

N° d'ordre
2.262

THÈSE

PRÉSENTÉE À L'UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

PAR

Xavier DRAGO
Ingénieur E. S. P. C. I.

LABORATOIRE AIMÉ COTTON
C. N. R. S.

POUR OBTENIR

le titre de DOCTEUR de troisième cycle

SPECIALITE

Physique Atomique et Statistique

APPLICATION DE LA SATURATION PAR IMPULSIONS
LASER A L'ETUDE DES COLLISIONS THERMALISANTES
DANS LA VAPEUR DE BARYUM.

SOUTENUE LE 7 Juin 1977 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

M.	P. JACQUINOT	:	Président
MM.	J. BROCHARD	}	Examineurs
	J. C. LEHMANN		
	Ph. CAHUZAC		
M.	P. R. BERMAN		Invité

25-1(108)

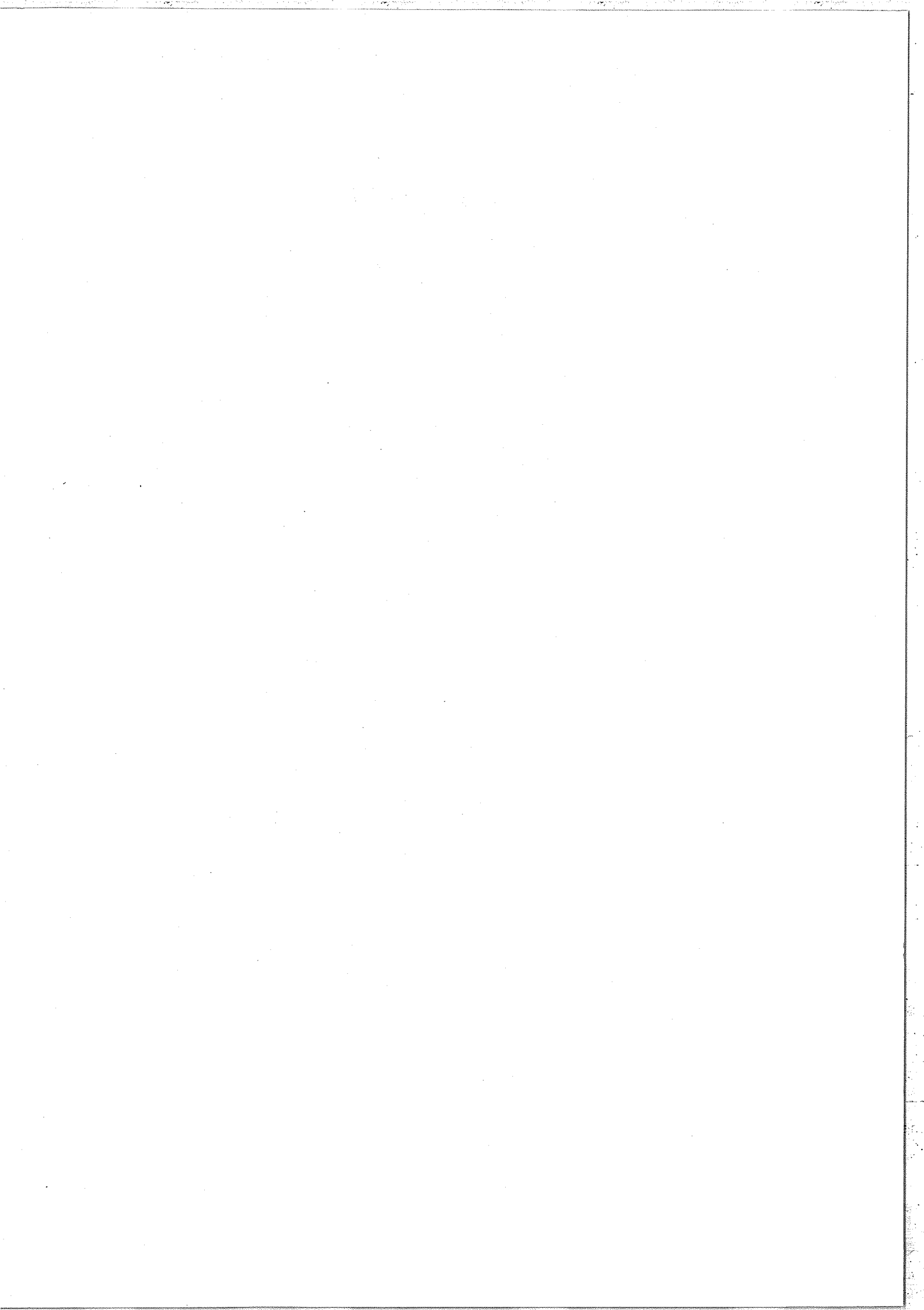


TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	1
<u>CHAPITRE I : Spectroscopie par absorption saturée</u>	9
1. Principe	9
2. L'absorption saturée, moyen d'étude des effets des collisions	17
3. Principe de l'expérience des "échocs"	22
<u>CHAPITRE II : Dispositif expérimental et technique d'enregistrement</u>	27
1. Dispositif optique	29
a) Laser	
b) Ligne à retard	
c) Cellule d'absorption	
α) Cellule à four conventionnel	
β) Cellule à four "heat-pipe"	
2. Détection	39
3. Technique d'enregistrement et courbes expérimentales ..	42
a) Technique d'enregistrement	
b) Courbes expérimentales	

<u>CHAPITRE III : Dépouillement et résultats</u>	53
1. Modèle élémentaire d'interprétation	54
2. Fonctionnement en impulsions	63
3. Rôle de l'emprisonnement de radiation	66
a) Les limitations de l'emprisonnement de radiation	
α) Fuite vers le métastable	
β) Fuite hors de la cellule	
b) Application à l'expérience	
α) Cas baryum-baryum	
β) Cas baryum-gaz rare	
γ) Correction proposée pour $\alpha(t)$	
4. Dépouillement	74
a) Dépouillement sans emprisonnement de radiation	
α) Evaluation de l'importance du fond gaussien	
β) Phénomènes secondaires	
1 - Durée de vie τ_b du niveau métastable	
2 - Saturation par les "échos"	
3 - Migration des atomes	
b) Dépouillement en tenant compte de l'emprisonnement de radiation	
c) Technique de dépouillement	
α) Sans emprisonnement de radiation	
β) Avec emprisonnement de radiation	
5. Résultats	90
a) Temps de collision prévus par la théorie cinétique	

- b) Résultats des dépouillements sans
emprisonnement de radiation
- c) Résultats des dépouillements avec
emprisonnement de radiation

CONCLUSION 103

ANNEXE I Article présenté :

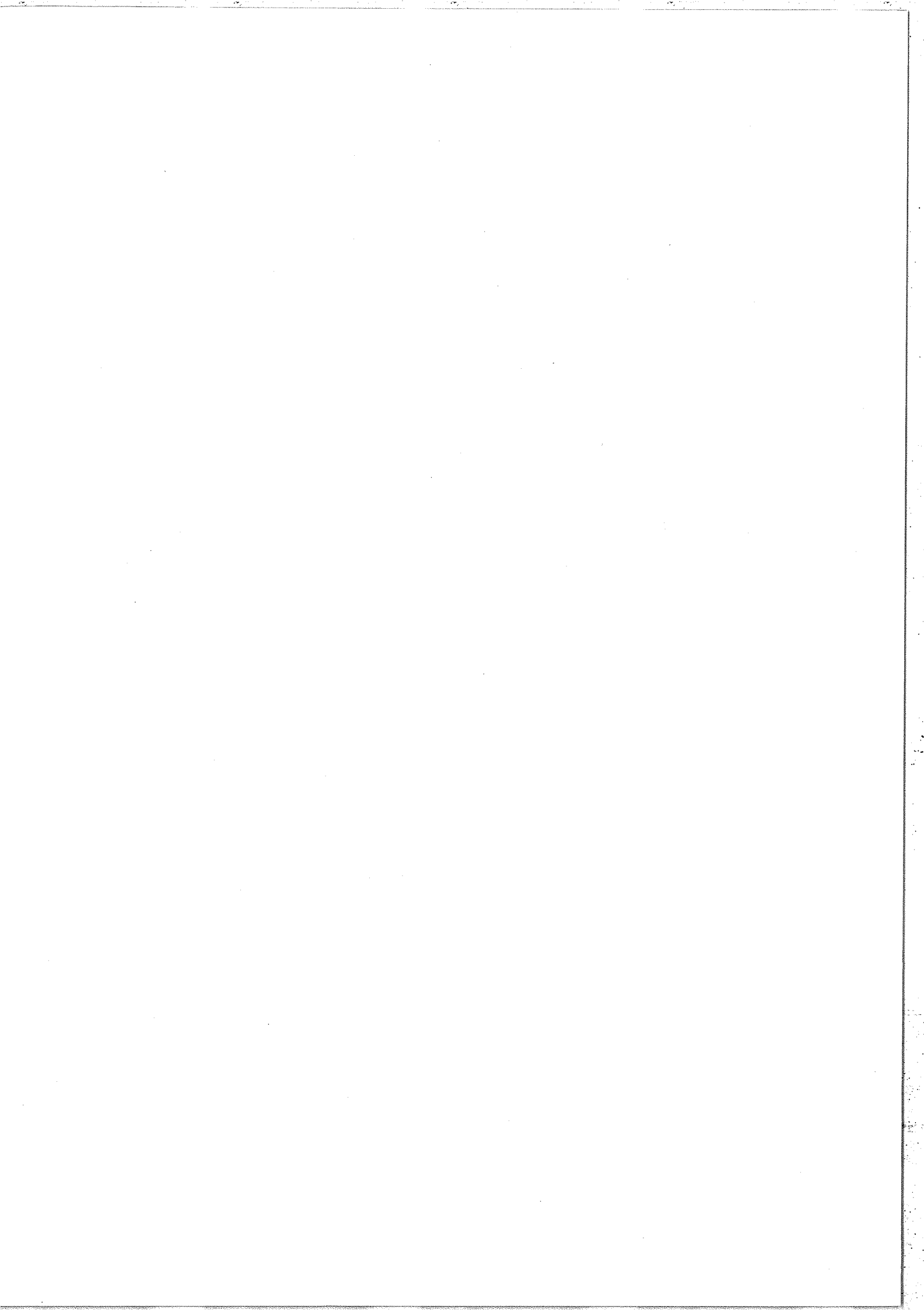
Réalisation d'un laser monomode à four "heat-pipe" sur la
raie à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ du baryum

