaces entre niveaux du krypton et niveaux du xénon.

BOTCHKOVA et KOUZNETSOVA [37] ont montré que les sections efficaces de transfert des deux niveaux métastables du krypton vers les niveaux les plus bas du xénon sont très grandes. Elles ont trouvé pour les sections efficaces totales de dépeuplement des niveaux métastables  $5s[3/2]_2$  et  $5s'[1/2]_0$  du krypton vers le xénon respectivement :

$$Q = (1,0 \pm 0,3) 10^{-14} \text{ cm}^2 \quad \text{et} \quad Q = (1,6 \pm 0,5) 10^{-14} \text{ cm}^2 .$$

De plus, elles ont mesuré la section efficace de transfert du niveau  $5s[3/2]_2$  vers le niveau  $6p[1/2]_0$  du xénon :  $Q = (3,7 \pm 1,5) 10^{-15} \text{ cm}^2$ .

La figure 4 montre que la population du niveau métastable le plus bas du krypton  $5s[3/2]_2$  peut être transférée au niveau Xe  $5d[1/2]_1$  et au niveau Xe  $5d[1/2]_0$  (défauts d'énergie :  $-15 \text{ cm}^{-1}$  et  $201 \text{ cm}^{-1}$  respectivement). Le transfert vers  $5d[1/2]_1$  est un transfert résonnant, pour lequel on peut attendre une section efficace de très forte valeur. Cette prévision est corroborée par l'augmentation de l'intensité de la transition  $\lambda = 3,67 \text{ }\mu\text{m}$   $\{6p[1/2]_1 - 5d[1/2]_1\}$  du xénon en présence de krypton ; la population du niveau Xe  $6p[1/2]_1$  devient alors importante, ce qui rend la raie  $\lambda = 3,99 \text{ }\mu\text{m}$   $\{6p[1/2]_1 - 5d[1/2]_0\}$  absorbante. La



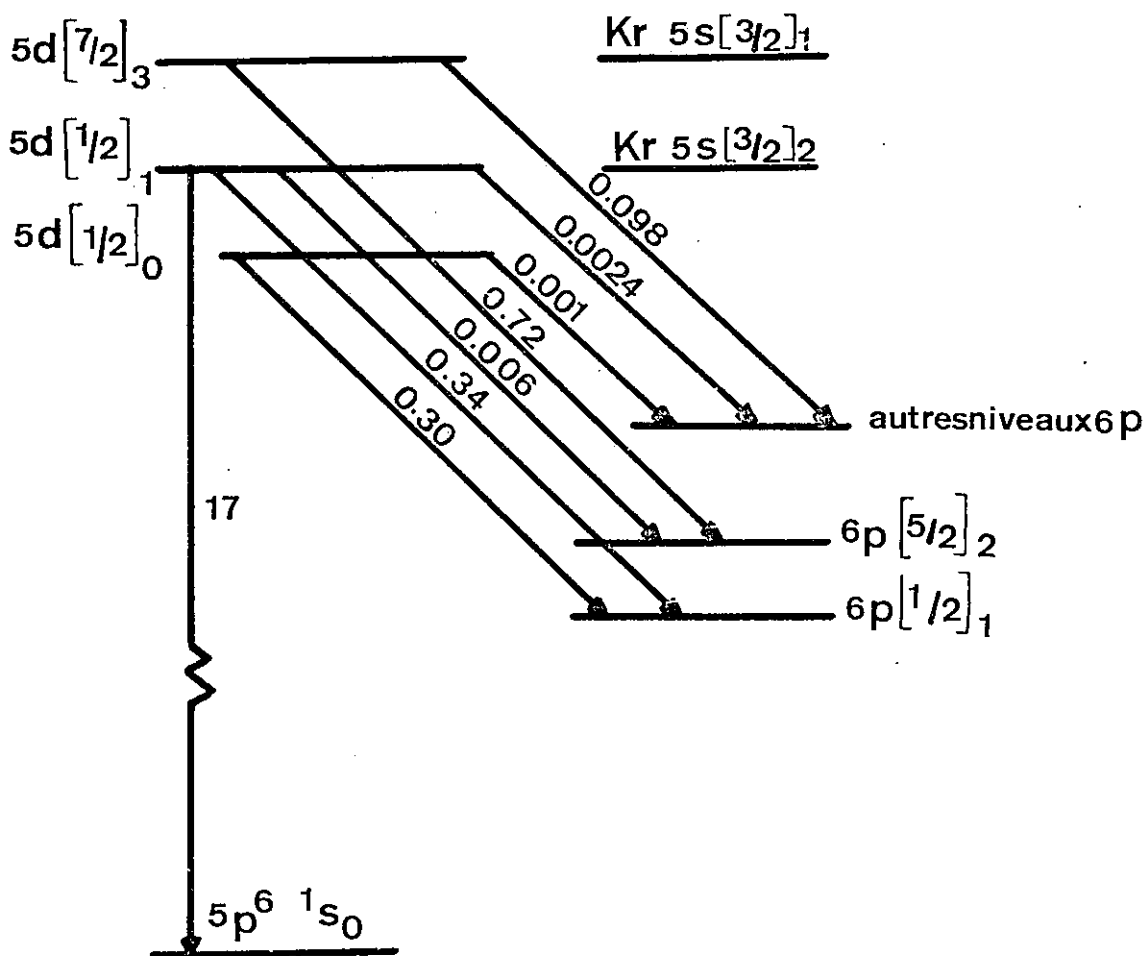


Figure 6

Probabilités de transition calculées pour plusieurs transitions  $5d \rightarrow 6p$ . La probabilité pour  $5d[1/2]_1 \rightarrow 5p^6\ 1s_0$  correspond aux résultats expérimentaux. Les valeurs sont en unités de  $10^6\ s^{-1}$ .

figure 6 indique en outre que les transitions à partir du niveau Xe  $5d[1/2]_1$  et du niveau Xe  $5d[1/2]_0$  peuplent surtout le niveau Xe  $6p[1/2]_1$  et très faiblement le niveau Xe  $6p[3/2]_1$ . Bien qu'il corresponde à un défaut d'énergie négatif notable ( $\Delta W/hc = -147 \text{ cm}^{-1}$ ;  $T = \Delta W/k = 212 \text{ K}$ ), le transfert vers le niveau  $6p[1/2]_0$  du xénon doit intervenir largement à température ordinaire d'après la valeur élevée de la section de transfert donnée par BOTCHKOVA et KOUZNETSOVA [37]. A basse température (au-dessous de 100 K), son rôle doit par contre être négligeable. On remarque aussi sur la figure 4 qu'il peut y avoir transfert de population du premier niveau résonnant du krypton  $5s[3/2]_1$  vers le niveau  $5d[7/2]_3$  du xénon (défaut d'énergie :  $-53 \text{ cm}^{-1}$ ). La figure 6 représente les transitions qui partent de ce niveau ; on voit qu'elles peuplent principalement le niveau Xe  $6p[5/2]_2$  et un peu le niveau Xe  $6p[3/2]_1$ . D'autre part, la figure 4 montre que la population du niveau métastable du krypton  $5s'[1/2]_0$  peut être transférée vers le niveau Xe  $7s[3/2]_2$  (défaut d'énergie :  $3 \text{ cm}^{-1}$ ). Sur la figure 7, nous voyons que des cascades radiatives à partir de ce niveau le dépeuplent au profit de nombreux niveaux  $6p$ , mais seulement 1 % de sa population arrive sur  $6p[3/2]_1$ .

La conséquence principale de ces transferts est d'augmenter notablement la population de plusieurs niveaux  $6p$  par rapport à celle de  $6p[3/2]_1$ . Cependant, les transitions  $6p \rightarrow 6s$  ont tendance à accroître la population des niveaux  $6s$ , qui repeuplent par l'intermédiaire des mécanismes en  $i^2$  les niveaux  $6p$  et en particulier  $6p[3/2]_1$ . L'absorption de la raie  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$  est donc favorisée par une addition de krypton dans la décharge.

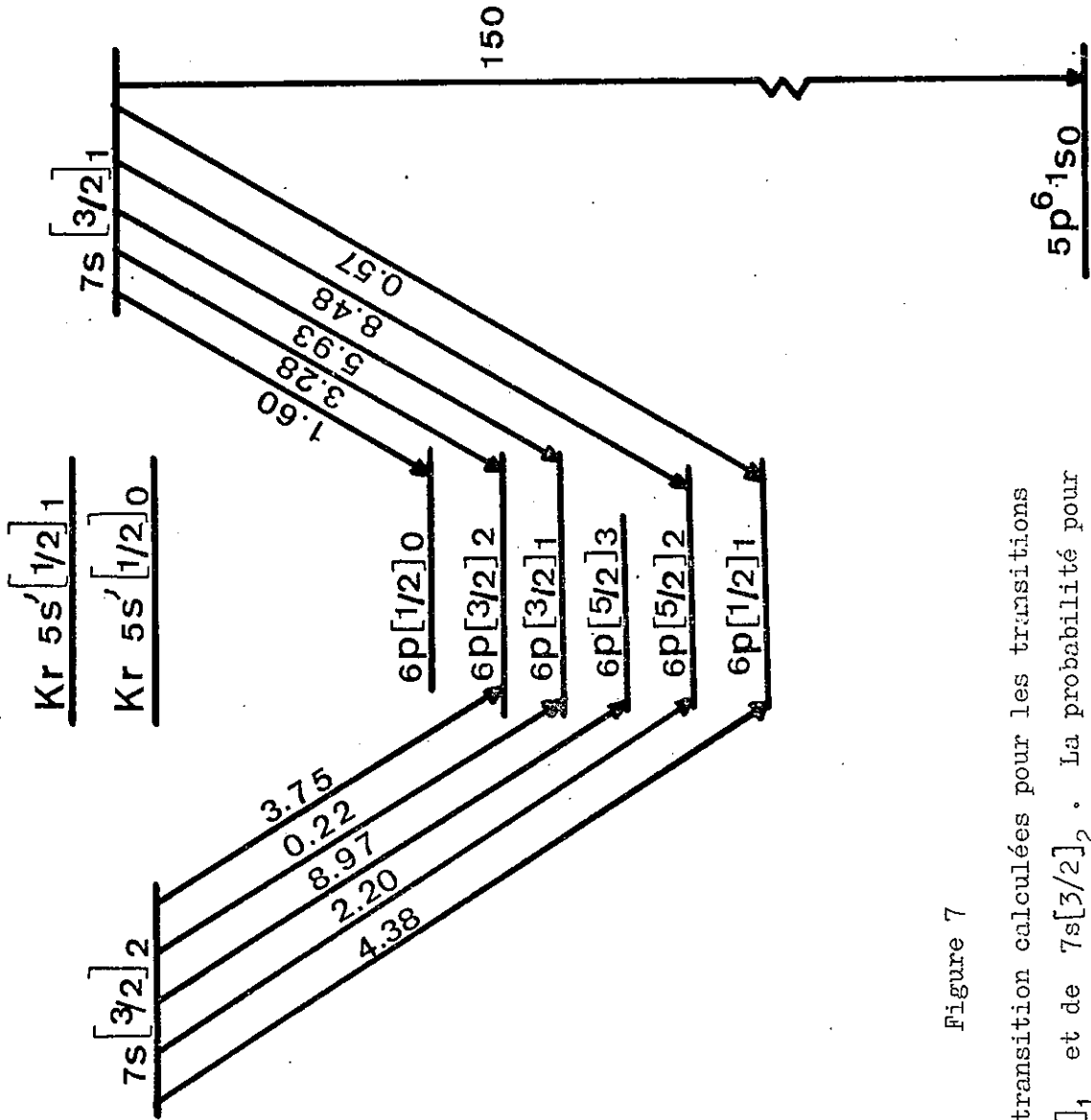


Figure 7

Probabilités de transition calculées pour les transitions issues de 7s[3/2]<sub>1</sub> et de 7s[3/2]<sub>2</sub>. La probabilité pour 7s[3/2]<sub>1</sub> → 5p<sup>6</sup> 1S<sub>0</sub> correspond aux résultats expérimentaux. Les valeurs sont en unités de 10<sup>6</sup> s<sup>-1</sup>.

Examinons maintenant le cas du niveau résonnant du krypton  $5s'[1/2]_1$ . Ce niveau n'est pas directement dépeuplé par des niveaux proches du xénon, mais peut transférer une partie de sa population au niveau  $7s[3/2]_1$  du xénon ; le défaut d'énergie est de  $407 \text{ cm}^{-1}$ . La figure 7 indique qu'il peut y avoir facilement transfert d'une partie de la population de  $7s[3/2]_1$  par rayonnement vers plusieurs niveaux  $6p$ , en particulier vers  $6p[3/2]_1$  : le rapport de branchement de la transition  $7s[3/2]_1 \rightarrow 6p[3/2]_1$  à l'ensemble des transitions  $7s[3/2]_1 \rightarrow 6p$  vaut  $0,3$  (\*).

## II - POPULATION ANORMALE DES NIVEAUX

### DE LA RAIE $\lambda = 3,36 \text{ }\mu\text{m}$ DU XENON EN PRESENCE DE KRYPTON.

La population des niveaux du xénon a deux origines : une population normale issue de l'excitation électronique (seulement à partir du fondamental à faible courant, et de plus à partir de niveaux excités très peuplés à courant plus fort) et des cascades radiatives, et une population anormale due aux transferts d'excitation induits par des niveaux excités du krypton et du xénon. La section efficace de ces transferts est d'autant plus élevée que le défaut d'énergie est faible. Si  $\Delta W$  est petit

---

(\*) Le vrai rapport de branchement, qui tient compte de la transition de résonance  $7s[3/2]_1 \rightarrow 5p^6$ , est seulement  $0,035$ . Mais, compte tenu de l'emprisonnement, il n'y a pas lieu ici de prendre en considération la transition vers le fondamental.

devant  $kT$  ( $kT/hc = 207 \text{ cm}^{-1}$  pour  $T = 300 \text{ K}$  ;  $kT/hc = 69 \text{ cm}^{-1}$  pour  $T = 100 \text{ K}$ ), la distribution de vitesses des atomes excités par transfert est encore très proche de celle de Maxwell-Boltzmann. Au contraire, si  $\Delta W \gg kT$ , leur distribution de vitesses est celle qui a été envisagée au paragraphe II-C du 1er chapitre.

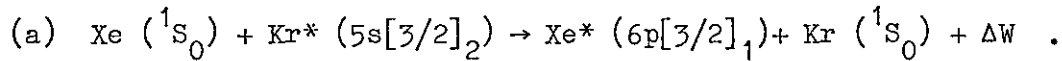
Nos expériences permettent l'étude de profils au voisinage de l'inversion ; les populations normales s'éliminent en majeure partie par différence et il est alors possible d'observer l'effet de populations anormales même beaucoup plus faibles que les populations normales. Il faut donc s'intéresser aux transferts capables de créer une population anormale sur l'un ou l'autre des deux niveaux de la raie  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$ , même à ceux dont l'influence sur les populations totales est négligeable.

Les niveaux donneurs d'énergie doivent cependant avoir une population exceptionnellement élevée. A priori, on ne peut retenir que les quatre niveaux, métastables ou résonnants, de la configuration  $4p^5 5s$  du krypton et, à condition que la proportion de xénon ne soit pas trop faible, le niveau fortement résonnant  $5d[3/2]_1$  du xénon. Il faut par ailleurs tenir compte non seulement des transferts directs, mais aussi des transferts suivis d'une transition radiative, à condition que le rapport de branchement correspondant ne soit pas trop faible (et que la durée de vie du niveau intermédiaire ne soit pas trop grande).

Nous nous intéresserons particulièrement aux transferts présentant un défaut d'énergie suffisant pour créer une population anormale, mais nous excluons ceux pour lesquels le défaut d'énergie est trop élevé car, dans ce cas, les sections efficaces sont trop faibles.