Ph. Cahuzac et X. Drago, Opt. Comm. 18, n° 4, p. 600, 1976.

ANNEXE II Thermalisation par choc élastique d'une population de
distribution de vitesse anisotrope.

ANNEXE III Calcul de la forme et de l'évolution de la perturbation
créée par une impulsion laser dans la distribution de
vitesse d'une population atomique.

ANNEXE IV Mesure de la durée de vie dans une décharge du niveau
métastable $6s5d \ ^1D_2$ du baryum neutre.



INTRODUCTION

Pendant longtemps, l'interféromètre de Fabry-Perot a été l'instrument le plus résolvant pour étudier les raies atomiques. Néanmoins, avec cet instrument, la forme des raies étudiées n'est obtenue qu'après une déconvolution par la fonction d'appareil de l'interféromètre.

L'apparition des lasers a marqué un grand progrès dans ce domaine. De nombreuses expériences ont alors utilisé la très grande finesse du mode d'un laser comme fonction d'appareil : le profil de la raie est obtenu directement. Du fait de l'effet Doppler, le mouvement des atomes est en grande partie responsable de la largeur des profils observés. Les sources laser, avec leur puissance et leur excellente monochromaticité, ont permis le développement d'une spectroscopie s'affranchissant de cet effet. C'est un avantage important dans le domaine de longueur d'onde qui nous intéresse (visible et proche infrarouge) où la largeur Doppler des raies est souvent supérieure à la largeur homogène, c'est-à-dire la largeur naturelle augmentée des effets des collisions déphasantes. Des structures de raies et de niveaux jusqu'alors masquées

par l'effet Doppler ont été analysées. Les études de structure hyperfine, de déplacements isotopiques et d'influence des collisions sur la forme des raies connaissent ainsi un nouveau développement. Initialement le domaine de cette spectroscopie a été limité aux raies donnant lieu à l'effet laser ou à des raies correspondant à des coïncidences fortuites assez fréquentes en spectroscopie moléculaire, mais rares en spectroscopie atomique. La mise au point de lasers accordables sur une grande plage de fréquence a considérablement élargi le domaine d'utilisation de cette méthode.

Nous allons comparer brièvement les développements dus aux lasers de quatre méthodes optiques de cette spectroscopie sans effet Doppler en physique atomique * :

- a) Méthodes de jets atomiques,
- b) Battements quantiques,
- c) Spectroscopie multiphotonique,
- d) Méthodes de saturation.

Dans chaque cas, nous examinerons particulièrement dans quelle mesure ces méthodes permettent l'étude de phénomènes de collisions qui sont l'objet principal de notre travail.

* De nombreuses comparaisons approfondies ont été faites sur ces méthodes (cf. [1] à [4]). On y trouvera d'abondantes bibliographies. Nous ne citons ici que des exemples des différentes méthodes.

Auparavant, il faut remarquer qu'en physique moléculaire de nombreuses transitions peuvent être étudiées dans des conditions où la largeur naturelle est inférieure à la largeur Doppler de trois ou quatre ordres de grandeur [5][6]. En physique atomique les conditions sont en général beaucoup moins favorables.

a) Méthodes de jets atomiques [7] à [12].

A condition de l'observer ou de l'éclairer perpendiculairement à sa direction, c'est le jet lui-même qui permet l'élimination quasi totale de l'effet Doppler.

Cette méthode a commencé avec la mise en oeuvre de sources classiques, mais l'utilisation des lasers et particulièrement des lasers accordables a largement contribué à son développement. Elle utilise l'interaction entre un ou plusieurs faisceaux laser et un jet atomique qui leur est perpendiculaire. Cette technique a permis l'étude de structures hyperfines.

Les collisions sont quasi inexistantes dans un jet et ne modifient pas la forme des raies.

b) Battements quantiques.

Cette méthode utilise une impulsion lumineuse pour préparer un système atomique dans une superposition cohérente d'états excités dont les énergies e_i sont très voisines. La fluorescence émise présente une modulation aux fréquences de Bohr $\nu_{ij} = \frac{e_i - e_j}{h}$. Ces interférences

existent dans le rayonnement émis par chaque atome et l'effet Doppler n'intervient plus. C'est donc une méthode puissante pour résoudre la structure des niveaux excités e_i . Elle a connu un développement important avec les lasers pulsés à colorant qui couvrent un grand domaine de longueur d'onde. Des lasers très monochromatiques ne sont pas nécessaires, mais l'analyse dans le temps de la fluorescence est délicate.

En dehors de la mesure de constantes atomiques comme des facteurs de Landé, les battements quantiques ont permis de résoudre des structures hyperfines [13]. L'étude de phénomènes de collisions semble difficile (cf. cependant [14]).

c) Spectroscopie multiphotonique sans effet Doppler [15] à [21].

Elle met en jeu jusqu'à maintenant des transitions à 2 ou 3 photons en absorption ou en émission induite. L'effet Doppler est éliminé directement et totalement par la disposition géométrique des faisceaux qui est réalisée de façon à transmettre une impulsion nulle aux atomes.

Cette méthode nécessite de puissantes sources laser et s'est développée grâce aux lasers à colorants. Le signal obtenu est faible mais présente l'avantage d'être détecté sur un fond noir. Des transitions entre niveaux de même parité peuvent être analysés (absorption à 2 photons). Ceci permet d'étudier des niveaux (en particuliers métastables) qui ne peuvent pas être atteints par des méthodes classiques à partir du fondamental. Jusqu'à présent, les expériences d'absorption à 2 photons ont généralement utilisé la présence d'un niveau relais (ou 2 niveaux relais avec 3 photons) pour augmenter considérablement le signal

obtenu. Au cours de la transition le système atomique passe virtuellement par cet état. La nécessité de la présence de ce niveau rend restreints le nombre de cas physiques analysables.

Cette méthode a déjà permis l'étude de structures hyperfines et de déplacements isotopiques [20] mais elle semble particulièrement adaptée à l'étude des collisions déphasantes qui déplacent les raies et sont responsables de l'élargissement homogène [18]. Elle permet aussi l'étude de transferts d'énergie par collisions [19].

Remarquons que la spectroscopie multiphotonique sans effet Doppler ne permet pas l'étude des collisions qui changent uniquement la vitesse puisque toutes les classes de vitesse participent au signal.

d) Méthodes de saturation.

Leur principe est le suivant : un faisceau laser monochromatique intense sature une transition atomique, c'est-à-dire qu'il provoque une diminution du coefficient d'absorption (dans le cas d'un milieu absorbant). Une des conséquences de cette saturation est la perturbation de la distribution d'équilibre thermique des vitesses de la population de chacun des niveaux de la transition au voisinage d'une classe de vitesse longitudinale v_z (Oz est l'axe du faisceau saturant).

Différentes techniques sont possibles pour analyser cette perturbation :

- Analyse de la fluorescence, quelquefois appelée Fluorescence Line Narrowing (FLN) ;

- Analyse par un autre faisceau laser de plus faible amplitude (faisceau sonde) accordé sur une transition ayant un niveau commun avec la transition saturée. Elle est appelée dans certains cas Absorption Line Narrowing (ALN). Nous l'appelons absorption saturée dans un système à 3 niveaux ;

- Analyse par un faisceau sonde accordé sur la même transition. Cette technique correspond à ce qu'on appelle le plus souvent spectroscopie d'absorption saturée.

Chacune de ces techniques permet de s'affranchir directement de l'effet Doppler.

- L'analyse de la fluorescence nécessite généralement un interféromètre de Fabry-Perot. C'est un inconvénient par rapport aux autres techniques où le signal est analysé sans cet intermédiaire. Cette méthode a été utilisée pour mesurer des déplacements isotopiques [22][23] ou des structures hyperfines [23]. Bien que cela ne se soit pas développé, elle pourrait permettre l'étude de phénomènes de collisions.

- L'absorption saturée dans un système à 3 niveaux a aussi permis l'étude de déplacements isotopiques [24], de structure hyperfine [25] ou de l'effet Autler-Townes optique [26]. Les profils observés sont élargis par les collisions qui changent uniquement la vitesse * et leur

* Ces collisions sont celles qui thermalisent la distribution de vitesse des populations après une perturbation et rétablissent ainsi la distribution maxwellienne d'équilibre thermique. Nous les appelons thermalisantes.

analyse est un moyen d'étude de ces collisions [29][30]. Cette technique permet aussi l'étude de la destruction des cohérences par collisions entre les 2 niveaux non couplés par une transition dipolaire électrique [27][28].

- De nombreuses structures hyperfines ou déplacements isotopiques ont été étudiés par absorption saturée [31][32]. Cette méthode permet l'étude de collisions déphasantes par l'analyse des élargissements homogènes obtenus [33][34]. Mais elle semble particulièrement bien adaptée à l'étude de l'influence des collisions thermalisantes ([34] à [44]) en raison de la sélection de vitesse longitudinale qu'elle utilise. L'effet de ces collisions est moyenné sur les vitesses perpendiculaires à la direction d'analyse.

Ainsi, l'absorption saturée apparaît comme une technique privilégiée pour étudier les collisions atomiques. Notre travail a consisté à utiliser la technique d'absorption saturée en impulsions pour étudier les effets des collisions thermalisantes entre des atomes de baryum et des atomes perturbateurs (krypton, xenon ou baryum).

Nous présentons d'abord le principe de l'absorption saturée, puis nous posons le problème physique que nous avons étudié au cours de notre travail. Nous décrivons ensuite le dispositif expérimental. Enfin, nous exposons les résultats obtenus et leur interprétation.

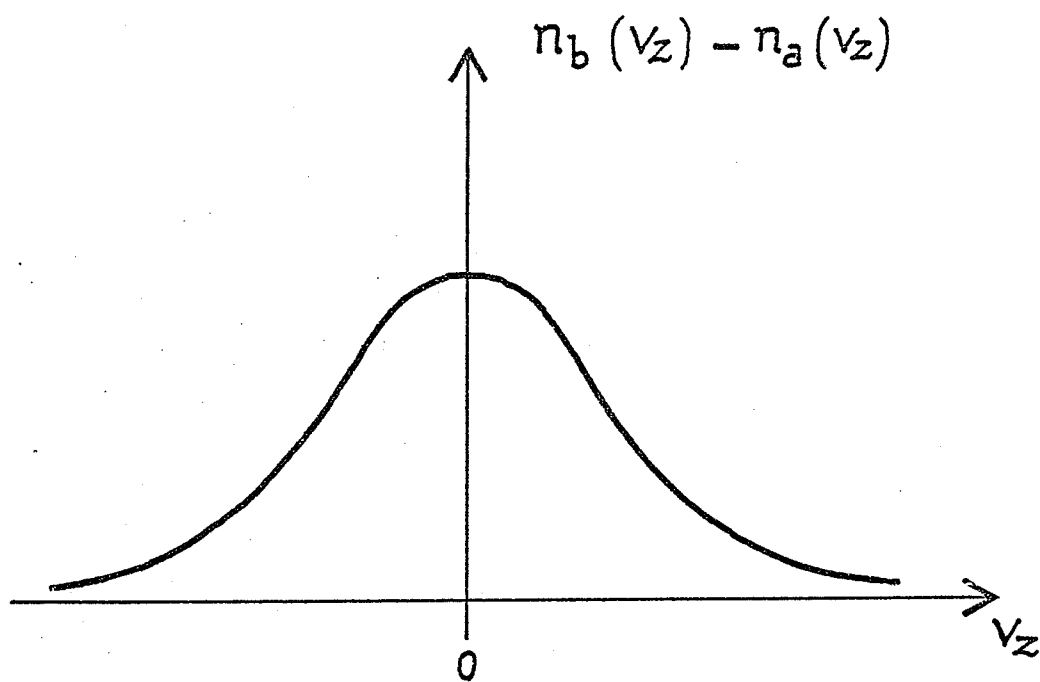
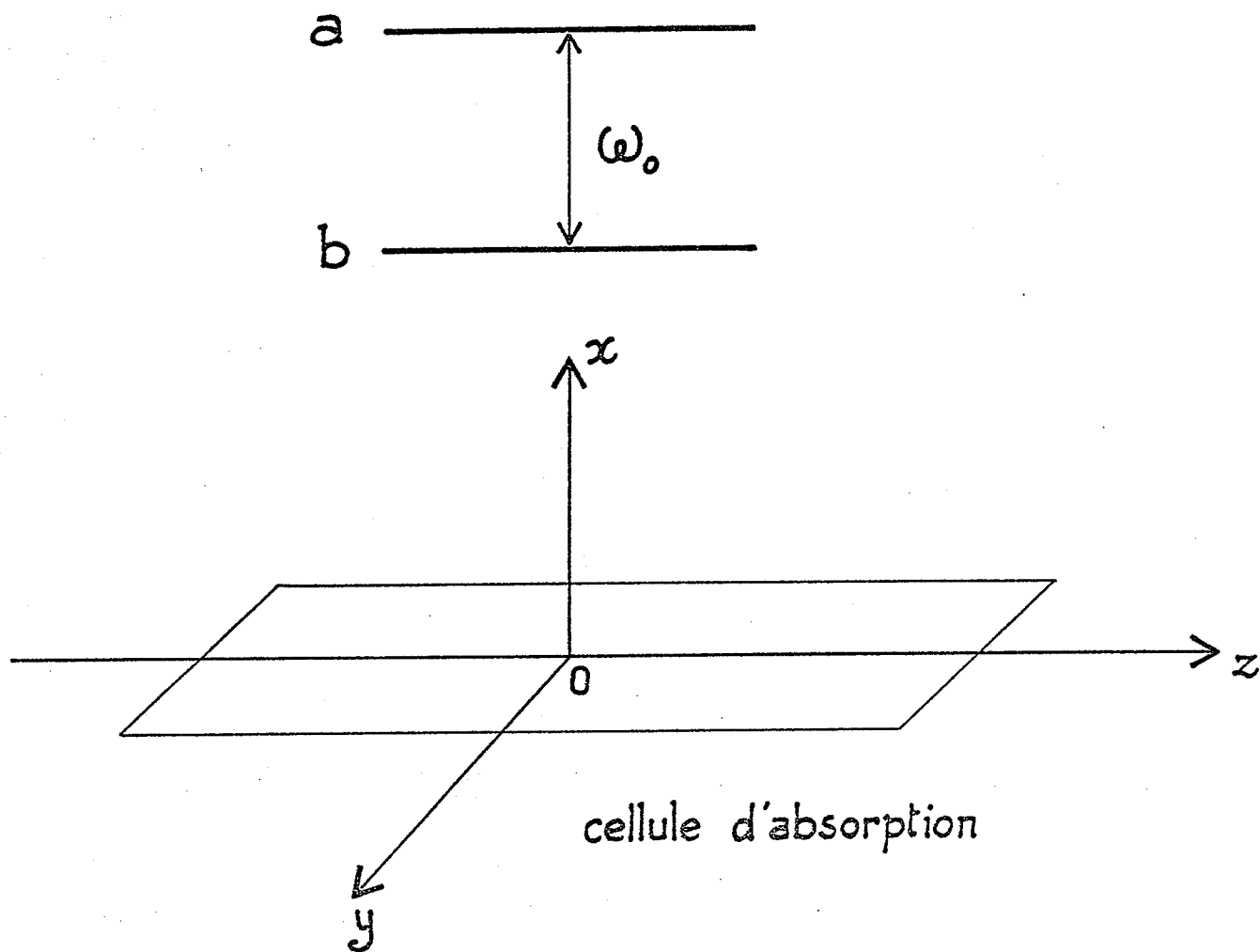


Figure 1

CHAPITRE I

Spectroscopie par absorption saturée.1. PRINCIPE.