A - Peuplement anormal du niveau  $6p[3/2]_1$  .

1) Les transferts directs peuvent se faire à partir de l'un ou l'autre des deux niveaux bas de la configuration Kr  $4p^5 5s$  .



$$\Delta W/hc = 1\,016 \text{ cm}^{-1} \quad ; \quad \ell_\sigma = 5,1 \text{ mK} .$$

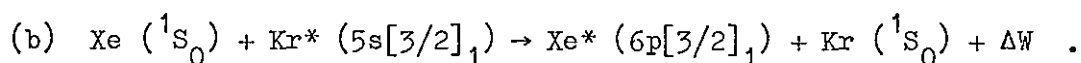
Le niveau donneur, métastable le plus bas du krypton, doit, en l'absence de xénon, être le niveau excité du krypton le plus peuplé [38] ; cependant, la probabilité de ce transfert est fortement diminuée par un certain nombre de phénomènes.

Tout d'abord, le défaut d'énergie  $\Delta W$  est grand, ce qui implique une section de transfert a priori faible.

D'autre part, la présence de xénon entraîne un fort dépeuplement (quenching) du niveau donneur par transfert résonnant vers le niveau Xe  $5d[1/2]_1$  ( $\Delta W/hc = -15 \text{ cm}^{-1}$ ), par transferts quasi-résonnants vers les niveaux Xe  $5d[1/2]_0$  ( $\Delta W/hc = 201 \text{ cm}^{-1}$ ),  $5d[7/2]_4$  ( $\Delta W/hc = -225 \text{ cm}^{-1}$ ) et  $6p[1/2]_0$  ( $\Delta W/hc = -147 \text{ cm}^{-1}$ ), et par transferts non résonnants.

En admettant la valeur de la section totale de dépeuplement par transfert du niveau métastable Kr  $5s[3/2]_2$  ( $Q = 10^{-14} \text{ cm}^2$ ), pour une densité de xénon de  $6 \times 10^{15} \text{ atomes/cm}^3$  à une température de 100 K, il vient pour le temps entre deux chocs efficaces :  $\tau = 0,8 \text{ } \mu\text{s}$ , beaucoup plus petit que la durée de vie normale des atomes métastables (de l'ordre de la milliseconde). Ces mécanismes réduisent d'autant mieux la population totale du niveau donneur qu'il s'agit d'un métastable qui doit sa forte population (en l'absence de xénon) à une longue durée de vie bien plus qu'à un fort taux de peuplement (surtout à faible courant).

Les fortes valeurs des sections efficaces pour le transfert résonnant et, probablement aussi, pour les transferts quasi-résonnants font qu'au cours d'un choc l'atome métastable de krypton a une forte probabilité d'exciter l'atome de xénon sur l'un des quatre niveaux envisagés ci-dessus, ce qui, a priori, réduit fortement la probabilité d'un transfert vers  $6p[3/2]_1$  (ce raisonnement suppose cependant que les transferts sont peu probables pour des valeurs du paramètre d'impact nettement supérieures au rayon de la section de transfert).

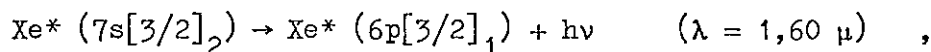


$$\Delta W/hc = 1\,961 \text{ cm}^{-1} \quad ; \quad \ell_{\sigma} = 7,1 \text{ mK} .$$

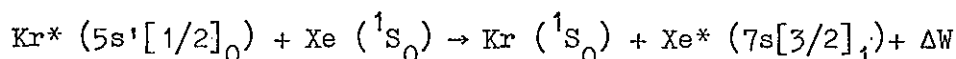
La forte valeur du défaut d'énergie est un argument contre une influence notable de ce transfert, qui se fait à partir du niveau résonnant, qui, normalement (en l'absence de xénon), doit être moins peuplé que le métastable. D'autre part, le niveau  $\text{Kr } 5s[3/2]_1$  est fortement dépeuplé par transfert vers le niveau  $5d[7/2]_3$  ( $\Delta W/hc = -53 \text{ cm}^{-1}$ ) et six autres niveaux du xénon pour lesquels les valeurs de  $\Delta W/hc$  sont comprises entre 594 et 1 705  $\text{cm}^{-1}$ . Ce mécanisme de dépeuplement est moins efficace que dans le cas précédent, parce que la durée de vie, même compte tenu de l'emprisonnement de rayonnement, est plus faible pour un résonnant que pour un métastable, tandis que le taux de peuplement est plus élevé.

2) Les seuls transferts pouvant affecter la population du niveau  $\text{Xe } 6p[3/2]_1$  par l'intermédiaire d'une transition radiative sont ceux qui lient les deux niveaux supérieurs de la configuration  $5s$  du krypton aux deux niveaux inférieurs de la configuration  $7s$  du xénon.

Le transfert à partir du niveau Kr  $5s'[1/2]_0$  est fort peu probable. En effet, pour la transition radiative du xénon :

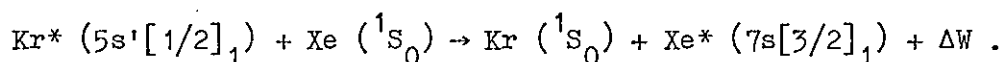


la probabilité d'émission spontanée et le rapport de branchement sont très faibles ( $0,22 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$  et 0,01 respectivement). D'autre part, le transfert :

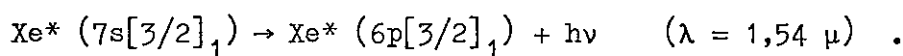


est peu probable, car  $\Delta W$  est négatif et supérieur à  $kT$  à température ordinaire ( $\Delta W/hc = -248 \text{ cm}^{-1}$ ) ; de plus, le niveau métastable  $5s'[1/2]_0$  du krypton est fortement dépeuplé par le transfert résonnant vers le niveau Xe  $7s[3/2]_2$  ( $\Delta W/hc = 3 \text{ cm}^{-1}$ ).

Le seul schéma de transfert indirect, qui peut être retenu, est alors :



$$\Delta W/hc = 407 \text{ cm}^{-1} \quad \lambda_{\sigma} = 3,2 \text{ mK} .$$



A priori, le transfert non radiatif est relativement probable, parce que, le défaut d'énergie étant modéré, la section de collision est probablement grande (elle n'est pas connue) et, par ailleurs, aucun transfert résonnant ne dépeuple le niveau donneur. En revanche, le rapport de branchement associé à la transition radiative est assez faible (0,035), car les atomes excités par réabsorption de la raie de résonance se trouvent à température ordinaire.



Comme les durées de vie des niveaux  $6p[3/2]_1$  et  $7s[3/2]_1$  du xénon ( $\tau = 35$  ns [34] et  $\tau = 6$  ns [33] respectivement) sont courtes devant le temps moyen entre collisions, les effets de thermalisation de la population anormale du niveau Xe  $6p[3/2]_1$  sont réduits dans nos conditions expérimentales (\*).

---

(\*) Ce temps moyen entre collisions Xe - Kr (on néglige les chocs Xe - Xe, la pression de xénon étant faible) est rapporté à un atome de xénon dans l'état  $7s[3/2]_1$  ou  $6p[3/2]_1$ . Dans la formule :  $\tau = \frac{1}{n S \overline{v_r}}$ ,  $n$  est la densité d'atomes de krypton;  $S$  est la section efficace de collision définie par  $\pi(r_{Xe} + r_{Kr})^2$ , où  $r_{Xe}$  et  $r_{Kr}$  sont les rayons respectifs des atomes de xénon et de krypton assimilés à deux sphères dures;  $\overline{v_r}$  est la vitesse relative moyenne des deux particules avant collision.

Soient par exemple :  $T = 100$  K ;  $n = 2 \times 10^{16}$  atomes/cm<sup>3</sup>.

En prenant pour  $\overline{v_r}$  la vitesse classique correspondant à l'équilibre thermique, on obtient :  $\overline{v_r} = 202$  m/s ;  $\tau = 531$  ns.

Mais dans le cas où la population est due à un transfert, la vitesse des atomes de xénon est plus grande et on trouve :

$$\overline{v_r} = 261 \text{ m/s} ; \tau = 412 \text{ ns} \text{ pour } \Delta W/hc = 407 \text{ cm}^{-1}.$$

$$\overline{v_r} = 327 \text{ m/s} ; \tau = 328 \text{ ns} \text{ pour } \Delta W/hc = 1\,016 \text{ cm}^{-1}.$$

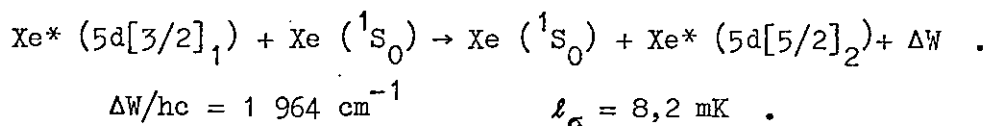
B - Peuplement anormal du niveau  $5d[5/2]_2$  .

Les seuls transferts, qui peuvent influencer sur la population du niveau supérieur de la transition  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$  , sont des transferts directs à partir des deux niveaux supérieurs de la configuration  $5s$  du krypton et du niveau fortement résonnant  $5d[3/2]_1$  du xénon.

Le transfert à partir du niveau résonnant  $\text{Kr } 5s'[1/2]_1$  est très peu probable à cause du très grand défaut d'énergie ( $\Delta W/hc = 3\,921 \text{ cm}^{-1}$ ). De plus, ce niveau peut être dépeuplé par transfert vers le niveau  $\text{Xe } 7s[3/2]_1$  ( $\Delta W/hc = 407 \text{ cm}^{-1}$ ) et vers trois autres niveaux du xénon, pour lesquels les valeurs de  $\Delta W/hc$  sont comprises entre 658 et  $3\,417 \text{ cm}^{-1}$  .

Comme le niveau métastable  $\text{Kr } 5s'[1/2]_0$  est très dépeuplé par le transfert résonnant vers le niveau  $\text{Xe } 7s[3/2]_2$  ( $\Delta W/hc = 3 \text{ cm}^{-1}$ ) et que l'écart d'énergie avec le niveau  $\text{Xe } 5d[5/2]_2$  est très élevé ( $\Delta W/hc = 3\,266 \text{ cm}^{-1}$ ) , le transfert à partir de ce niveau du krypton est également fort peu probable.

Il reste donc le transfert à partir du niveau  $\text{Xe } 5d[3/2]_1$  :



Cependant, la probabilité de ce transfert est fortement diminuée par deux causes principales. D'abord, le défaut d'énergie élevé entraîne une assez faible section de transfert. Ensuite, le niveau  $\text{Xe } 5d[3/2]_1$  se dépeuple beaucoup au profit de plusieurs niveaux  $6p$  , en particulier

$6p[3/2]_1$ ,  $6p[1/2]_0$  et  $6p[5/2]_2$ , vers lesquels les probabilités de transition respectives ( $A \approx 1,89 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ;  $A \approx 1,10 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ;  $A \approx 0,34 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ) sont assez élevées, ce qui limite l'accroissement de sa population par emprisonnement de rayonnement (la probabilité de transition vers le fondamental est :  $A = 600 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ). Des effets de superradiance sont effectivement observés pour les transitions  $\lambda = 2,02 \text{ }\mu\text{m}$   $\{6p[3/2]_1 - 5d[3/2]_1\}$  et  $\lambda = 2,65 \text{ }\mu\text{m}$   $\{6p[1/2]_0 - 5d[3/2]_1\}$ .

Comme la durée de vie du niveau Xe  $5d[5/2]_2$  est grande ( $\tau \sim 1\ 000 \text{ ns}$ ) [33], les effets de thermalisation de la population anormale de ce niveau sont importants. Les expériences montrent que cette population anormale apparaît facilement en présence de krypton à basse pression ; cependant elle apparaît également en xénon pur à basse température ( $T = 100 \text{ K}$ ) et à courant assez élevé ( $i \approx 11 \text{ mA}$ ).

### III - MISE EN EVIDENCE EXPERIMENTALE DE LA POPULATION ANORMALE.

Notre dispositif expérimental permet d'obtenir les profils de raie en absorption positive ou négative (émission induite) ; le coefficient d'absorption (ordonnée de la courbe) est alors proportionnel à la différence de population entre le niveau inférieur et le niveau supérieur. En travaillant à suffisamment basse pression on peut, dans un premier temps, négliger l'influence de l'élargissement homogène. Notre but étant de mettre en évidence des populations anormales, on a intérêt à se placer à basse température pour se rapprocher le plus possible d'un profil Doppler rectangulaire et à basse pression pour minimiser les effets de thermalisation.

Les profils des figures 8a, 8b et 8c ont été enregistrés à basse température ( $T = 90 \text{ K}$ ) et à faible densité ( $10^{16}$  atomes/cm<sup>3</sup>). Ils correspondent respectivement à un courant de décharge  $i = 6 \text{ mA}$ ,  $i = 10 \text{ mA}$  et  $i = 11 \text{ mA}$ . Comme prévu, l'absorption est favorisée par l'augmentation du courant de décharge. L'aspect des profils 8a et 8b s'interprète comme la superposition de deux profils : d'une part, une gaussienne est associée à la différence des populations normales ; d'autre part, la différence de deux profils Doppler rectangulaires est associée aux populations anormales. La partie centrale de ces deux profils peut être assimilée à une gaussienne déplacée en hauteur. Nous avons évalué la hauteur au sommet et la largeur à mi-hauteur de cette gaussienne pour le profil 8a à partir des points qui sont proches de son sommet, mais pour lesquels la pente est forte. (La variation des ordonnées du profil est trop faible à son sommet ; c'est aussi pour cette raison que nous n'avons pas essayé de déterminer de cette façon les paramètres de la gaussienne pour le profil 8b). En soustrayant point par point cette gaussienne au profil enregistré, nous avons obtenu un profil semblable à celui de la figure 8c, qui peut être interprété par la différence de deux profils Doppler rectangulaires. La largeur à mi-hauteur de la gaussienne correspond à une température un peu supérieure à celle du bain froid, parce que les atomes considérés sont soumis à une décharge et que l'élargissement homogène, ici peu important, n'est pas pris en considération. Des séries de courbes analogues à celles de la figure 8 ont été obtenues en faisant varier l'intensité de la décharge à  $T = 90 \text{ K}$  et pour des pressions de xénon et de krypton peu élevées et fixées (cf. Chapitre IV). Des profils tels que les courbes 8a et 8b ont