Considérons un système atomique à deux niveaux a et b peuplés. En général, le profil de répartition des populations n_a et n_b en fonction de la vitesse longitudinale v_z des atomes est maxwellien. Il en est de même pour la différence de populations $n_b(v_z) - n_a(v_z)$ (figure 1).

Lorsque le système est soumis à l'action d'un faisceau saturant intense émis par un laser monomode, de pulsation ω fixe et de vecteur d'onde k parallèle à Oz , seuls les atomes dont la vitesse longitudinale est voisine de v_{Oz} telle que

$$\omega - kv_{Oz} = \omega_0 \quad (1)$$

sont perturbés. Le résultat est un trou creusé dans la différence de population, centré sur v_{Oz} (figure 2).

A pression et saturation faibles, la largeur de ce trou est la largeur homogène de la transition $a \longleftrightarrow b$.

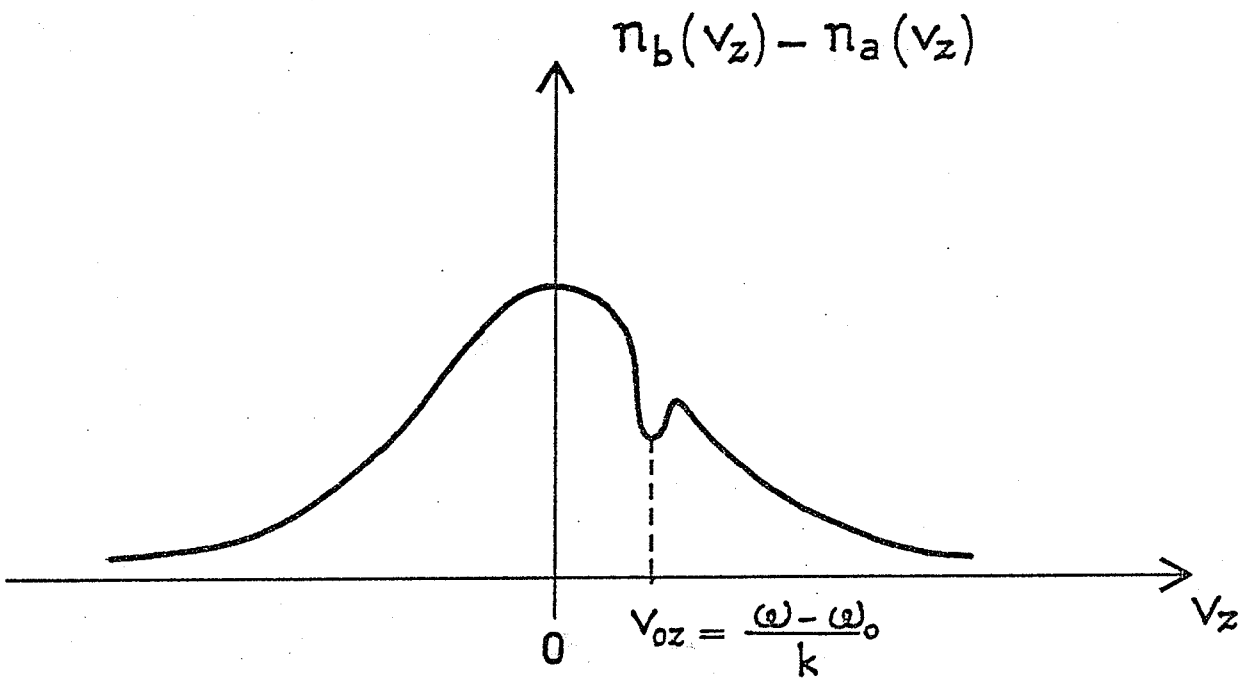


Figure 2

On explore le profil du coefficient d'absorption de ce système perturbé à l'aide d'un second faisceau, beaucoup moins intense, appelé faisceau sonde de vecteur d'onde k' et de pulsation ω' accordable au voisinage de ω_0 .

Le coefficient d'absorption de ce faisceau sonde est proportionnel à $n_b(v'_{0z}) - n_a(v'_{0z})$ avec

$$\omega' - k'v'_{0z} = \omega_0 \quad (2)$$

D'après le profil de la différence de populations $n_b - n_a$, on voit que le coefficient d'absorption du faisceau sonde passe par un minimum pour $v'_{0z} = v_{0z}$, c'est-à-dire d'après (1) et (2) pour

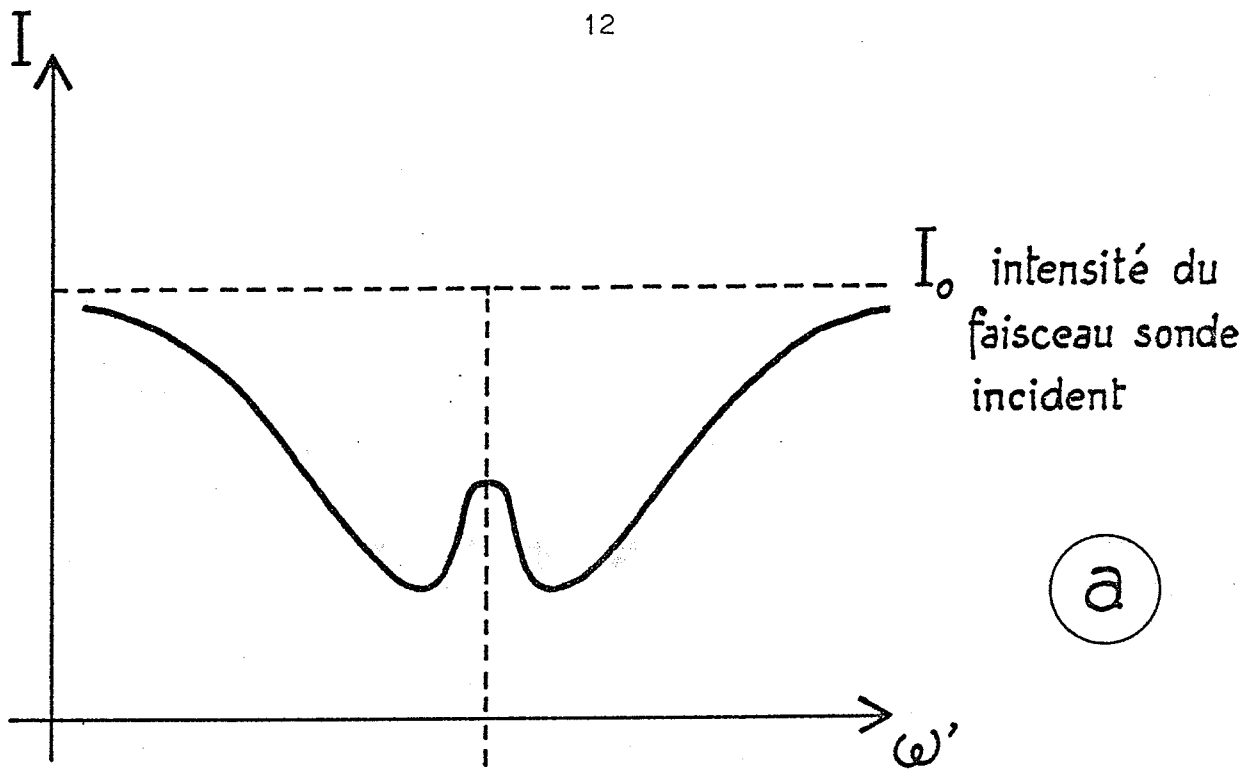
$$\frac{\omega - \omega_0}{k} = \frac{\omega' - \omega_0}{k'} \quad (3)$$

Dans le cas fréquent où $\omega = \omega'$ (ce qui correspond par exemple au montage où faisceau saturant et faisceau sonde sont issus d'un même laser) et $k' = -k$ (faisceau saturant et faisceau sonde se propageant en sens contraire)

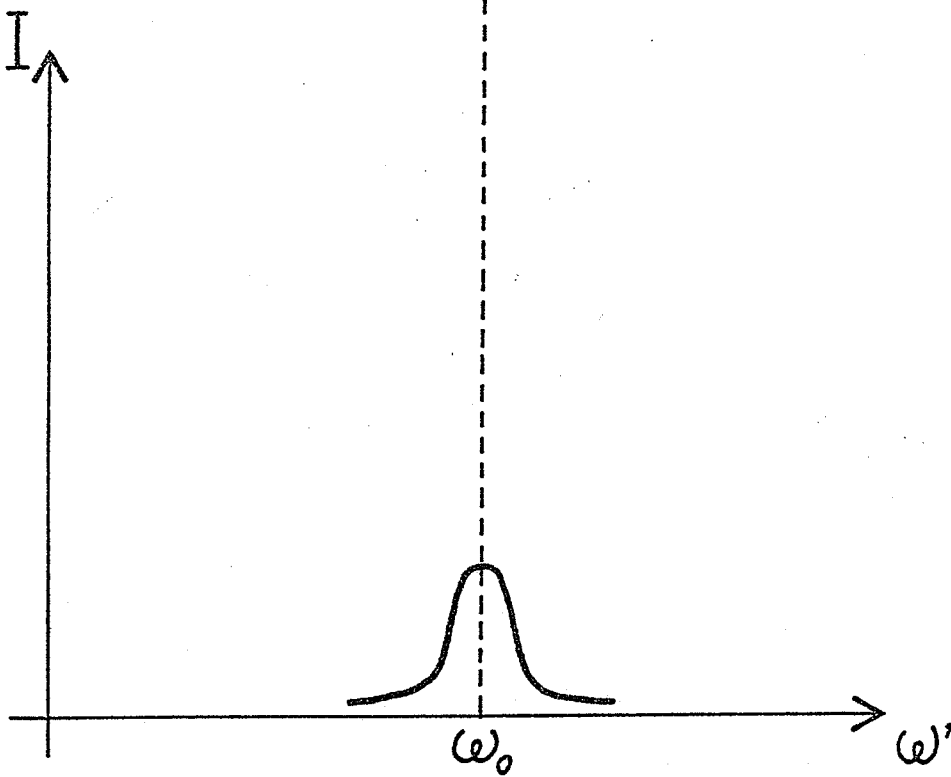
$$v'_{0z} = v_{0z} = 0, \quad \omega' = \omega = \omega_0 \quad \text{et, dans ces conditions,}$$

le trou est creusé au centre du profil de répartition des vitesses.

Si l'on trace l'intensité I du faisceau sonde transmis en fonction de la pulsation ω' , on obtient une résonance étroite au voisinage de $\omega' = \omega_0$ superposée au profil d'absorption linéaire (figure 3a). En utilisant un dispositif différentiel permettant de n'enregistrer que la



(a)



(b)

Figure 3

partie saturée du signal, on obtient directement le profil homogène de la raie (figure 3b).

Il existe de nombreux calculs qui donnent la forme précise du signal d'absorption saturée dans différents modèles (cf. par exemple [38][45][46]).

Un calcul simple, ne mettant en jeu que les équations d'évolution des populations, suffit pour comprendre quantitativement le phénomène. Nous en présentons ici les grandes lignes.

Le système atomique est constitué de deux niveaux non dégénérés tels que $E_a - E_b = \hbar \omega_0$.

Plaçons-nous dans la situation expérimentale déjà citée : faisceaux saturants et sonde de même pulsation et de sens opposés. Le système est alors soumis à deux champs électromagnétiques en ondes planes :

- le champ saturant intense $E_+ \cos(\omega t - kz)$,
- le champ sonde faible $E_- \cos(\omega t + kz)$,

$$E_- \ll E_+ .$$

Plaçons-nous dans le cas fréquent où l'émission spontanée de a vers b est négligeable devant l'absorption et l'émission induite. Les équations d'évolution des populations $n_a(v_z)$ et $n_b(v_z)$ sous l'action du champ saturant sont alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn_a(v_z)}{dt} = \lambda_a(v_z) - n_a(v_z) \times \gamma_a - W_+(v_z) [n_a(v_z) - n_b(v_z)] \end{array} \right. \quad (4a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn_b(v_z)}{dt} = \lambda_b(v_z) - n_b(v_z) \times \gamma_b + W_+(v_z) [n_a(v_z) - n_b(v_z)] \end{array} \right. \quad (4b)$$

- $\lambda_a(v_z)$ et $\lambda_b(v_z)$ sont les constantes d'excitation des niveaux.
Elles sont supposées suivre la distribution maxwellienne des vitesses

$f(v_z)$:

$$i = a, b \quad \lambda_i(v_z) = \Lambda_i f(v_z) \quad \text{avec} \quad f(v_z) = \frac{1}{\sqrt{\pi} u_0} e^{-\left(\frac{v_z}{u_0}\right)^2}$$

$$\Lambda_i \text{ est une constante et } u_0 = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$$

où m est la masse de l'atome ;

- γ_a et γ_b sont les inverses des durées de vie des niveaux a et b ;

- $W_+(v_z)$ est la probabilité par unité de temps pour qu'un atome de vitesse v_z subisse une transition $a \leftrightarrow b$ induite par le champ saturant :

$$W_+(v_z) = \frac{\mathcal{P}^2 E_+^2}{2\hbar^2} \frac{\gamma_{ab}}{\gamma_{ab}^2 + (\omega - kv_z - \omega_0)^2} \quad (5)$$

où γ_{ab} est la demi-largeur homogène de la transition et \mathcal{P} l'élément de matrice dipolaire électrique entre les états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ pour la polarisation du champ électrique de l'onde saturante.

La solution en régime permanent des équations (4) est :

$$\Delta n_{ba}(v_z) = n_b(v_z) - n_a(v_z) = \Delta n_{ba0}(v_z) \left[1 - \frac{\chi \gamma_{ab}^2}{\gamma_{ab}^2 (1+\chi) + (\omega - kv_z - \omega_0)^2} \right] \quad (6)$$

$$\text{avec } \Delta n_{ba0}(v_z) = \frac{\lambda_b(v_z)}{\gamma_b} - \frac{\lambda_a(v_z)}{\gamma_a} = \left(\frac{\Lambda_b}{\gamma_b} - \frac{\Lambda_a}{\gamma_a} \right) f(v_z)$$

$$(7) \quad \chi = \frac{\mathcal{P}^2 E_+^2}{\hbar^2 \gamma \gamma_{ab}} \quad \text{paramètre de saturation} \quad \text{et} \quad \frac{2}{\gamma} = \frac{1}{\gamma_a} + \frac{1}{\gamma_b} .$$

Dans (6) $\Delta n_{ba0}(v_z)$ est le profil maxwellien à l'équilibre et en l'absence de champ. Le terme entre crochets représente un trou de forme lorentzienne creusé dans ce profil autour de la valeur $v_z = \frac{\omega - \omega_0}{k}$ (figure 2).

La puissance absorbée par unité de volume par le champ sonde pour la classe de vitesse v_z s'écrit :

$$P_-(\omega, \chi, v_z) = \pi \omega \Delta n_{ba}(v_z) W_-(v_z) \quad (8)$$

où $W_-(v_z)$ est la probabilité de transition par unité de temps qu'un atome de vitesse v_z subisse une transition $a \leftrightarrow b$ induite par le champ sonde :

$$W_-(v_z) = \frac{\mathcal{P}^2 E_-^2}{2\pi^2} \frac{\gamma_{ab}}{\gamma_{ab}^2 + (\omega + kv_z - \omega_0)^2}$$

La puissance totale absorbée par unité de volume par le champ sonde s'obtient en intégrant sur toutes les classes de vitesse :

$$P_-(\omega, \chi) = \int_{-\infty}^{+\infty} P_-(\omega, \chi, v_z) dv_z \quad (9)$$

A un coefficient près, $P_-(\omega, \chi)$ apparaît comme la convolution de la différence de populations $\Delta n_{ba}(v_z)$, par la probabilité de transition par unité de temps $W_-(v_z)$.