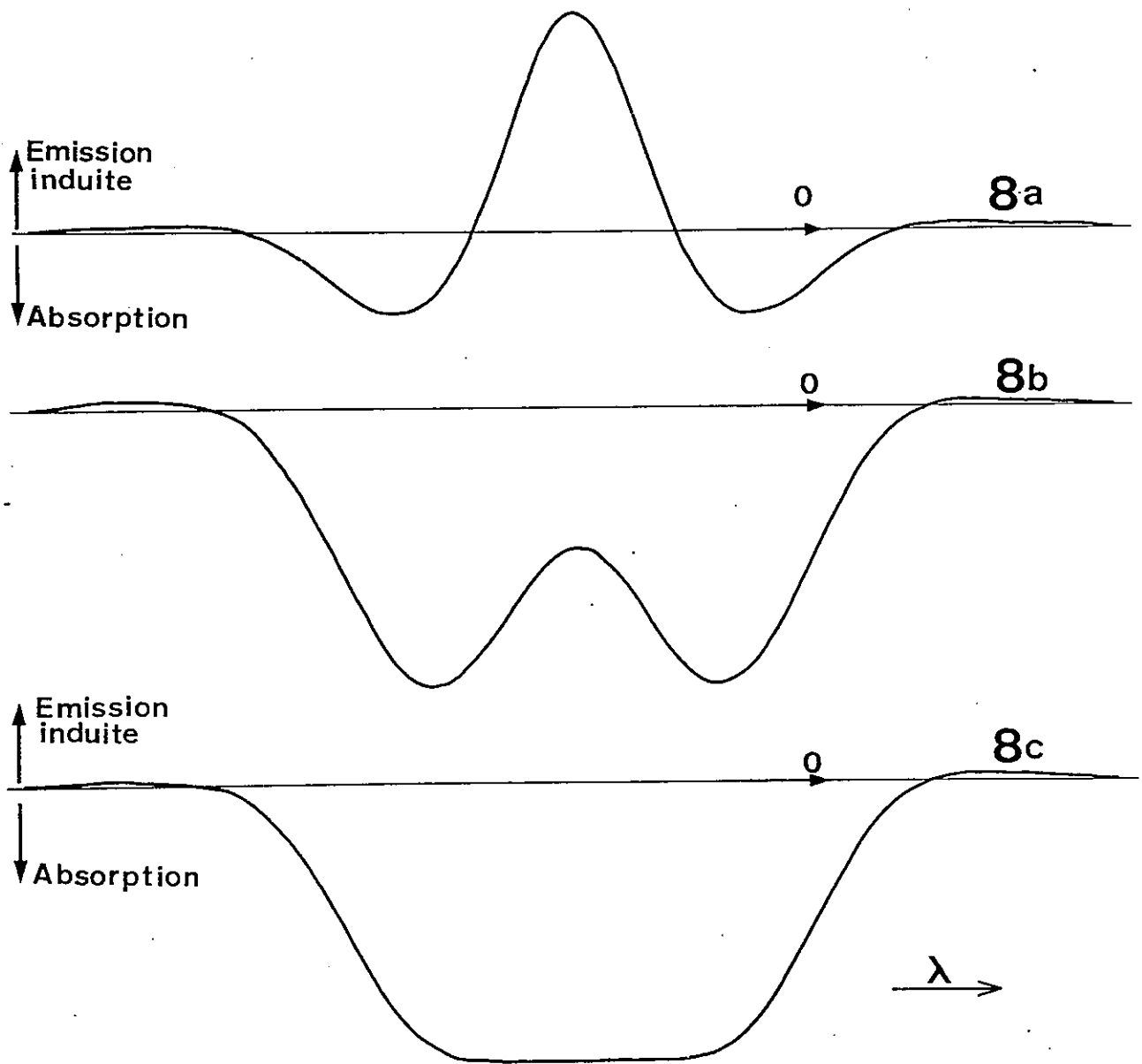


Figure 8

Profils experimentaux de la raie  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$  du xénon en présence de krypton obtenus à  $T = 90 \text{ K}$  et pour une pression de krypton voisine de  $0,1 \text{ torr}$ . Les figures 8a, 8b et 8c correspondent respectivement à  $i = 6\text{mA}$ ,  $i = 10\text{mA}$  et  $i = 11\text{mA}$ .

été, par la suite et de façon systématique, décomposés en une gaussienne et un profil semblable à la courbe 8c à l'aide d'un ordinateur par soustraction de la gaussienne au profil enregistré (cf. Chapitre III). Toutes ces analyses de profils montrent bien que chaque niveau de la transition  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$  est en partie peuplé par un mécanisme de transfert.

Avec une bonne approximation, un profil tel que celui de la figure 8c est proportionnel à la population anormale du niveau  $6p[3/2]_1$ , puisque la partie du profil en émission induite est très réduite devant celle qui est en absorption, dans les conditions expérimentales considérées. La largeur à mi-hauteur de ce profil Doppler rectangulaire en absorption ( $l_{\sigma\text{exp}} = 5,5 \text{ mK}$  pour  $T = 90 \text{ K}$  et pour des densités de krypton inférieures à  $5 \times 10^{16} \text{ atomes/cm}^3$ ) est sensiblement la même que celle du profil obtenu après soustraction d'une gaussienne à des profils du type 8a ou 8b ( $l_{\sigma\text{exp}} = 5,6 \text{ mK}$ ).

Au cours des diverses expériences, il n'a pas été possible d'obtenir seul le profil Doppler rectangulaire associé à la population anormale du niveau  $5d[5/2]_2$  (profil en émission). Nous avons donc déterminé sa largeur avec une incertitude considérable due à la faible amplitude du phénomène, lorsqu'il est superposé à d'autres profils : sa largeur est de l'ordre de 9 mK.

## CHAPITRE III

DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET DEPOUILLEMENT.

Le montage que nous allons décrire permet de faire des expériences de spectroscopie laser à haute résolution ; il a été réalisé et mis au point par R. VETTER afin de mesurer des déplacements isotopiques et des structures hyperfines et d'étudier des profils en émission induite ou en absorption [39] , [1] . Quelques améliorations lui ont été apportées par D. REYMANN au cours de sa thèse de troisième cycle [40] , en vue de l'étude de l'élargissement et du déplacement par pression de la raie  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$  du xénon. Nous avons repris l'essentiel du montage utilisé tout en y adaptant un système d'enregistrement des profils sous forme de données numériques qui sont entrées sur ordinateur par l'intermédiaire de bandes perforées.

I - MONTAGE ET AMELIORATIONS.A - Le laser.

La cavité est confocale, sa longueur est de 40 cm ; elle est très stable par construction : la monture est en invar et l'espace entre les miroirs et les fenêtres est protégé contre des variations rapides de pression. Les fenêtres du tube sont en fluorine : l'une d'elles est à l'angle de Brewster ; l'autre, légèrement prismatique, est inclinée à  $45^\circ$  par rapport à l'axe du tube et permet d'obtenir quatre faisceaux identiques par réflexion sur ses deux faces. Deux diaphragmes réglables en diamètre et position, placés entre les miroirs et les fenêtres, permettent d'ajuster les pertes de la cavité pour avoir une oscillation monomode. Le balayage en fréquence, très régulier sur les modes successifs de l'oscillation, est obtenu en faisant varier de façon continue la longueur de la cavité, par déplacement pneumatique de l'un des miroirs : la fréquence varie alors continuellement dans le profil de gain de la transition considérée.

Pour l'étude de la raie  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$ , le tube à décharge est rempli d'un mélange de xénon enrichi à 80 % en isotope 136 à une pression voisine de 0,1 torr et d'hélium à une pression d'une dizaine de torrs. Cette pression d'hélium permet notamment d'augmenter le gain de la transition et d'élargir le profil de la raie par collisions tout en le déplaçant peu (le rapport élargissement-déplacement est grand pour l'hélium) [40], [2]. Dans ces conditions, le balayage est linéaire en fréquence et il est possible d'explorer des domaines de l'ordre de



$10^{-2} \text{ cm}^{-1}$  (300 MHz), la largeur Doppler valant  $3,2 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  à 300K pour la transition considérée.

Au cours de nos travaux sur les transferts d'excitation krypton-xénon, seuls trois des quatre faisceaux prélevés à l'intérieur du laser ont été utilisés : deux comme faisceaux de référence, le troisième comme faisceau de mesure. Le quatrième faisceau avait servi antérieurement aux mesures de déplacement isotopique et de déplacement par pression des raies.

#### B - Les faisceaux de référence.

La figure 9 montre le trajet suivi par les deux faisceaux. Ils sont modulés mécaniquement à 750 Hz et passent dans un monochromateur à réseau, qui isole la raie  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$ . Ils sont tous les deux détectés par une cellule photovoltaïque à l'antimoniure d'indium, très sensible et refroidie à la température de l'azote liquide ; la sortie de la cellule est reliée à un amplificateur à détection synchrone.

Le premier faisceau est utilisé pour asservir électroniquement l'intensité émise par le laser à une valeur constante au cours du balayage en fréquence. Le signal de sortie de l'amplificateur à détection synchrone est comparé à une tension de référence ajustable ; la différence est amplifiée et est presque réduite à zéro en agissant sur l'intensité du courant de décharge du tube du laser. Pendant le balayage en fréquence, l'intensité du laser a donc le profil suivant : le signal croît jusqu'à une valeur donnée  $I_R$ , reste constant sur un certain intervalle de fréquence qui définit les limites du profil sur

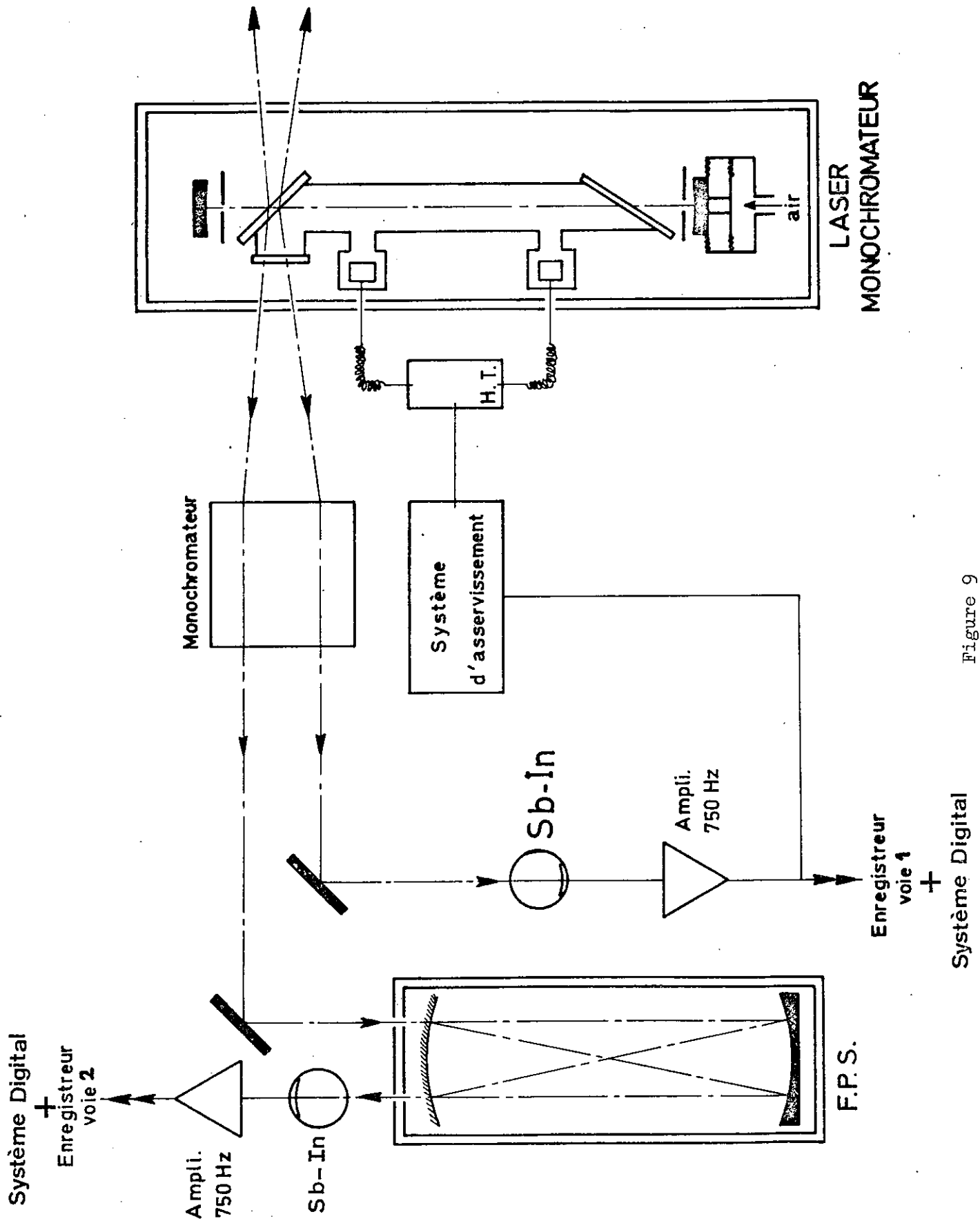


Figure 9

Faisceaux de référence.

lesquelles on peut travailler et ensuite commence à décroître. Le laser oscille ensuite sur le mode suivant. Les profils spectraux des autres faisceaux du laser sont identiques à celui du faisceau de référence, à quelques fluctuations d'intensité près ; celles-ci sont provoquées par l'inhomogénéité des faisceaux ou par la diaphragmation dissymétrique de la cavité laser : il est néanmoins aisé de les réduire à 1 ou 2 % de l'intensité totale.

Le deuxième faisceau de référence permet d'avoir un étalonnage en fréquence lors de la variation de longueur de la cavité du laser : pour cela, le faisceau traverse un étalon Fabry-Perot sphérique d'épaisseur  $L = 90$  cm. Il lui correspond un intervalle entre ordres  $\Delta\sigma = \frac{1}{4L} = 2,78 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ , ce qui permet en général d'enregistrer trois ou quatre franges de référence dans la partie asservie du domaine de balayage. Il a été vérifié par des mesures antérieures que ce balayage est bien linéaire en fréquence à la précision expérimentale près [1]. Un des miroirs du Fabry-Perot est complètement opaque, tandis que l'autre est recouvert d'un revêtement multidiélectrique de faible pouvoir réflecteur : dans ces conditions, la finesse effective est de l'ordre de 5, finesse suffisante pour nos mesures.

#### C - Le faisceau de mesure (figure 10).

A la sortie du laser, le faisceau de mesure passe dans un monochromateur à réseau qui isole la raie  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$ . Il traverse ensuite un tube à décharge, où il peut être amplifié ou absorbé selon les conditions de la décharge (la longueur du tube est 70 cm et son diamètre intérieur

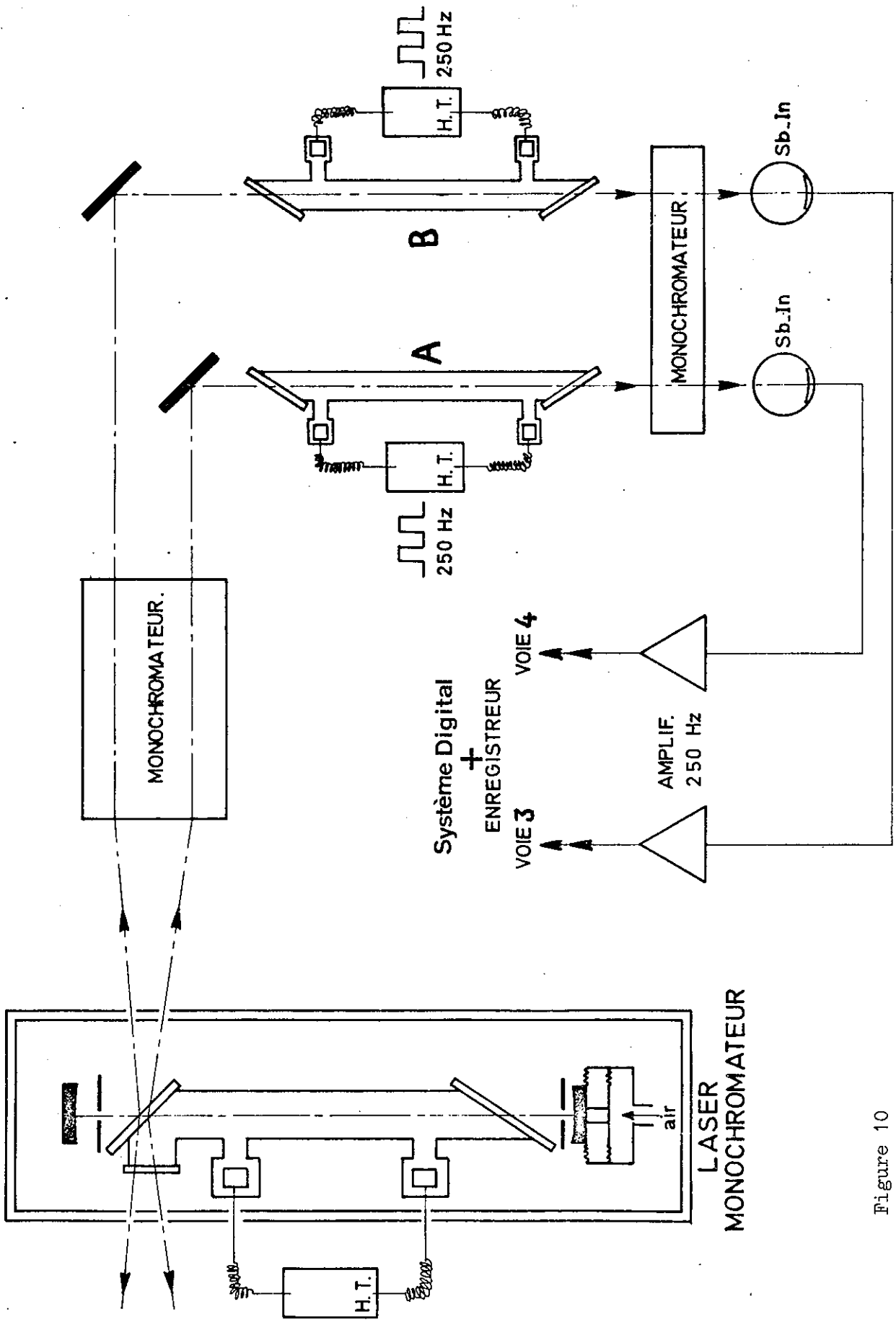


Figure 10

Faisceau de mesure.