Dans l'hypothèse où la largeur Doppler de la raie est grande devant la largeur homogène augmentée des effets de saturation, $f(v_z)$ peut être considéré comme constant devant la variation des autres termes et l'intégration de (9) est facile.

$$P_-(\omega, \chi) = P_-(\omega, \chi=0) \left[1 - \frac{\chi}{1 + \chi + \sqrt{1 + \chi}} \frac{\gamma_{ab}^2 \left(\frac{1 + \sqrt{1 + \chi}}{2} \right)^2}{\gamma_{ab}^2 \left(\frac{1 + \sqrt{1 + \chi}}{2} \right)^2 + (\omega_0 - \omega)^2} \right] \times e^{-\left(\frac{\omega_0 - \omega}{\omega_d} \right)^2}$$

où ω_d est la demi-largeur Doppler à $\frac{1}{e}$ du maximum. Posons $\Omega = \omega_0 - \omega$. $\alpha(\Omega)$ étant le coefficient d'absorption du faisceau sonde, α_0 le coefficient d'absorption du faisceau sonde au centre du profil en l'absence du faisceau saturant, alors dans le cas d'une faible absorption ($\alpha_0 \ell \ll 1$ où ℓ est la longueur active de la cellule) :

$$\frac{\alpha(\Omega)}{\alpha_0} = \frac{P_-(\omega, \chi)}{P_-(\omega, \chi=0)} = \left[1 - \frac{\chi}{1 + \chi + \sqrt{1 + \chi}} \frac{\gamma_{ab}^2 \left(\frac{1 + \sqrt{1 + \chi}}{2} \right)^2}{\gamma_{ab}^2 \left(\frac{1 + \sqrt{1 + \chi}}{2} \right)^2 + \Omega^2} \right] \times e^{-\left(\frac{\Omega}{\omega_d} \right)^2} \quad (10)$$

Cette relation représente assez bien le signal obtenu au cours d'une expérience d'absorption saturée : le terme exponentiel correspond au profil Doppler d'absorption linéaire et le terme entre crochets représente le trou creusé dans ce profil (cf. figure 3a). On voit que la partie saturée du signal, c'est-à-dire excluant le terme exponentiel, est un profil de Lorentz de demi-largeur à mi-hauteur

$$\Gamma = \gamma_{ab} \left(\frac{1 + \sqrt{1 + \chi}}{2} \right) \quad (11)$$

qui représente la demi-largeur homogène γ_{ab} de la transition multipliée par $\frac{1 + \sqrt{1 + \chi}}{2}$, terme qui traduit l'effet de saturation (cf. figure 3b).

2. L'ABSORPTION SATURÉE, MOYEN D'ÉTUDE DES EFFETS DES COLLISIONS.

Ce calcul élémentaire permet de bien comprendre l'avantage essentiel de la spectroscopie d'absorption saturée : l'affranchissement de l'effet Doppler et l'obtention directe du profil homogène de la raie.

A pression et saturation très faibles, l'effet des collisions est négligeable et le profil homogène de la raie se réduit au profil naturel. Il est lorentzien :

$$\alpha(\Omega) \propto \frac{1}{\Omega^2 + \gamma_{ab}^2} \quad (12)$$

$$\text{où } 2\gamma_{ab} = (\gamma_a + \gamma_b) \quad (13)$$

est la largeur naturelle de la raie.

Les collisions de l'atome absorbeur avec les atomes perturbateurs modifient ce profil. L'étude de celui-ci par absorption saturée permet donc de mieux comprendre les phénomènes de collisions mis en cause.

Au cours d'une première approche, deux mécanismes différents de collisions sont à distinguer : les collisions déphasantes et les collisions thermalisantes [47] .

Collisions déphasantes.

Au cours de ce processus de collision, les niveaux d'énergie a et b sont déplacés puis retournent à leur position initiale. Si l'atome se trouve dans une superposition des états $|a\rangle$ et $|b\rangle$, $|\phi\rangle = A |a\rangle + B |b\rangle$; ce type de collisions ne modifie pas les

populations des niveaux. Il change seulement la phase relative de A et B .

Le profil homogène de la raie reste lorentzien mais se trouve déplacé et élargi :

$$\alpha(\Omega) \propto \frac{1}{(\Omega + \Delta)^2 + \gamma_{ab}^2} \quad (14)$$

où Δ représente le déplacement en pulsation du centre de la raie et

$$2\gamma_{ab} = (\gamma_a + \gamma_b) + \delta\gamma \quad (15)$$

où $\delta\gamma$ est appelé élargissement homogène de la raie.

L'absorption saturée permet l'étude de ces déplacements et de ces élargissements en fonction de la pression. Une étude du mécanisme des collisions déphasantes est ainsi possible (cf. par exemple [33][34]).

Collisions thermalisantes *

Ce sont des processus de collisions où seule la vitesse des atomes est modifiée. Si la distribution de vitesse des atomes a été perturbée (par exemple par un faisceau laser saturant), ces collisions tendent à rétablir la distribution d'équilibre thermodynamique. C'est la raison pour laquelle nous les appelons thermalisantes.

* Ces deux processus (déphasant et thermalisant) laissent l'atome après la collision dans le même état d'énergie interne que celui dans lequel il était avant la collision. Ce sont donc tous deux des collisions élastiques.

Nous savons que le phénomène d'absorption saturée n'intéresse qu'une seule "classe" d'atomes de vitesse longitudinale v_z donnée, il est donc très sensible à ces collisions qui modifient la répartition des atomes en fonction de v_z .

Ainsi ces collisions provoquent une déformation et un élargissement du profil d'absorption saturée en superposant au profil homogène lorentzien (14) un fond plus large.

Deux types de méthodes ont été utilisées dans ce domaine. La première utilise des faisceaux laser continus et conduit à l'étude de l'effet de ces collisions sur le profil de la raie. La seconde utilise des faisceaux laser en impulsion permettant d'introduire un retard variable entre l'impulsion saturante et l'impulsion sonde, ce qui conduit à une étude dynamique de la disparition de la saturation en raison principalement des collisions thermalisantes.

Nous allons citer des travaux importants correspondant à ces deux types de méthodes.

a) Etude des effets des collisions thermalisantes par absorption saturée en continu.

- P. W. Smith et T. W. Hänsch [35] ont réalisé des expériences d'absorption saturée sur la raie à 6328 \AA du néon. Les faisceaux sonde et saturant sont issus d'un laser à néon fonctionnant en continu sur cette même raie. Le profil du signal d'absorption saturée est calculé à partir des équations de populations du type (4) en y ajoutant des termes tenant

compte des collisions thermalisantes avec l'hypothèse des collisions fortes. Dans le modèle des collisions fortes on suppose qu'en moyenne les atomes perturbés par le faisceau saturant suivent à nouveau la distribution maxwellienne d'équilibre thermique après une collision. Le signal d'absorption saturée ainsi calculé est constitué d'une courbe lorentzienne classique superposée à un fond gaussien dû aux collisions thermalisantes. Dans ce modèle, ce fond gaussien a la largeur Doppler de la raie.

Les résultats expérimentaux à différentes pressions confirment ce modèle dans le cas où le milieu absorbant contient uniquement du néon. En ajoutant de l'hélium, les résultats obtenus sont en moins bon accord avec le calcul, ce qui confirme que le modèle des collisions fortes n'est plus tout à fait valable dans ce cas. Cette différence justifie la nécessité de la mise au point d'un autre modèle de collisions où la thermalisation se réalise après plusieurs collisions (collisions faibles).

Dans les deux cas leur expérience montre que l'importance du fond gaussien croît avec la pression. D'autre part, ils ont trouvé une variation linéaire avec la pression de la largeur de la partie lorentzienne du profil, aussi bien avec le néon seul qu'en présence d'hélium.

- Ph. Cahuzac, O. Robaux et R. Vetter [34] ont réalisé une expérience analogue sur la raie à $3,51 \mu\text{m}$ du xénon. Faisant aussi l'hypothèse des collisions fortes, ils ont analysé avec une bonne précision les profils obtenus comme la somme d'une lorentzienne et d'une gaussienne ayant la largeur Doppler de la raie.

Les résultats montrent aussi que l'importance du fond gaussien dû aux collisions thermalisantes croît avec la pression.

En fonction de la pression de xénon, ils ont trouvé une variation linéaire de la largeur de la lorentzienne aux pressions supérieures à 50 mTorr et, aux pressions inférieures, la présence manifeste d'une non linéarité.

b) Etude des effets des collisions thermalisantes par absorption saturée en impulsions.

- T. W. Hänsch, I. S. Shahin et A. L. Shawlow [36] ont étudié les raies D du sodium ($D_1, \lambda = 5896 \text{ \AA}$; $D_2, \lambda = 5890 \text{ \AA}$). Le faisceau saturant et le faisceau sonde sont issus d'un même laser à colorant fonctionnant en impulsions ; ils se propagent en sens inverse dans la cellule d'absorption. Une ligne à retard optique permet de retarder l'impulsion sonde par rapport à l'impulsion saturante. Le retard varie entre 0 et 300 ns tandis que la résolution temporelle due à la durée de l'impulsion laser elle-même est environ de 30 ns. Dans l'enregistrement du profil du signal, ils ont observé, en fonction du retard, non seulement un affaiblissement, mais aussi un élargissement du signal dû aux collisions thermalisantes. La largeur des raies étudiées croît avec le retard et tend vers une limite correspondant à l'équilibre thermique, c'est-à-dire vers la largeur Doppler.

- Au cours d'une autre expérience réalisée avec le même montage, I. S. Shahin et T. W. Hänsch [37] ont montré de manière plus précise comment varie la largeur de cette raie en fonction du retard entre

l'impulsion saturante et l'impulsion sonde. Ici les impulsions ont une durée de 44 ns et le retard varie de 0 à 180 ns. Deux séries d'expériences ont été réalisées, les unes avec du sodium pur à très faible pression, les autres en présence d'hélium. En sodium pur, la largeur de la raie est indépendante du retard. Au contraire, les collisions thermalisantes entre les atomes de sodium et ceux d'hélium font que le retour à l'équilibre thermique se traduit par un élargissement du profil d'absorption saturée qui croît en même temps que le retard.

3. PRINCIPE DE L'EXPERIENCE DES "ECHOS".

L'expérience qui est le sujet de ce travail est une expérience d'absorption saturée en impulsions qui permet l'étude des effets des collisions thermalisantes.

La raie étudiée est la raie à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ du baryum I reliant les niveaux $6s6p \ ^1P_1$ et $6s5d \ ^1D_2$ (figure 4). Le niveau $6s6p \ ^1P_1$ est résonnant ; il est connecté au fondamental par une raie intense à $\lambda = 0,55 \mu\text{m}$. Le niveau $6s5d \ ^1D_2$ est métastable.

La durée de vie radiative du niveau supérieur résonnant a est très courte $\tau_a = 8,4 \text{ ns}$ [48][71], tandis que la durée de vie du niveau métastable b, limitée pratiquement par des phénomènes de collisions est longue. Nous l'avons évaluée à l'aide d'une expérience complémentaire (cf. III.4.a.β et Annexe IV) : $\tau_b \simeq 30 \mu\text{s}$.

BARYUM I

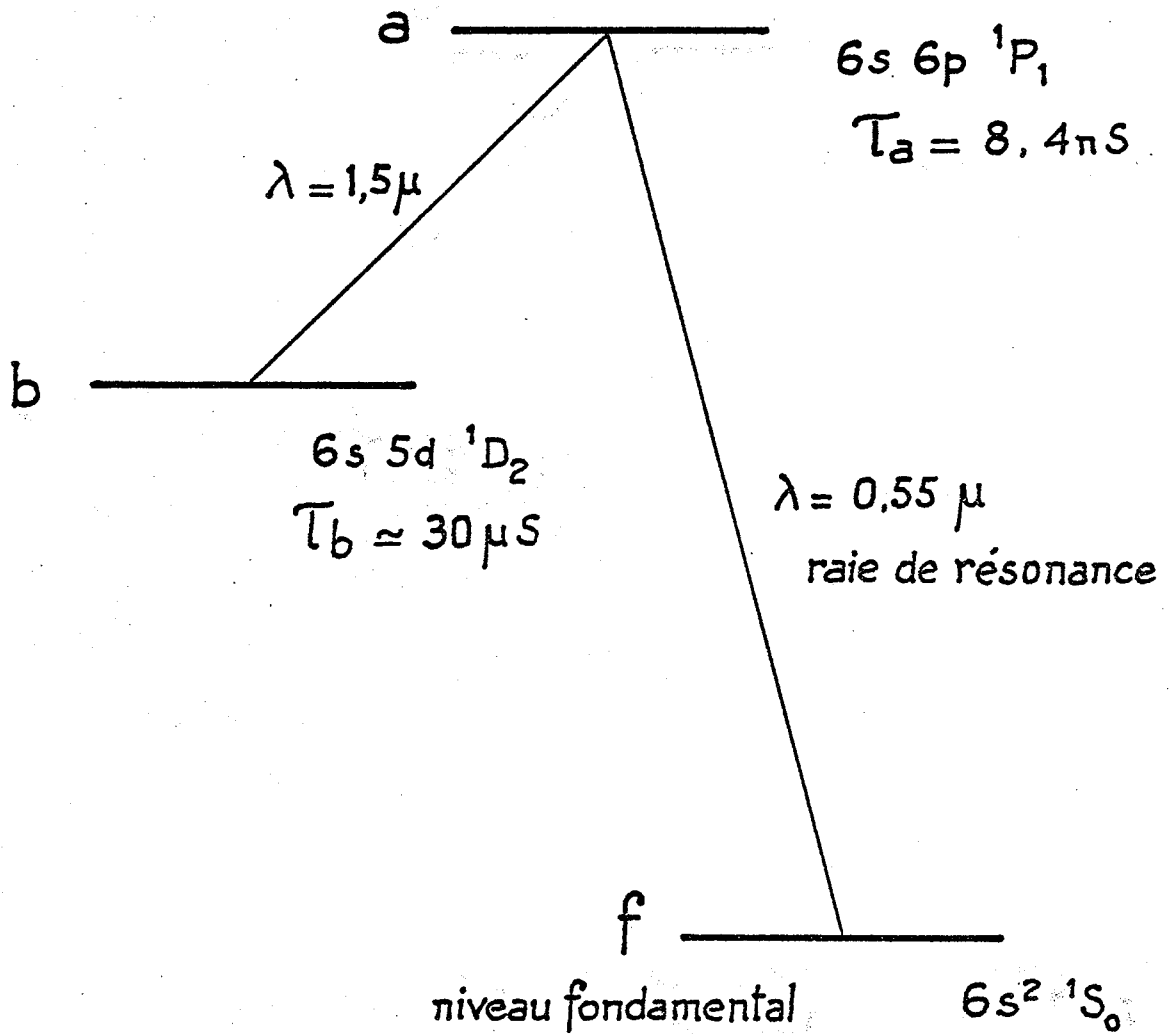


Figure 4

Dans ces conditions si la distribution de vitesse de la différence de populations $n_b(v_z) - n_a(v_z)$ est perturbée, la perturbation dans la population $n_a(v_z)$, dont on peut penser qu'elle évolue avec une constante de temps de l'ordre de τ_a , disparaît rapidement, tandis que la perturbation de la population $n_b(v_z)$ du niveau métastable évolue plus lentement. C'est le premier avantage de cette transition : a priori il semble raisonnable de supposer que l'étude de l'évolution d'une perturbation dans $n_b(v_z) - n_a(v_z)$ se ramène à l'étude de l'évolution de la population du seul niveau métastable. Par ailleurs, la situation d'une telle raie est favorable à l'obtention de l'effet laser en impulsions [38][49]. Une décharge électrique peuple rapidement le niveau résonnant alors que le niveau métastable se peuple plus lentement. L'inversion de population réalisée permet l'obtention de l'effet laser. En se produisant, cet effet peuple le niveau inférieur métastable. L'inversion de population est pratiquement détruite. Une nouvelle décharge électrique ne pourra la rétablir qu'après le dépeuplement du niveau métastable par collisions. C'est une autre raison du choix de cette transition.

Dans notre montage, l'impulsion issue d'un laser à vapeur de baryum monomode traverse une cellule d'absorption contenant la vapeur du même corps et y réalise la saturation de la transition étudiée. Dans la cellule, les niveaux du baryum sont peuplés par une décharge électrique continue. Le résultat de l'impulsion laser est un trou étroit creusé dans le profil de la différence de populations en fonction de la vitesse longitudinale v_z : $n_b(v_z) - n_a(v_z)$.

Comme nous venons de le décrire, on peut prévoir que la perturbation du niveau résonnant disparaît rapidement et que le trou creusé dans la différence de populations est alors sensiblement celui creusé dans la population du niveau métastable. Dans la cellule d'absorption, les collisions thermalisantes entre les atomes de baryum dans l'état métastable et des atomes perturbateurs contribuent à rapprocher la distribution perturbée de la distribution d'équilibre thermique en comblant ce trou étroit au profit d'un fond large.

Cette évolution de la perturbation se traduit par la diminution de l'amplitude du trou, c'est-à-dire par la diminution de la saturation.

Nous mettons en évidence cette diminution à l'aide d'impulsions sondes retardées ou "échos" fournis par une ligne à retard optique. Ces échos permettent d'établir point par point l'évolution au cours du temps du coefficient d'absorption $\alpha(t)$ qui croît de la valeur saturée $\alpha(0)$ pour se rapprocher de la valeur non saturée α_0 .