est 10 mm ; la partie utile du tube est placée dans un vase Dewar, dont elle est solidaire par construction, ce qui permet de refroidir la décharge à une température voisine de celle de l'oxygène ou de l'azote liquide). La pression de xénon et de krypton dans le tube à décharge est mesurée à l'aide de capteurs de pression, dans la gamme 0-5 torrs. Afin d'éliminer la lumière naturelle sur l'ensemble du spectre et les effets possibles de la superradiance d'autres raies, le faisceau passe à nouveau dans un monochromateur. Le signal est recueilli par une cellule photovoltaïque à l'antimoniure d'indium, très sensible et refroidie à la température de l'azote liquide, et est transmis à un amplificateur à détection synchrone. Pour n'enregistrer que la partie amplifiée ou absorbée  $\Delta I(\nu)$  du signal et non le signal laser lui-même, il faut moduler sélectivement le signal utile : ainsi, le courant de décharge est modulé en créneaux à 250 Hz (on peut fixer l'intensité entre 2 et 20 mA). Le signal reçu par la cellule est alors composé d'une partie continue et d'une partie alternative, la seule à être amplifiée par l'amplificateur. Cette valeur de la fréquence de modulation permet à la partie instable qui suit immédiatement l'allumage d'être relativement petite devant la durée de la décharge, et d'avoir peu de bruit sur la cellule. Dans certaines conditions de décharge, les régimes transitoires prennent trop d'importance à cette fréquence ; nous avons pu les réduire en modulant à plus basse fréquence (40 Hz) mais le bruit en  $1/F$  devient gênant et nous avons renoncé à étudier ces cas extrêmes. Enfin, les allumages périodiques rendent impossible l'excitation de la décharge à très basse pression ou à faible courant.

D - Digitalisation.

Les trois amplificateurs à détection synchrone permettent d'obtenir des signaux de l'ordre du volt peu sensibles à de petits signaux parasites. Ces trois signaux sont transmis à trois des voies d'un enregistreur potentiométrique unique ; d'autre part, ils sont envoyés sur un système électronique capable de les transformer en états digitaux, qui sont ensuite transcrits sur une bande de papier par l'intermédiaire d'une perforatrice. Ce système électronique est constitué d'un multiplexeur analogique, d'un convertisseur analogique-digital, dont la précision optimale est de  $5 \times 10^{-4}$  (10 bits), et d'une logique de commande de perforation. Les signaux issus des trois amplificateurs à détection synchrone sont recueillis par trois mémoires d'entrée. Le multiplexeur analogique déclenche à intervalles réguliers la conversion successive du contenu de ces trois mémoires en états digitaux par le convertisseur analogique digital. A la fin de la conversion du contenu d'une mémoire, les états digitaux correspondants sont envoyés dans deux mémoires de sortie différentes, une pour les bits de poids fort ( $2^{10}$  à  $2^6$ ) et une autre pour les bits de poids faible ( $2^5$  à  $2^1$ ) ; ces deux mémoires sont alors lues successivement et leur contenu, après avoir subi un contrôle de parité, est imprimé sur une bande de papier par la perforatrice (pour plus de détails, voir l'appendice).

## II - ENREGISTREMENT D'UNE SERIE DE PROFILS.

Au début et à la fin de chaque enregistrement d'une série de profils  $\Delta I(\nu)$ , on effectue une mesure de l'intensité  $I_0$  du signal laser qui traverse le tube à décharge.

La mesure de l'intensité  $I_0$  est nécessaire à la détermination du profil réel du coefficient d'absorption  $\alpha(\nu)$  car ce dernier est lié au signal enregistré  $\Delta I(\nu)$  par la relation :

$$\alpha(\nu) = \frac{1}{L} \text{Log} \left( 1 + \frac{\Delta I(\nu)}{I_0} \right) ,$$

L étant la longueur du tube à décharge.

Pour évaluer  $I_0$ , le faisceau de mesure est modulé mécaniquement à 250 Hz et le tube à décharge est éteint. Les valeurs de  $I_0$  sont perforées sur la bande de papier et dépouillées de visu, pour alléger les programmes.

Pour tous les ordres, trois courbes sont enregistrées simultanément : la première permet de déterminer la plage de l'émission laser asservie à l'intensité constante  $I_R$  et par conséquent la partie du profil utilisable pour les mesures ; la deuxième correspond aux franges du Fabry-Perot qui donnent l'étalonnage en fréquence ; la troisième courbe représente le profil  $\Delta I(\nu)$ .

La figure 11 représente l'image d'un ordre enregistré sur la bande perforée. Pour séparer les ordres successifs, un signe particulier (9 9 9 9) est perforé sur la bande de papier pour les trois courbes.

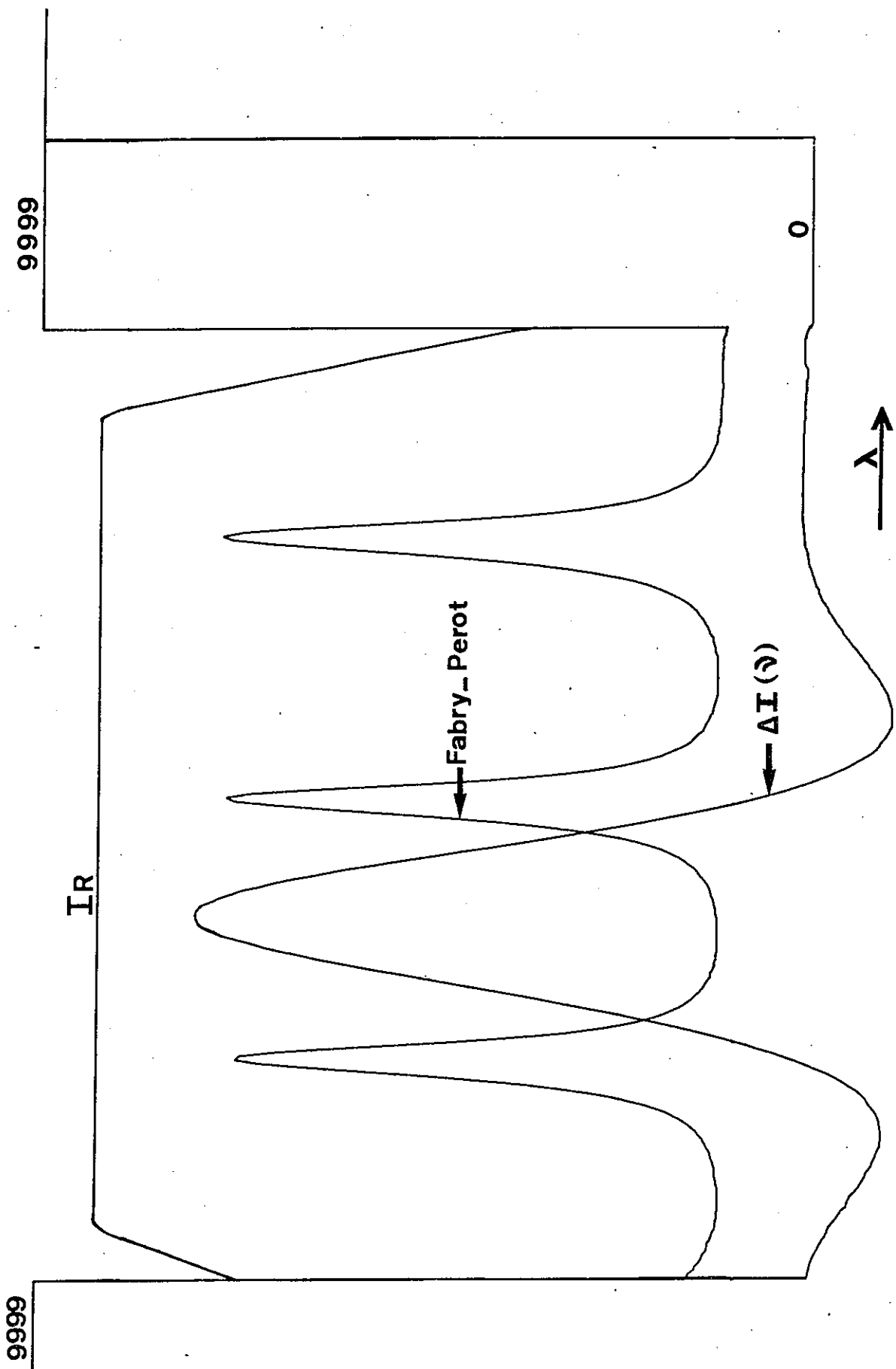


Figure 11



Avant l'enregistrement du profil proprement dit, on effectue une mesure du zéro de lumière du profil, qui correspond à la lumière modulée émise par le tube à décharge seul.

### III - DEPOUILLEMENT.

Les informations relatives aux mesures des intensités  $\Delta I(\nu)$  sont stockées en code binaire sur la bande perforée. Ces données sont décodées et implantées dans un ordinateur UNIVAC 1110 à l'aide d'un programme de conversion écrit par P. LUC. Les détails des opérations de codage, décodage et implantation sont données dans l'appendice.

Le dépouillement des enregistrements s'effectue au moyen d'une chaîne de quatre programmes, écrits et mis au point par J. FATTAZ. Le premier programme, E N G R, permet de faire un tracé Benson de l'enregistrement, que l'on compare aux courbes obtenues sur l'enregistreur potentiométrique, afin de vérifier qu'il n'y a pas d'erreur de perforation.

Le deuxième programme, C D G C A N, traite séparément les ordonnées des trois courbes de chaque ordre : seuls les points des deux dernières courbes, pour lesquels l'intensité du laser est constante et égale à  $I_R$ , sont conservés. Après avoir déterminé les axes de symétrie des franges du Fabry-Perot, il mesure l'interfrange entre deux axes successifs. Tous les points de la partie utile du profil  $\Delta I(\nu)$  sont alors corrigés de la moyenne du zéro de lumière.

S Y M, le troisième programme, permet de symétriser le profil corrigé du zéro par recherche de son centre de gravité ; la moitié du profil correspondant aux basses fréquences est alors reportée de l'autre côté de l'axe de symétrie ainsi déterminé. Comme l'axe de symétrie définit une nouvelle origine des abscisses, les ordonnées des points du profil symétrisé sont déduites des anciennes par interpolation linéaire.

Le dernier programme, P R O F A C, corrige les points du profil symétrisé  $\Delta I(\nu)$  par la relation :  $\alpha(\nu).L = \text{Log} \left( 1 + \frac{\Delta I(\nu)}{I_0} \right)$ , pour avoir le profil réel de la raie. Le profil ainsi corrigé est comparé à la superposition d'une gaussienne en émission induite et d'un profil analogue à la courbe 8-c, appelé ici fonction plateau (la partie lorentzienne du profil, peu importante et inconnue, n'est pas prise en considération dans les calculs). La décomposition du profil corrigé se fait par itérations successives, en laissant libres quatre paramètres, pour lesquels on donne une valeur de départ : hauteur K et largeur à mi-hauteur  $\sigma$  de la gaussienne, hauteur h et largeur au sommet  $\ell$  de la fonction plateau. A la  $i^{\text{ème}}$  itération, une fonction plateau  $(h_i, \ell_i)$  ( $N_i$  des points d'ordonnées  $y_j$  sont compris dans l'intervalle  $\ell_i$ ) est obtenue par soustraction point par point d'une gaussienne  $(K_i, \sigma_i)$  au profil. La variance de ces  $N_i$  points est alors calculée ; elle est définie par :

$$\text{var}_i = \frac{\sum_{j=1}^{N_i} (y_j - M_i)^2}{N_i} \quad \text{avec :} \quad M_i = \frac{\sum_{j=1}^{N_i} y_j}{N_i}$$

La minimisation de la variance calculée pour le  $i^{\text{ème}}$  itération détermine

quatre nouveaux paramètres, pour lesquels la fonction plateau obtenue est plus plate que la précédente sur la largeur  $l_{i+1}$ . Le calcul s'arrête ( $i^{\text{ème}}$  itération), lorsque l'écart relatif entre l'ordonnée maximale et l'ordonnée minimale des points compris dans l'intervalle  $l_f$  est inférieur à un  $\varepsilon$  donné. Pour trouver la meilleure décomposition possible d'un profil corrigé, nous faisons passer plusieurs fois P R O F A C sur l'ordinateur en fixant la largeur à mi-hauteur de la gaussienne à des valeurs peu différentes.

De ces calculs, on déduit facilement la largeur à mi-hauteur de la fonction plateau, qui seule a un sens physique (cf. Chapitre I - paragraphe II).

## CHAPITRE IV

MESURES ET RESULTATS.

Les mesures que nous avons effectuées et qui sont présentées dans ce chapitre sont destinées d'une part à identifier les transferts responsables des populations anormales des niveaux de la transition  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$  du xénon en présence de krypton et, d'autre part, à mieux comprendre l'influence des différents paramètres de la décharge. Nous nous sommes intéressés principalement au niveau inférieur, pour lequel il est facile de mettre en évidence la population anormale seule, population anormale non négligeable devant la différence des populations normales. La variation des paramètres de la décharge conduit à l'enregistrement de profils de formes très différentes, qui peuvent toujours être décomposés en une gaussienne et un profil Doppler rectangulaire en absorption (fonction plateau) plus ou moins thermalisé. Ces profils ont été systématiquement enregistrés à basse température pour réduire la largeur de la gaussienne devant celle de la fonction plateau. La recherche de la fonction plateau peut dans certaines conditions introduire une erreur appréciable sur sa hauteur (par exemple, lorsqu'elle est petite devant celle de la gaussienne) et sur sa largeur à mi-hauteur.

(lorsque la fonction plateau est arrondie). D'autre part, l'allumage et l'extinction de la décharge ne sont pas immédiats : les régimes transitoires prennent ainsi quelquefois trop d'importance à la fréquence de modulation utilisée (250 Hz). De plus, un réglage imparfait des faisceaux peut provoquer une légère dissymétrie des profils enregistrés. Enfin, il est très difficile de se remettre dans les mêmes conditions de pression d'une série d'enregistrements à l'autre en particulier en ce qui concerne la pression de xénon : la composition du mélange est alors peu précise.

Ceci explique que les valeurs des hauteurs de la gaussienne et de la fonction plateau obtenues après décomposition du profil enregistré diffèrent un peu pour deux enregistrements réalisés avec les mêmes paramètres de la décharge mais appartenant à deux séries différentes. C'est pourquoi, nous ne comparerons que des enregistrements appartenant à une même série et non des enregistrements appartenant à plusieurs séries différentes. Néanmoins, les mesures présentées permettent de suivre l'influence de la pression et du courant de décharge sur l'intensité du transfert.

I - ETUDE DU TRANSFERT VERS LE NIVEAU INFÉRIEUR.

A - Cas où le profil Doppler rectangulaire est seul.

Lorsque la différence des populations normales est nulle, il est possible d'observer la population anormale du niveau inférieur seulement un peu perturbée par celle du niveau supérieur. Un profil tel que la courbe 8-c représente approximativement le profil Doppler rectangulaire associé à cette population anormale si on néglige la partie en émission induite ; il est possible d'atténuer celle-ci en augmentant un peu la pression de krypton pour thermaliser la population anormale du niveau supérieur. On s'est placé dans des conditions expérimentales telles que les fonctions plateaux obtenues soient aussi plates que possible (même lorsque le profil Doppler rectangulaire devrait être arrondi soit par thermalisation partielle, soit en raison d'une température élevée, ce qui introduit nécessairement une erreur appréciable dans la détermination de sa hauteur et de sa largeur à mi-hauteur).

La décharge dépend de quatre paramètres : température, pressions de krypton et de xénon, courant de décharge pour un diamètre du tube donné. Nous avons enregistré des séries de fonctions plateaux pour une pression de xénon et pour une température fixées. A température ordinaire ( $T = 300 \text{ K}$ ), l'amplification est faible et le profil Doppler rectangulaire est très arrondi, parce que la condition  $\Delta W \gg kT$  n'est pas bien réalisée (cf. Chapitre II - paragraphe III). A basse température, cette condition est réalisée ; à la température de l'azote liquide ( $T = 77 \text{ K}$ ), la pression de vapeur saturante du xénon (0,003 torr)

est trop faible pour obtenir une fonction plateau seule ; la température de l'oxygène liquide ( $T = 90 \text{ K}$ ), mieux adaptée, permet de faire varier la pression de xénon dans un domaine suffisant pour avoir une fonction plateau seule. De plus, l'expérience a montré que le rapport de la densité de krypton à celle de xénon doit être compris entre 10 et 200 pour qu'il soit possible d'observer seules les fonctions plateaux. Des enregistrements, pour lesquels on a fait varier la pression de krypton (la pression de xénon et la température étant fixées), montrent que la largeur à mi-hauteur de la fonction plateau croît avec la pression de krypton. On ne peut pas tirer de conclusions précises concernant la hauteur de la fonction plateau, puisque deux paramètres varient à la fois (pression de krypton et courant de décharge). Plusieurs mesures de largeurs à mi-hauteur ont conduit à  $T = 90 \text{ K}$  à  $l_{\sigma \text{exp}} = 5,5 \text{ mK}$  pour une densité de krypton inférieure à  $5 \times 10^{16} \text{ atomes/cm}^3$ , et à  $T = 300 \text{ K}$  à  $l_{\sigma \text{exp}} = 5,7 \text{ mK}$  et  $l_{\sigma \text{exp}} = 6,2 \text{ mK}$  pour des densités de krypton voisines de  $6 \times 10^{15}$  et  $3 \times 10^{16} \text{ atomes/cm}^3$  respectivement.

La mesure de la surface du profil Doppler rectangulaire permet d'atteindre directement la valeur de la population due au transfert, et pourrait être utilisée pour la détermination de la section efficace. Cette surface est approximativement égale au produit de la hauteur par la largeur à mi-hauteur.

B - Cas où le profil Doppler rectangulaire est superposé à une gaussienne.

En faisant varier un paramètre de la décharge à la fois (courant ou pression de krypton), on enregistre une série de profils, qui ont des allures très variées ; on analyse chacun d'eux par la méthode du Chapitre III - paragraphe III : on soustrait un profil gaussien de hauteur  $K$  (coefficient d'amplification au sommet), ce qui conduit à une fonction plateau de hauteur  $h$ . La figure 12 montre le résultat d'une telle décomposition. Nous avons étudié les variations de  $K$  et de  $h$  en fonction du paramètre variable. Pour chaque ordre, nous avons calculé la largeur à mi-hauteur  $l_{\sigma \text{exp}}$  de la fonction plateau ; la température calculée à partir de la largeur à mi-hauteur  $\sigma$  de la gaussienne correspond ou est un peu supérieure à la température de la décharge. Nos enregistrements ont été essentiellement réalisés à basse température ( $T = 77 \text{ K}$  ou  $T = 90 \text{ K}$ ), pour que la fonction plateau obtenue après décomposition du profil enregistré soit aussi proche que possible d'un profil Doppler rectangulaire. Nous avons enregistré des séries de profils à la pression de vapeur saturante du xénon (0,064 torr) à  $T = 90 \text{ K}$  en fixant soit la pression de krypton, soit le courant. Pour une pression de xénon différente (0,024 torr) à  $T = 90 \text{ K}$ , nous avons observé des phénomènes identiques, mais les résultats sont moins cohérents entre eux.

1) Variation du courant de décharge.

La figure 13 représente les courbes de variation de  $K$  et de  $h$  en fonction du courant à  $T = 77 \text{ K}$  pour  $p_{\text{Xe}} = 0,003 \text{ torr}$  et  $p_{\text{Kr}} = 0,40 \text{ torr}$ . Les hauteurs  $K$  et  $h$  ne varient que lentement avec le courant à cause de la très faible pression de vapeur saturante du



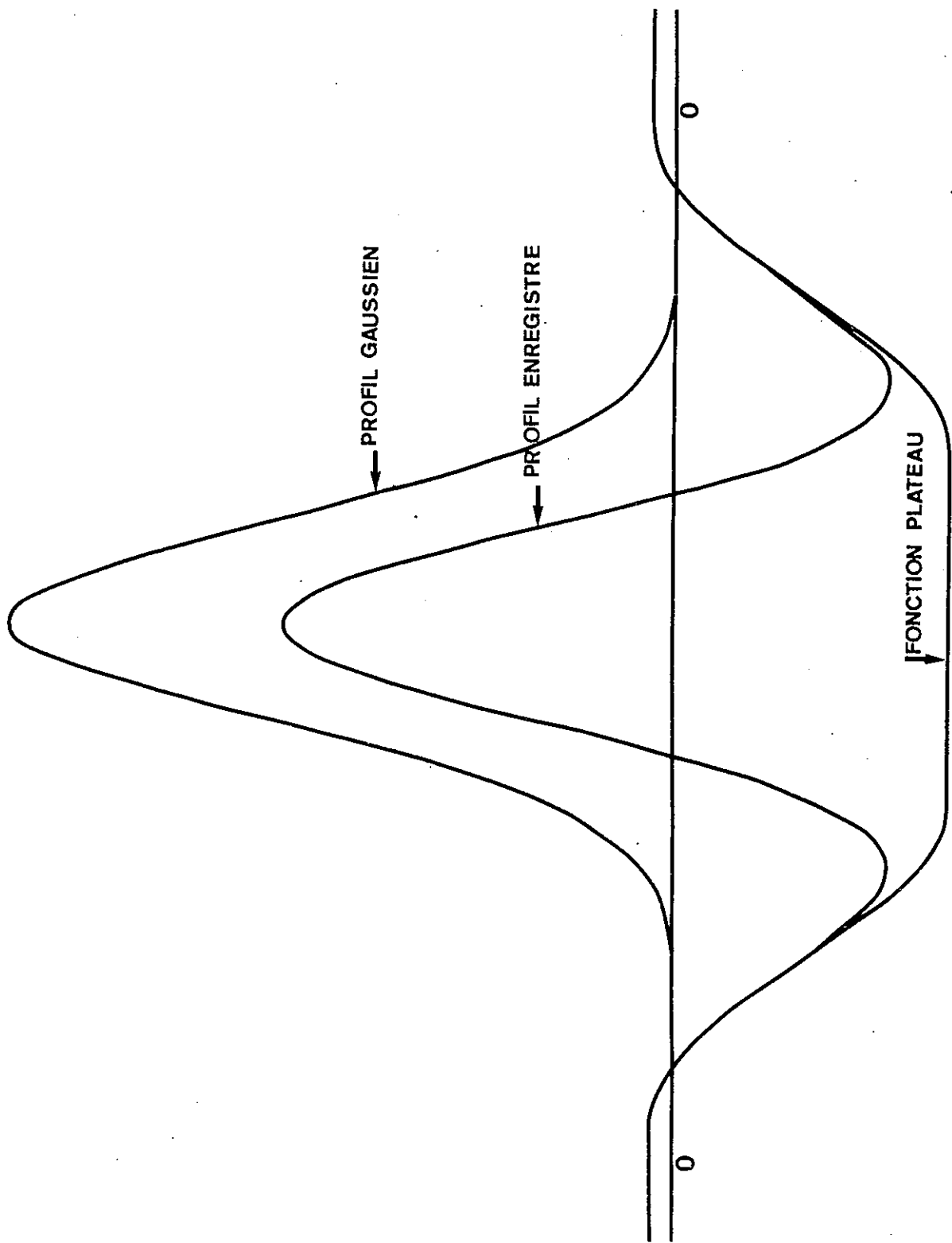


Figure 12

Décomposition d'un profil enregistré en un profil gaussien et une fonction plateau.

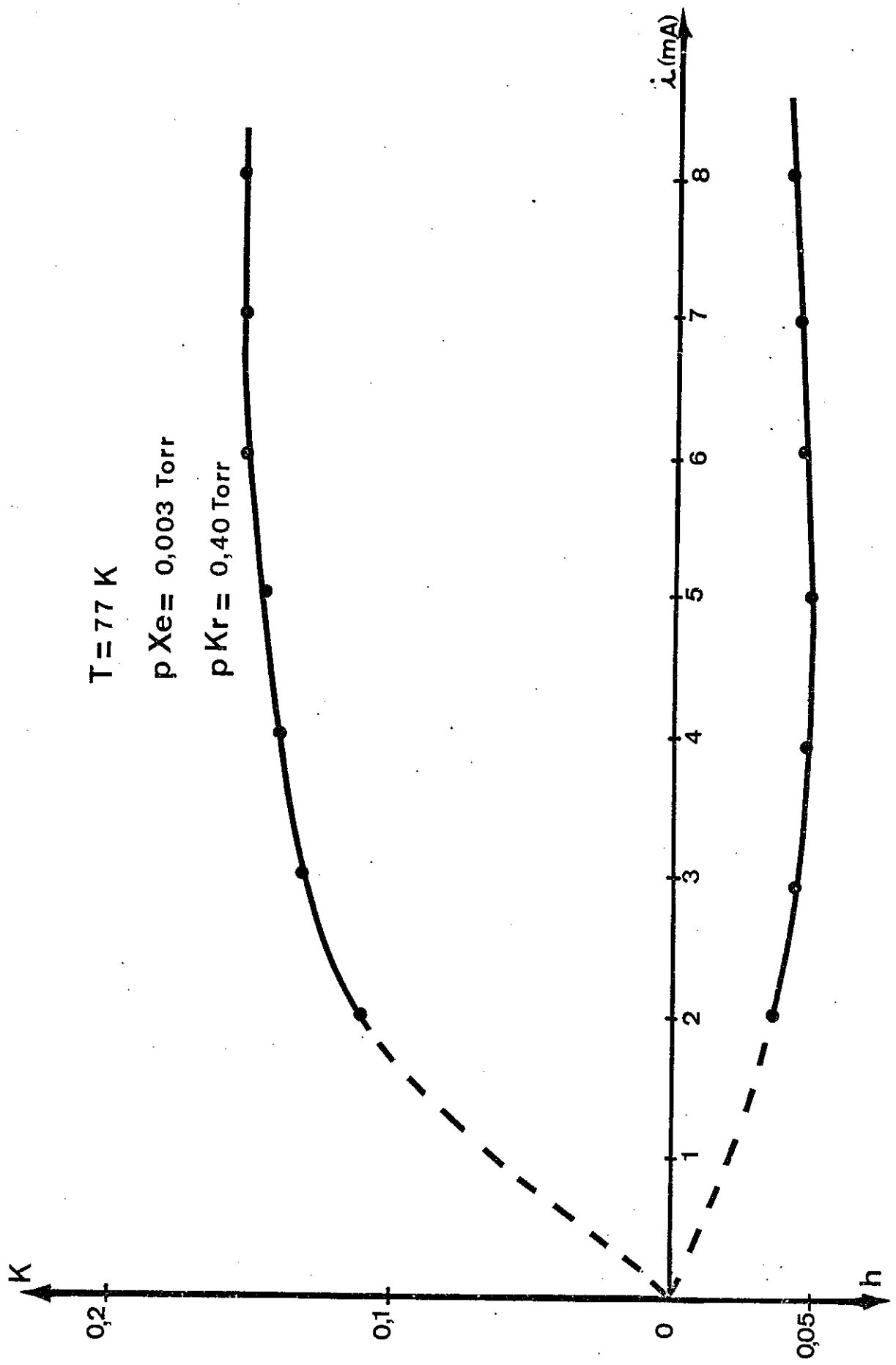


Figure 13

xénon : elles montrent un phénomène de saturation. L'allure de la courbe  $K = f(i)$  indique que cette courbe ne s'annule, éventuellement, que pour  $i = 0$  et pour une très forte intensité du courant de décharge, que nous ne pouvons atteindre avec notre expérience.  $h$  croît avec le courant jusqu'à 3 mA, puis reste constant au-delà. Les courbes  $K = f(i)$  et  $h = f(i)$  doivent passer par l'origine et ont vraisemblablement l'allure indiquée sur la figure 13. D'autre part, la largeur à mi-hauteur de la fonction plateau est sensiblement constante et vaut  $\ell_{\sigma \text{exp}} = 5,5 \text{ mK}$ .

Les courbes de variation de  $K$  et de  $h$  en fonction du courant obtenues pour  $p_{\text{Xe}} = 0,064 \text{ torr}$  à  $T = 90 \text{ K}$  et pour deux pressions de krypton ( $p_{\text{Kr}} = 0,36 \text{ torr}$  ;  $p_{\text{Kr}} = 0,50 \text{ torr}$ ) sont représentées sur la figure 14. Les deux courbes  $K = f(i)$  ont une allure parabolique, ce qui confirme l'augmentation de la population du niveau inférieur de la transition  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$  du xénon en présence de krypton par les mécanismes de peuplement en  $i^2$  (Chapitre II - paragraphe I-B). Le coefficient d'amplification  $K$  s'annule pour un courant voisin de 8 mA, alors qu'il s'annule pour  $i \approx 15 \text{ mA}$  dans le cas de la figure 5 concernant le xénon pur ( $p_{\text{Xe}} = 0,064 \text{ torr}$  à  $T = 90 \text{ K}$ ). Nous retrouvons ainsi un résultat déjà établi pour  $T = 300 \text{ K}$  : on passe de l'amplification à l'absorption pour un courant d'autant plus faible que la pression est plus élevée. Les courbes  $h = f(i)$  montrent que la variation de la hauteur de la fonction plateau est sensiblement linéaire avec le courant. La population anormale du niveau  $\text{Xe } 6p[3/2]_1$  et par suite la population du niveau du krypton responsable du transfert varient linéairement en fonction du courant.

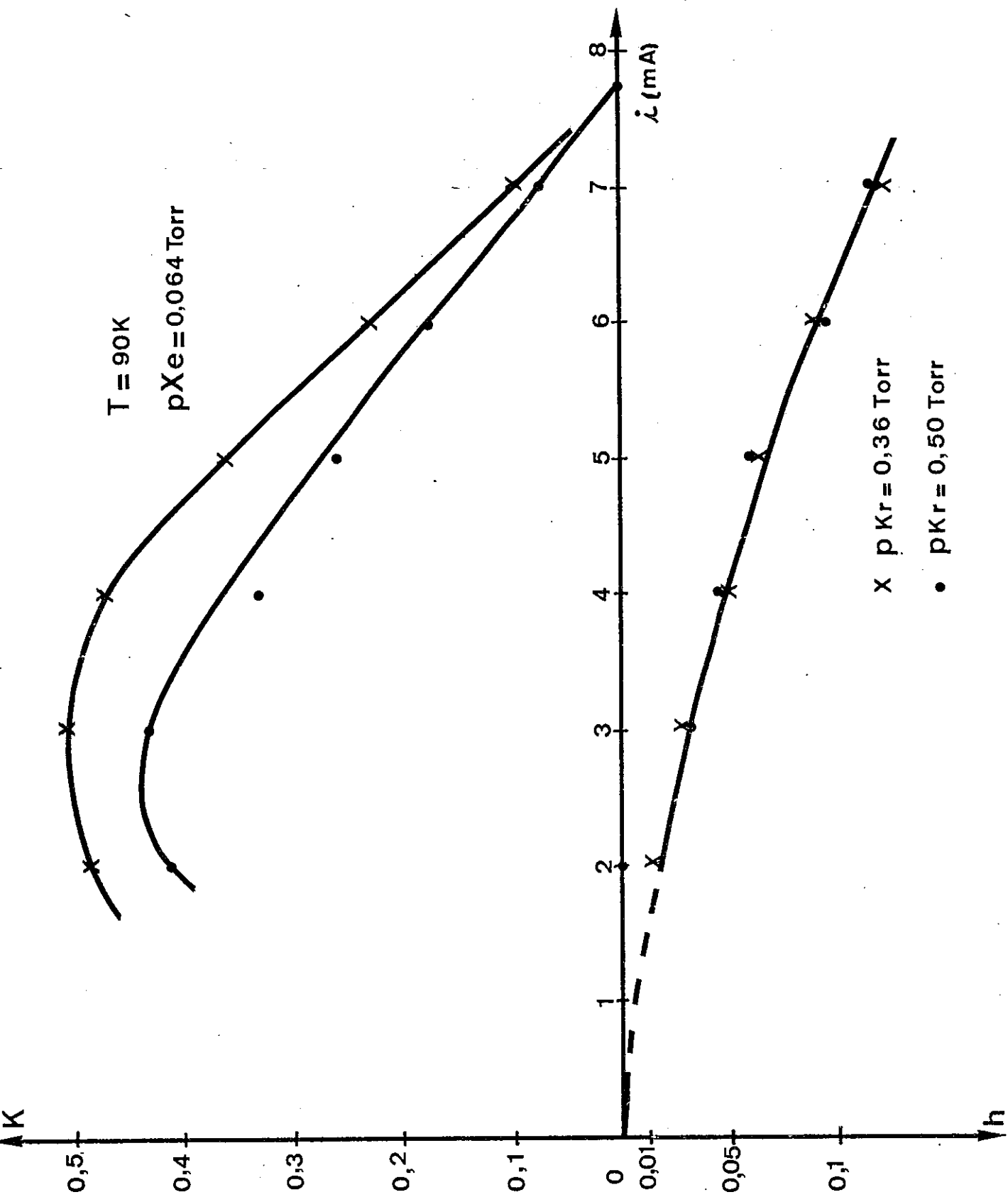


Figure 14

La courbe  $h = f(i)$  de la figure 13 et les deux courbes  $h = f(i)$  de la figure 14 représentent deux phases complémentaires de l'évolution de la population anormale avec le courant à pression et à température données :  $h$  est nul pour un courant nul,  $h$  croît ensuite linéairement avec le courant pour atteindre un palier de saturation à partir d'une certaine valeur du courant, qui dépend de la pression. Cependant les courbes  $h = f(i)$  de la figure 14 ne passent pas par l'origine. Ceci peut être dû à l'imprécision de la détermination de  $h$ , lorsque la fonction plateau est petite devant la gaussienne : si l'incertitude relative sur  $K$  est de 10 % et que  $K$  est voisin de 0,4 (valeur expérimentale pour  $i = 3$  mA,  $p_{Kr} = 0,50$  torr), l'incertitude absolue sur  $K$  est de 0,04. Comme la fonction plateau s'obtient par soustraction point par point de la gaussienne du profil enregistré, l'incertitude absolue sur  $h$  est aussi égale à 0,04 ; elle est de l'ordre de grandeur de la valeur de  $h$  correspondante (0,03). Pour ces deux séries d'enregistrements, la largeur à mi-hauteur  $l_{\sigma_{exp}}$  de la fonction plateau est à peu près constante et est égale à 5,5 mK. Une évaluation de l'incertitude absolue sur  $l_{\sigma_{exp}}$  a conduit à  $\pm 0,1$  mK, lorsque la fonction plateau a suffisamment d'importance par rapport à la gaussienne.

A titre d'exemple, nous avons reporté sur le tableau 1 les valeurs de  $l_{\sigma_{exp}}$  en fonction du courant, obtenues pour la série effectuée à  $p_{Xe} = 0,064$  torr ( $6 \times 10^{15}$  atomes/cm<sup>3</sup>) et à  $p_{Kr} = 0,50$  torr ( $5 \times 10^{16}$  atomes/cm<sup>3</sup>) à  $T = 90$  K ; y figurent, en outre, les hauteurs  $K$  et  $h$ , la largeur à mi-hauteur  $\sigma$  de la gaussienne et la température  $T$  correspondante.

TABLEAU 1

$$p_{\text{Xe}} = 0,064 \text{ torr } (6 \times 10^{15} \text{ atomes/cm}^3)$$

$$p_{\text{Kr}} = 0,50 \text{ torr } (5 \times 10^{16} \text{ atomes/cm}^3)$$

$$T = 90 \text{ K}$$

i (mA)	K	h	$\sigma$ (mK)	T (K)	$l_{\sigma \text{exp}}$ (mK)
2	0,416	0	1,83	102	-
3	0,428	0,033	1,86	105	5,4
4	0,332	0,046	1,92	111	5,5
5	0,261	0,060	1,84	102	5,6
6	0,174	0,096	1,92	111	5,5
7,75	0	0,150	-	-	5,4

## 2) Variation de la pression de krypton.

La figure 15 représente deux courbes de variation de  $K$  et de  $h$  en fonction de la pression de krypton obtenues par  $p_{Xe} = 0,064$  torr à  $T = 90$  K et pour  $i = 4$  mA et  $i = 6$  mA respectivement. Pour  $i = 4$  mA, le coefficient d'amplification  $K$  part d'une valeur élevée correspondant au xénon pur et décroît rapidement, puis lentement, lorsque la pression de krypton augmente. Cependant pour  $i = 6$  mA,  $K$  commence par décroître rapidement, puis augmente à partir de 0,5 torr de krypton. Cette augmentation de  $K$  avec la pression de krypton s'explique en partie par la thermalisation et en partie par le fait que notre procédé de dépouillement accentue cet effet : il retire de l'importance à la fonction plateau et en donne à la gaussienne aux fortes pressions. Effectivement, le tableau 2 montre que la gaussienne obtenue est nettement plus large à forte pression, lorsque la fonction plateau perd de l'importance : la température calculée est alors plus élevée de 10 %.

Les deux courbes  $h = f(p_{Kr})$  de la figure 15 ont la même allure et présentent un maximum très aplati pour une pression de krypton voisine de 0,4 torr. La décroissance de ces courbes, lorsque la pression de krypton diminue, montre que la population anormale est due à des transferts à partir de niveaux du krypton. D'autre part, la diminution de  $h$ , quand la pression de krypton augmente au-delà de 0,5 torr, met en évidence les effets de thermalisation. Pour  $p_{Kr} = 1$  torr à  $T = 90$  K ( $10^{17}$  atomes/cm<sup>3</sup>), la population anormale est suffisamment thermalisée pour que le profil Doppler rectangulaire n'apparaisse pas nettement ; sa largeur à mi-hauteur est anormalement grande et est très mal définie.

$T = 90\text{K}$

$p_{\text{Xe}} = 0,064\text{ Torr}$

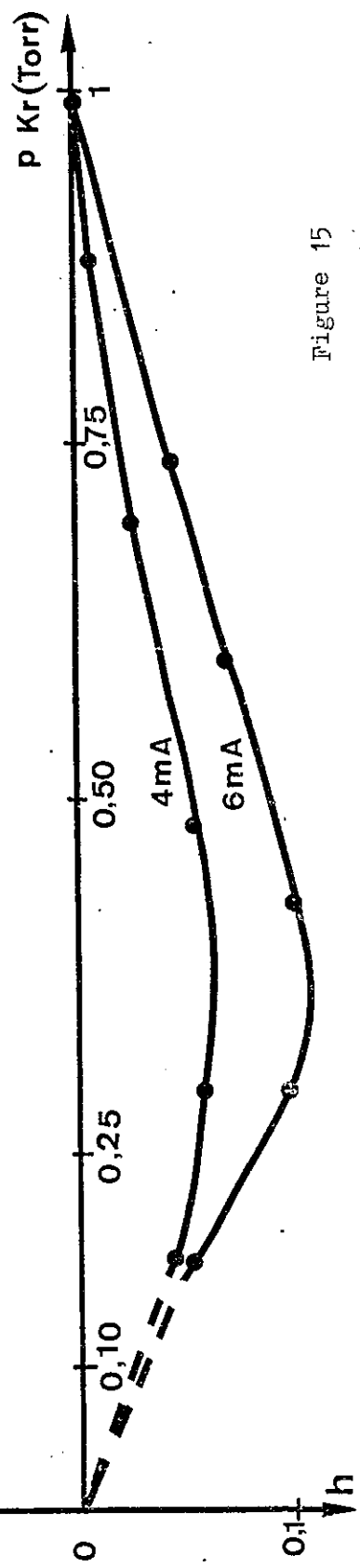
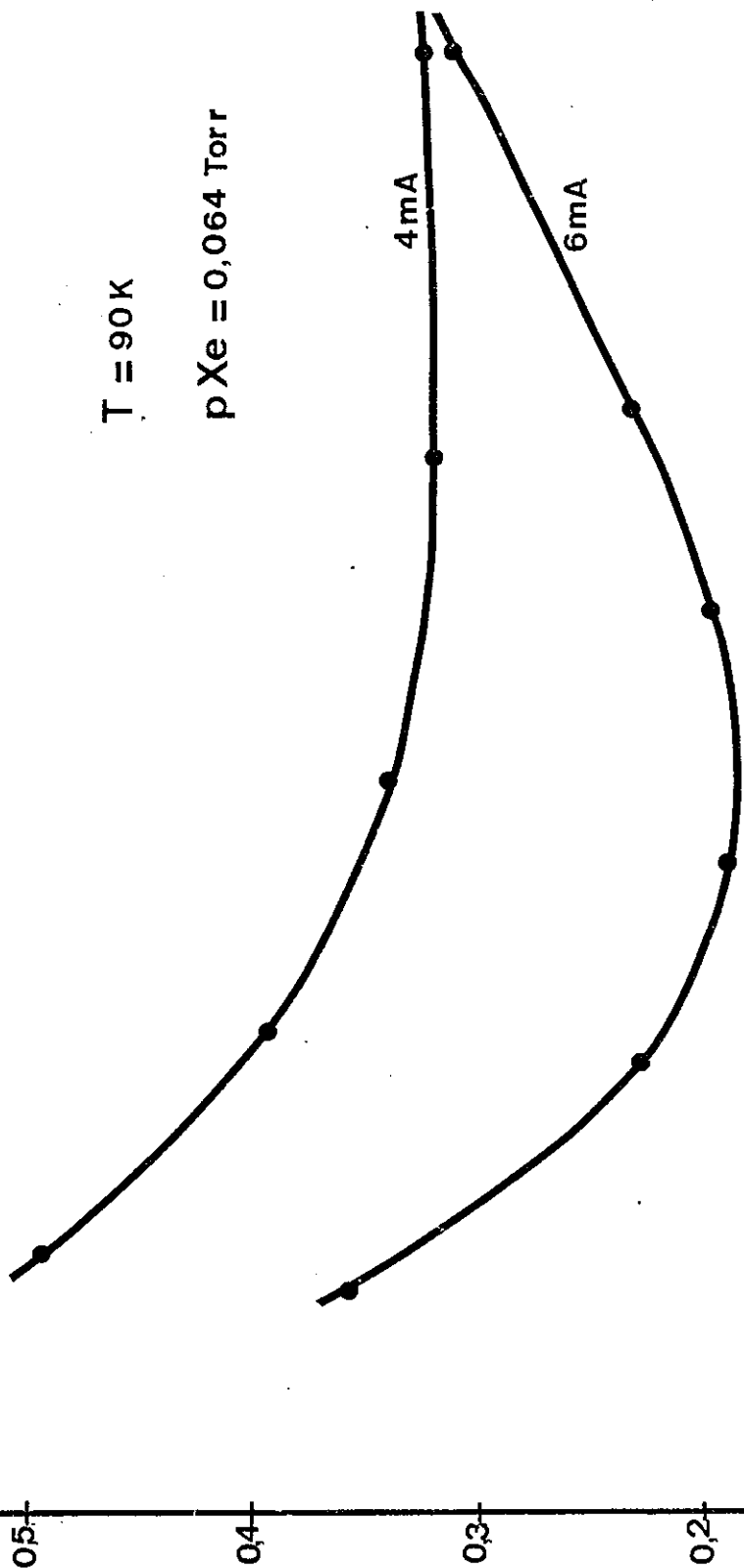


Figure 15



TABLEAU 2

$$P_{Xe} = 0,064 \text{ torr } (6 \times 10^{15} \text{ atomes/cm}^3)$$

$$T = 90 \text{ K } \quad i = 6 \text{ mA .}$$

$P_{Kr}$ (torr) T = 90 K	densité (atomes/cm <sup>3</sup> )	K	h	$\sigma$ (mK)	T (K)
0,15	$1,5 \times 10^{16}$	0,365	0,066	1,89	108
0,29	$3 \times 10^{16}$	0,233	0,098	1,91	110
0,43	$4,5 \times 10^{16}$	0,186	0,105	1,87	106
0,60	$6,5 \times 10^{16}$	0,194	0,079	1,86	105
0,75	$8 \times 10^{16}$	0,219	0,056	1,89	109
0,98	$10^{17}$	0,315	0,009	1,99	120

La largeur à mi-hauteur  $\ell_{\sigma \text{exp}}$  de la fonction plateau est à peu près constante et reste comprise entre 5,5 et 5,7 mK, lorsque  $p_{\text{Kr}} < 0,5$  torr à  $T = 90$  K pour  $i = 4$  mA et lorsque  $p_{\text{Kr}} < 0,7$  torr à  $T = 90$  K pour  $i = 6$  mA .

### 3) Variation de la pression de xénon.

Nous avons obtenu des courbes tout à fait comparables aux précédentes en faisant varier le courant ou la pression de krypton pour une pression différente de xénon : 0,024 torr à  $T = 90$  K . Comme il est difficile de mesurer précisément la pression de xénon et que celle-ci peut varier au cours de l'enregistrement, les résultats obtenus pour  $p_{\text{Xe}} = 0,024$  torr sont beaucoup moins cohérents entre eux que ceux des séries effectuées à  $p_{\text{Xe}} = 0,064$  torr.

Les deux courbes de variation de  $K$  en fonction de la pression de krypton obtenues pour  $p_{\text{Xe}} = 0,024$  torr à  $T = 90$  K et pour  $i = 4$  mA et  $i = 6$  mA respectivement, qui sont représentées sur la figure 16, sont, sauf aux basses pressions, comparables aux courbes  $K = f(p_{\text{Kr}})$  de la figure 15. En revanche, elles présentent un maximum à basse pression analogue à celui qui a été observé par VETTER et REYMANN [2] sur la courbe  $K = f(p_{\text{Xe}})$  en xénon pur. De plus, la courbe faite à  $i = 4$  mA décroît lentement, lorsque la pression de krypton augmente au-delà de 0,5 torr. Il n'est pas possible de prolonger les deux courbes de la figure 16 jusqu'à pression de krypton nulle, car la décharge devient instable et s'éteint vers  $p_{\text{Kr}} = 0,1$  torr ; une extrapolation serait hasardeuse.

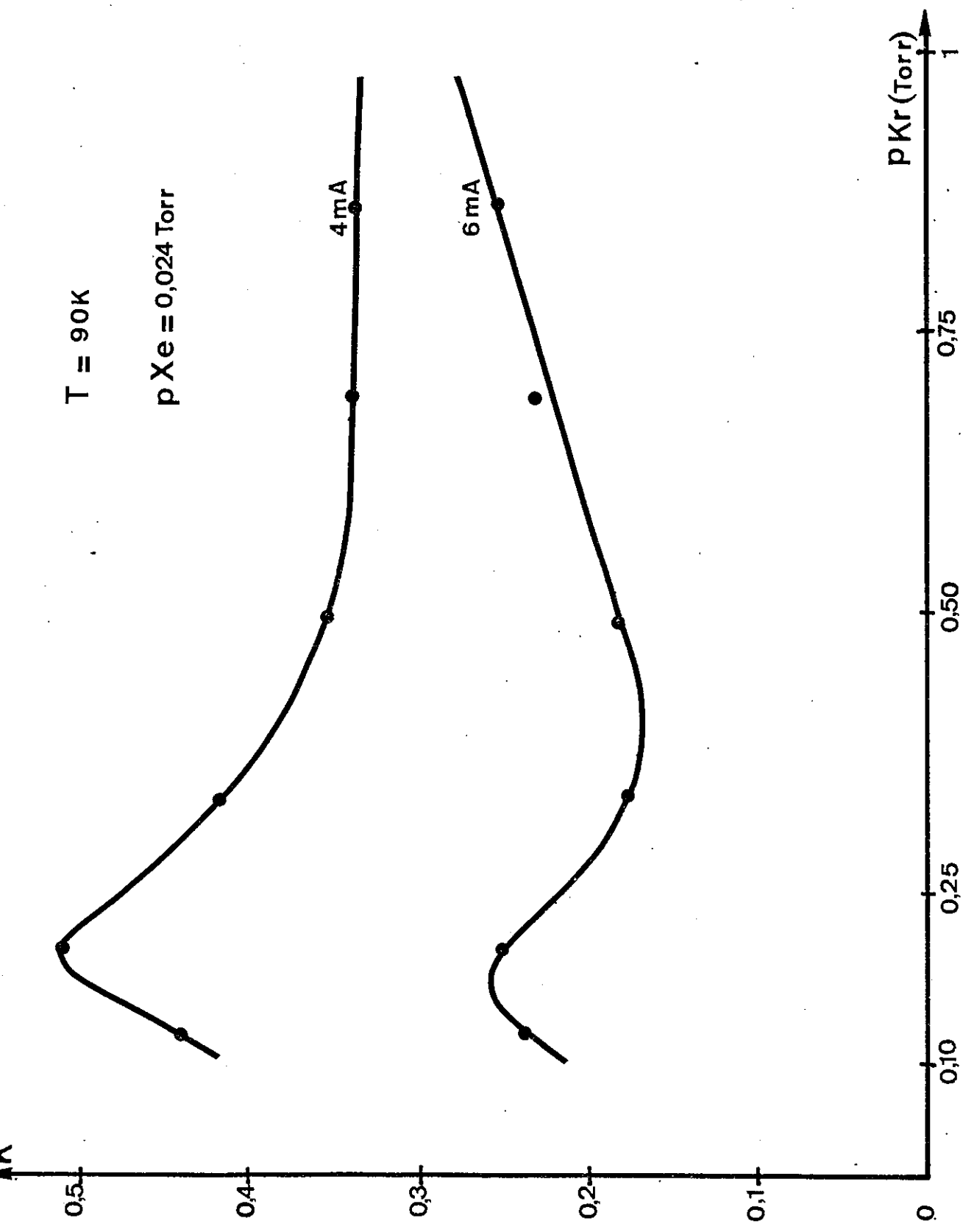
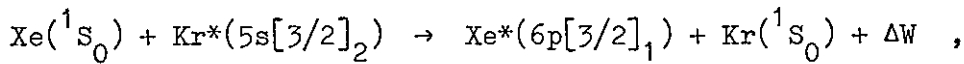


Figure 16

C - Comparaison des profils Doppler rectangulaires expérimental et théorique.

Pour le transfert :

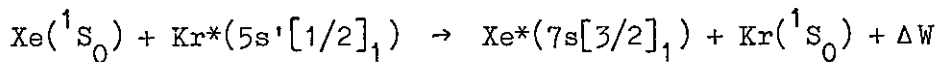


le défaut d'énergie  $\Delta W/hc = 1\,016 \text{ cm}^{-1}$  mène à  $l_\sigma = 5,1 \text{ mK}$  sans tenir compte des vitesses initiales. Le calcul de la largeur à mi-hauteur du profil Doppler rectangulaire en utilisant la méthode du Chapitre I - paragraphe II-C pour  $T = 90 \text{ K}$  conduit à :

$$l_{\sigma \text{ thé}} = 5,5 \text{ mK} \quad \text{en supposant} \quad Q(v_r) = \text{cte}$$

$$l_{\sigma \text{ thé}} = 5,6 \text{ mK} \quad \text{en supposant} \quad Q(v_r) \propto v_r^2 .$$

D'autre part pour le transfert :



$$\Delta W/hc = 407 \text{ cm}^{-1} \quad l_\sigma = 3,2 \text{ mK}$$

nous obtenons pour  $T = 90 \text{ K}$  :

$$l_{\sigma \text{ thé}} = 3,7 \text{ mK} \quad \text{en supposant} \quad Q(v_r) = \text{cte}$$

$$l_{\sigma \text{ thé}} = 3,9 \text{ mK} \quad \text{en supposant} \quad Q(v_r) \propto v_r^2 .$$

La largeur à mi-hauteur calculée en supposant que le premier transfert a lieu est en excellent accord avec la largeur à mi-hauteur obtenue expérimentalement à  $T = 90 \text{ K}$ . Par ailleurs, la comparaison profil calculé - profil expérimental est satisfaisante à  $T = 90 \text{ K}$ .

Un calcul pour  $T = 300 \text{ K}$  a conduit à  $\ell_{\sigma \text{ thé}} = 6,1 \text{ mK}$  en supposant  $Q(v_r) = \text{cte}$  et à  $\ell_{\sigma \text{ thé}} = 6,5 \text{ mK}$  en supposant  $Q(v_r) \propto v_r^2$  ; la valeur de  $\ell_{\sigma \text{ thé}}$  pour  $Q(v_r) = \text{cte}$  coïncide à peu près avec le résultat expérimental à  $T = 300 \text{ K}$  :  $\ell_{\sigma \text{ exp}} = 6,2 \text{ mK}$  pour une densité de krypton voisine de  $3 \times 10^{16} \text{ atomes/cm}^3$ .

La largeur à mi-hauteur du profil Doppler rectangulaire ayant pour origine le second transfert diffère trop des résultats expérimentaux pour qu'on puisse le retenir.

Dans ces conditions, la population anormale du niveau inférieur de la transition  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$  du xénon trouverait son origine dans le transfert d'excitation à partir du niveau métastable  $5s[3/2]_2$  le plus bas du krypton. Le principal argument contre ce transfert est l'existence du transfert résonnant vers le niveau  $\text{Xe } 5d[1/2]_1$  et la forte valeur qu'ont mesurée BOTCHKOVA et KOUZNETSOVA [37] pour la section efficace totale de dépeuplement du niveau  $\text{Kr } 5s[3/2]_2$  vers le xénon ; un autre argument est le grand défaut d'énergie ( $\Delta W/hc = 1 \text{ 016 cm}^{-1}$ ).

Récemment, une expérience de pompage du niveau  $\text{Kr } 5s[3/2]_2$  au moyen d'un laser à colorant a été réalisée au laboratoire. Le faisceau laser traverse le tube à décharge contenant un mélange de xénon et de krypton. Ce faisceau, dont la longueur d'onde est ajustée à  $\lambda = 5 \text{ 570 } \overset{\circ}{\text{A}}$  (raie d'absorption du krypton :  $5s[3/2]_2 - 5p'[1/2]_1$ ), dépeuple en partie le niveau métastable responsable du transfert, ce qui diminue proportionnellement la population transférée vers le niveau  $6p[3/2]_1$ .

du xénon. Expérimentalement, on observe en tout point du profil un accroissement de l'amplification de la raie  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$  du xénon ; un examen plus détaillé montre que ce phénomène est en partie dû à une diminution de la population anormale du niveau  $\text{Xe } 6p[3/2]_1$ . Ce résultat confirme nos conclusions antérieures.

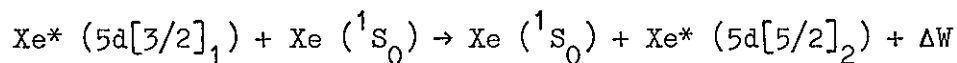
## II - ETUDE DU TRANSFERT VERS LE NIVEAU SUPERIEUR.

Comme nous l'avons vu au paragraphe III du Chapitre II, il est impossible d'obtenir seul le profil Doppler rectangulaire en émission. Il a une faible amplitude comparée à celle des autres profils auxquels il est superposé, ce qui rend la détermination de sa largeur délicate, sinon impossible. La population anormale du niveau  $\text{Xe } 5d[5/2]_2$ , à laquelle il est associé, est fortement thermalisée compte tenu de la grande durée de vie de ce niveau ( $\tau \sim 1\ 000 \text{ ns}$ ).

Pour les mélanges xénon - krypton, le profil Doppler rectangulaire en émission apparaît facilement à faible pression de krypton sur des profils analogues au profil 8a à faible courant et sur des profils tels que les profils 8b et 8c à plus fort courant. Dans les cas les plus favorables (cas du profil 8a à  $T = 77 \text{ K}$ ), lorsque ce profil redescend à zéro avant la fin de l'ordre, nous avons estimé la limite supérieure de sa largeur à 10,5 mK, la valeur de celle-ci étant de l'ordre de 9 mK. D'autres mesures de cette largeur sur des profils semblables au profil 8c ont conduit à 9,5 mK pour  $T = 90 \text{ K}$  et à 10,5 mK pour  $T = 300 \text{ K}$ .

En xénon pur, à fort courant, le profil Doppler rectangulaire en émission est superposé à un profil de Voigt classique. Des phénomènes parasites le perturbent et ses limites sont mal définies : sa largeur est de l'ordre de 9,5 mK pour la pression de vapeur saturante du xénon à  $T = 90 \text{ K}$  (0,064 torr).

Ces résultats sont légèrement supérieurs à la largeur à mi-hauteur  $\Delta \nu_{\sigma} = 8,2 \text{ mK}$  obtenue sans tenir compte des vitesses initiales en supposant le transfert :



$$\Delta W/hc = 1\,964 \text{ cm}^{-1} .$$

Comme nous n'avons pas trouvé d'autres transferts susceptibles d'être à l'origine d'un profil Doppler rectangulaire ayant une largeur à mi-hauteur comparable, nous sommes conduits à admettre que ce transfert est responsable de la population anormale du niveau  $\text{Xe } 5d[5/2]_2$  du moins en xénon pur. En présence de krypton, il est possible qu'interviennent faiblement les transferts à partir des niveaux  $\text{Kr } 5s'[1/2]_0$  et  $\text{Kr } 5s'[1/2]_1$  .

CONCLUSION

L'étude des profils perturbés de la raie  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$  du xénon en présence de krypton nous a conduit à émettre l'hypothèse que, dans chacun des niveaux de la transition, à la distribution normale des vitesses (MAXWELL-BOLTZMANN) est superposée une distribution anormale de vitesses ; ces distributions anormales sont dues à des transferts d'énergie non résonnants ( $\Delta W \gg kT$ ) . L'évaluation simple d'une telle distribution de vitesses nous a montré que le profil, qui lui est associé dans l'échelle des fréquences (profil Doppler), est un profil d'allure rectangulaire, dont la largeur à mi-hauteur est liée au défaut d'énergie du transfert. La compensation des distributions normales nous a permis d'enregistrer directement de tels profils rectangulaires avec un bon rapport signal sur bruit.

En l'absence de données sur les différents mécanismes de population, l'examen du schéma des niveaux du xénon et du krypton ainsi que la connaissance des probabilités de transition évaluées au laboratoire nous a indiqué que, parmi tous les transferts possibles entre atomes de krypton et de xénon, deux transferts bien particuliers peuvent être à l'origine de la population anormale observée dans le niveau inférieur de la transition à  $\lambda = 3,36 \mu\text{m}$  .



Pour tenter de trouver l'origine exacte du transfert, nous avons cherché à évaluer l'influence des différents paramètres de la décharge (pressions, courant, température). Nous avons ainsi fait varier un à un ces paramètres en laissant les autres fixes ; les profils que nous avons alors enregistrés prennent des allures très différentes, mais peuvent toujours être interprétés comme la superposition d'une composante de Gauss et d'une composante rectangulaire. L'analyse de ces profils, que nous avons faite à l'aide d'un ordinateur, a permis d'évaluer l'intensité et la largeur à mi-hauteur de ces composantes ainsi qu'une meilleure connaissance de la forme exacte des profils Doppler associés aux distributions anormales.

Ces différents résultats nous ont donné la possibilité d'identifier le niveau du krypton responsable du transfert vers le niveau inférieur de la transition : il s'agit du premier niveau excité du krypton, niveau métastable  $4p^5 5s[3/2]_2$ . Une expérience récente (faite au laboratoire) de pompage de ce niveau à l'aide d'un laser à colorant a confirmé cette conclusion.

Nous avons observé des phénomènes analogues sur d'autres raies du xénon en présence de krypton : par exemple, la raie à  $\lambda = 3,99 \mu\text{m}$  dont le centre du profil correspond à de l'absorption et dont les ailes correspondent à de l'amplification. L'interprétation d'un tel profil peut se faire en supposant qu'une partie de la population du niveau supérieur  $\text{Xe } 5d[1/2]_0$  de la transition a une distribution anormale de vitesses dont l'origine est un transfert non résonnant à partir d'un niveau du krypton ; ce niveau serait soit le niveau  $\text{Kr } 5s[3/2]_2$ .

( $\Delta W/hc = 201 \text{ cm}^{-1}$ ) , soit le niveau  $\text{Kr } 5s[3/2]_1$  ( $\Delta W/hc = 1\,146 \text{ cm}^{-1}$ ) .  
 En fait, à l'heure actuelle, l'étude de ces profils n'est pas assez avancée pour que l'on puisse donner une conclusion précise.

Nous avons observé également le profil perturbé d'autres raies du xénon soit en présence de krypton ( $\lambda = 3,50 \mu\text{m}$  ;  $\lambda = 2,02 \mu\text{m}$ ) , soit en présence d'argon ( $\lambda = 3,87 \mu\text{m}$ ) . De tels profils sont vraisemblablement dus à des transferts d'excitation non résonnants entre ces éléments. Par ailleurs, des transferts peuvent également exister entre d'autres couples de gaz rares, par exemple entre l'argon et le krypton et, bien entendu, entre l'hélium et le néon ; ces transferts peuvent être étudiés avec notre dispositif expérimental sans grande modification.

Pour compléter l'étude de ces transferts, il faudrait déterminer leurs sections efficaces. Pour ce faire, on peut songer à évaluer les populations respectives des niveaux concernés par le transfert, par exemple à l'aide de mesures par absorption et en utilisant les valeurs connues de certaines forces d'oscillateur. Par ailleurs, l'utilisation de lasers accordables, dont on a ajusté correctement la longueur d'onde, permettrait d'augmenter la précision. Enfin, l'emploi de tels lasers monomodes devrait pouvoir servir à l'analyse plus précise de profils et en particulier à l'étude de l'influence de la vitesse sur les sections efficaces de transfert.

REFERENCES

- [1] J. BROCHARD et R. VETTER, J. Phys. B : Atom. Molec. Phys.,  
7, N° 3, p. 315 (1974).
- [2] R. VETTER et D. REYMANN, J. Phys. B : Atom. Molec. Phys.,  
7, N° 3, p. 323 (1974).
- [3] J. BROCHARD, D. REYMANN et R. VETTER, J. Phys. B : Atom. Molec.  
Phys., 6, L145 (1973).
- [4] A. C. G. MITCHELL et M. W. ZEMANSKY - Resonance Radiation and  
Excited Atoms - Cambridge U. P. (1934).
- [5] E. S. HRYCYSHYN et L. KRAUSE, Canadian Journal of Physics,  
47, 215 (1969).
- [6] M. CZAJKOWSKI, D. A. Mc GILLIS et L. KRAUSE, Canadian Journal of  
Physics, 44, 741 (1966).
- [7] M. CZAJKOWSKI, G. SKARDIS et L. KRAUSE, Canadian Journal of Physics,  
51, 334 (1973).
- [8] E. K. KRAULINYA, Opt. Spectrosc. (USSR), 17, 250 (1964).
- [9] E. K. KRAULINYA et M. G. ARMAN, Opt. Spectrosc., 26, 285 (1969).
- [10] E. K. KRAULINYA et M. L. YANSON, Opt. Spectrosc., 29, 239 (1970).
- [11] E. K. KRAULINYA et M. L. YANSON, Opt. Spectrosc., 29, 441 (1970).
- [12] M. L. SOSINSKII et E. N. MOROZOV, Opt. Spectrosc., 23, 475 (1967).
- [13] M. L. SOSINSKII et E. N. MOROZOV, Opt. Spectrosc., 26, 282 (1969).
- [14] B. CHERON, Optics Communications, 3, 437 (1971).
- [15] B. CHERON, Thèse, Caen (1974).
- [16] J. CUVÉLLIER, P. R. FOURNIER, F. GOUNAND, J. PASCALE et J. BERLANDE  
(à paraître dans Phys. Rev. A, 1975).

- [17] A. JAVAN, W. R., Jr. BENNETT et D. R. HERRIOTT,  
Phys. Rev. Letters, 6, 106 (1961).
- [18] L. ALLEN et D. G. C. JONES - Principles of gas lasers - London -  
Butterworths (1967).
- [19] W. A. ROGERS et M. A. BIONDI, Phys. Rev., 134, A1215 (1964).
- [20] T. R. CONNOR et M. A. BIONDI, Phys. Rev., 140, A778 (1965).
- [21] M. L. SOSINSKII, E. N. MOROZOV et V. T. SELYAVSKII,  
Opt. Spectrosc., 30, 517 (1971).
- [22] J. BROCHARD, R. VETTER, M. AYMAR et M. HUGON, J. Phys. B :  
Atom. Molec. Phys., 8, p. 165 (1975).
- [23] W. R. Jr. BENNETT, Appl. Opt., Suppl. N° 1, p. 24-62 (1962).
- [24] W. R. Jr. BENNETT, Appl. Opt., Suppl. N° 2, p. 3-21 (1965).
- [25] R. J. FREIBERG et L. A. WEAVER, J. of Appl. Phys., 38, p. 250-62 (1967).
- [26] L. ALLEN, D. G. C. JONES et D. G. SHOFIELD,  
J.O.S.A., 59, p. 842-7 (1969).
- [27] G. J. LINDFORD, I.E.E.E., QE-8, p. 477-82 (1972).
- [28] J. GEIGER, Phys. Lett., 33A, p. 351-2 (1970).
- [29] K. T. LU, Phys. Rev., A4, p. 579-96 (1971).
- [30] M. H. MILLER, R. A. ROIG et R. D. BENGSTON, Phys. Rev.,  
A8, p. 480-6 (1973).
- [31] M. AYMAR, Physica, 57, p. 178-90 (1972).
- [32] M. AYMAR, Thèse, Paris-Orsay (1973).
- [33] M. AYMAR, Communication personnelle (1974).
- [34] X. HUSSON et M. MARGERIE, Opt. Commun., 5, p. 139-41 (1972).
- [35] W. L. FAUST, R. A. Mc FARLANE, C. K. N. PATEL et C. G. B. GARRETT,  
Phys. Rev., 133, 6A, p.1476 (1964).

- [36] R. GRUNDZINSKI et J. SPALTER, Quantum Electronics, Columbia U. P.,  
New York, p. 515-21 (1964).
- [37] O. P. BOTCHKOVA et L. I. KOUZNETSOVA, Vestn. Leningrad,  
Univ. Fiz. Khim., N° 2, p. 43-6 (1972).
- [38] R. TURNER, Phys. Rev., 158, N° 1, p. 121 (1967).
- [39] R. VETTER, Thèse, Paris-Orsay (1970).
- [40] D. REYMANN, Thèse 3ème cycle (1973).

## APPENDICE

DIGITALISATION.

La figure a représente le schéma simplifié du système électronique qui permet de transformer les tensions analogiques en états digitaux. Les mémoires d'entrée, appelées respectivement mémoires 1, 2 et 3, sont reliées aux trois amplificateurs à détection synchrone. Le multiplexeur analogique donne les ordres suivants :

- ① ouverture de la porte  $I_1 \Rightarrow$  la mémoire 1 est isolée.
- ② fermeture de la porte  $II_1 \Rightarrow$  la mémoire 1 est lue.
- ③ conversion du contenu de la mémoire 1.
- ④ ouverture de la porte  $I_2 \Rightarrow$  la mémoire 2 est isolée. Etc ...

Entre les ordres ③ et ④, le contenu de la mémoire 1 est converti en états digitaux qui sont envoyés, après un ordre de fin de conversion, dans deux mémoires appelées respectivement mémoires A et B. La mémoire A est celle des bits de poids fort ( $2^{10}$  à  $2^6$ ) ; elle contient deux bits supplémentaires : un bit de reconnaissance et un bit de signe (le signe est déterminé par un dispositif approprié). La mémoire B est celle des bits de poids faible :  $2^5$  à  $2^0$  (en fait, seuls cinq des bits

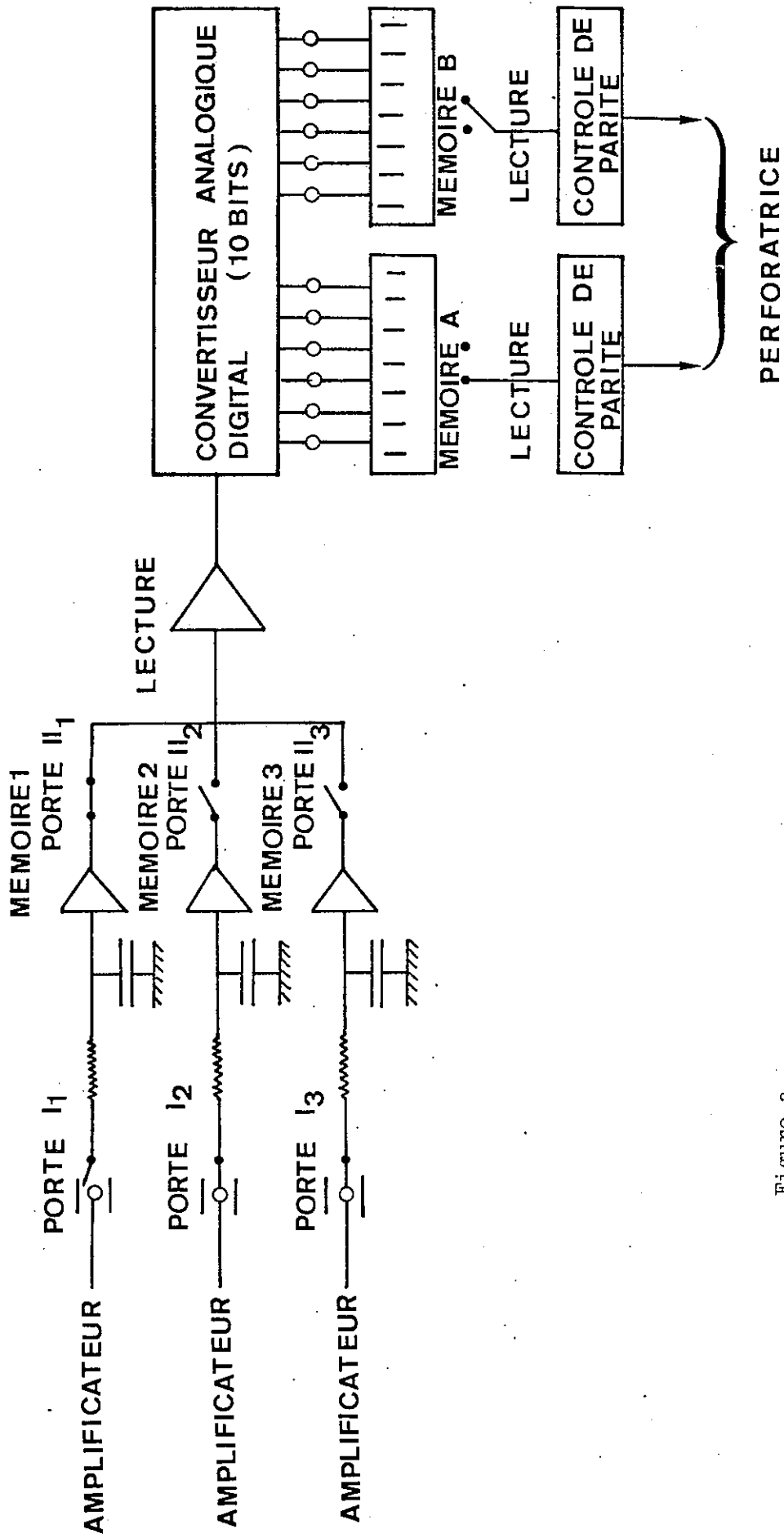


Figure a

Passage du signal de la mémoire 1 vers le convertisseur.

( $2^5$  à  $2^1$ ) sont utilisés, le convertisseur ayant dix bits ( $2^{10}$  à  $2^1$ ); elle a aussi un bit de reconnaissance. Le contenu de la mémoire A est lu et subit un contrôle de parité sur l'ensemble de ses sept bits : le bit de parité vaut 1 ou 0 suivant que le nombre d'états digitaux est pair ou impair. La perforatrice reçoit alors l'ordre de transcrire les états digitaux de la mémoire A et son bit de parité sur la bande de papier. Peu après, le contenu de la mémoire B est traité de la même façon. Les états digitaux correspondant à la conversion d'une valeur d'un signal analogique sont disposés sur deux lignes de la bande perforée (chaque ligne ne pouvant contenir que huit bits) comme le montre la figure b.

Le programme écrit par P. LUC, Q Z E R, vérifie tout d'abord l'imparité de chaque ligne de la bande de papier (défauts de perforation) et signale toute erreur. Il vérifie ensuite à l'aide des bits de reconnaissance que les lignes des poids forts et des poids faibles n'ont pas été interverties. Les informations contenues sur ces deux lignes sont alors regroupées et écrites sur les 36 bits composant le nombre entier élémentaire du calculateur utilisé pour les dépouillements (figure b).



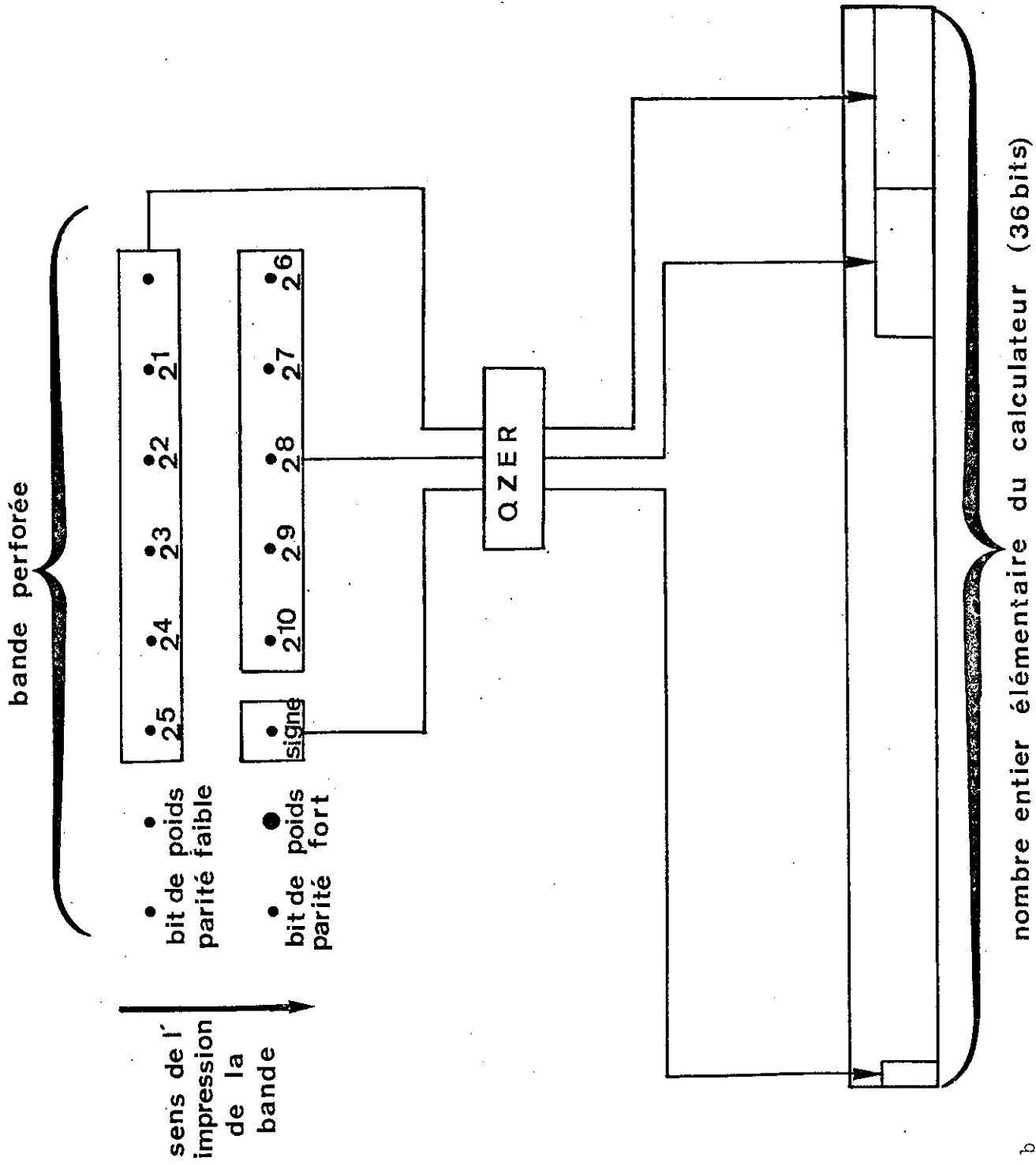


Figure b

nombre entier élémentaire du calculateur (36 bits)