De cette courbe d'évolution de $\alpha(t)$ sous l'action des collisions thermalisantes, nous pouvons espérer déduire une constante de temps caractéristique du phénomène et, en particulier, τ_c , temps moyen entre deux collisions. Les collisions thermalisantes étaient le sujet principal de notre travail, aussi avons-nous cherché à étudier les collisions entre atomes de masse voisins puisqu'a priori ce sont les plus efficaces pour rétablir l'équilibre thermique. Ainsi, dans un premier type de cellule, la vapeur de baryum à faible pression est mélangée à un gaz rare à plus forte pression (krypton ou xénon) et les collisions

thermalisantes étudiées sont celles entre les atomes de baryum à l'état métastable et les atomes de krypton ou de xénon à l'état fondamental. Dans un second type de cellule, la vapeur de baryum est pure à plus forte pression. Dans ces conditions, les collisions thermalisantes sont celles entre les atomes de baryum à l'état métastable et les atomes de baryum à l'état fondamental.

Remarquons que l'évolution de $\alpha(t)$ sous l'effet de ces collisions ne peut être mise en évidence que si le temps caractéristique de cette évolution (de l'ordre de τ_c) est grand devant τ_a et petit devant τ_b :

$$\tau_a \ll \tau_c \ll \tau_b \quad . \quad (16)$$

Dans cette situation, les collisions thermalisantes agissent, alors qu'on peut penser que la perturbation dans le niveau résonnant a presque complètement disparu, tandis que celle du niveau métastable n'évolue plus que sous l'action de ces collisions. Si on évalue τ_c par un calcul élémentaire de théorie cinétique (cf. III.5.a), on voit, qu'à des pressions voisines de 0,5 Torr d'atomes perturbateurs envisagés (Kr, Xe ou Ba), la condition (16) est réalisée. C'est dans ce domaine de pression que nous avons entrepris nos mesures.

CHAPITRE II

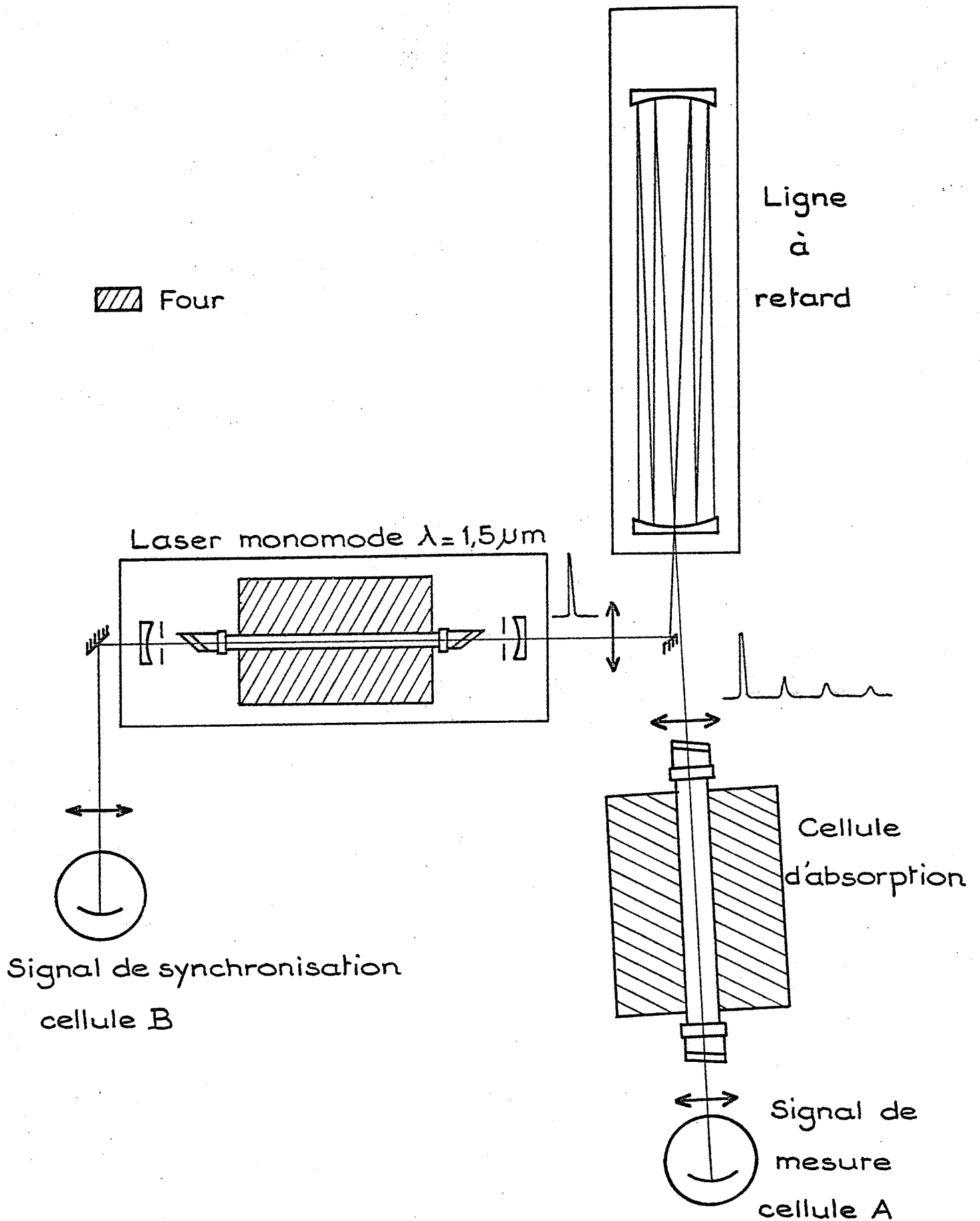
Dispositif expérimental et technique d'enregistrement.

Un premier montage a permis à Ph. Cahuzac et J. Brochard [38][39] de montrer qualitativement l'évolution de $\alpha(t)$ et de réaliser des mesures préliminaires de temps de collisions thermalisantes baryum - gaz rare.

Nous avons perfectionné le dispositif en améliorant la détection. Des mesures plus précises et plus systématiques ont pu être entreprises. D'autre part, nous avons réalisé une nouvelle cellule d'absorption permettant l'étude des collisions baryum-baryum. Nous commençons par décrire la partie optique du dispositif. Elle comprend 3 éléments principaux (figure 5) :

- le laser fonctionnant en impulsions sur la raie à $\lambda = 1,5 \mu$;
- la ligne à retard qui procure les impulsions sonde ;
- la cellule d'absorption.

Nous décrivons ensuite le système de détection. Enfin nous expliquons la technique d'enregistrement et nous montrons les courbes expérimentales représentant l'évolution de $\alpha(t)$.



.Fig.5.

1. DISPOSITIF OPTIQUE.

a) Laser.

C'est un laser à vapeur de baryum fonctionnant en impulsions sur la raie étudiée. La longueur de la cavité est $l = 60$ cm. Elle résulte d'un compromis entre la nécessité d'une longueur importante pour obtenir une puissance suffisante d'une part, et, d'autre part, la recherche d'un intervalle entre modes voisin de la largeur Doppler de la raie afin d'obtenir une oscillation sur un seul mode longitudinal.

Ici l'intervalle entre modes est $\Delta\nu = \frac{c}{2l} = 250$ MHz et la largeur Doppler à mi-hauteur est 366 MHz. Dans ces conditions, il est possible d'obtenir une oscillation monomode sur une grande partie du profil d'émission du laser comme l'a montré une analyse au Fabry-Perot [38].

Les deux miroirs sont sphériques, de rayon de courbure 60 cm. Ainsi, la configuration est confocale. Ils sont recouverts de couches multidiélectriques donnant un pouvoir réflecteur maximal à $1,5 \mu\text{m}$. Le miroir avant a un pouvoir réflecteur de 30%. C'est à travers lui que sont prélevées les impulsions qui saturent et sondent le système atomique.

Le miroir arrière a un pouvoir réflecteur d'environ 95%. On prélève à travers lui une faible partie de l'énergie destinée à synchroniser la détection. Ce miroir est monté sur une capsule pneumatique permettant de le déplacer le long de l'axe de la cavité.

La monture du laser est réalisée en invar pour diminuer l'influence des variations thermiques. Le tube est en alumine en raison de la

forte réactivité du baryum. Son diamètre est de 5 mm et il est fermé par des fenêtres à l'incidence de Brewster portées par des embouts en verre. La liaison entre le verre et l'alumine est réalisée par un système de joints toriques refroidis par une circulation d'eau.

Pour obtenir le baryum sous forme de vapeur, la partie centrale du tube est chauffée par un four électrique réglé. Une double paroi, refroidie par une circulation d'eau, donne une bonne stabilité thermique.

La température nécessaire à l'effet laser est typiquement de 640°C. La pression de vapeur de baryum est alors d'environ 10^{-2} Torr.

En plus du baryum, on introduit dans le tube un gaz rare, le plus souvent du néon, sous une pression de quelques dizaines de Torr. Son rôle est double :

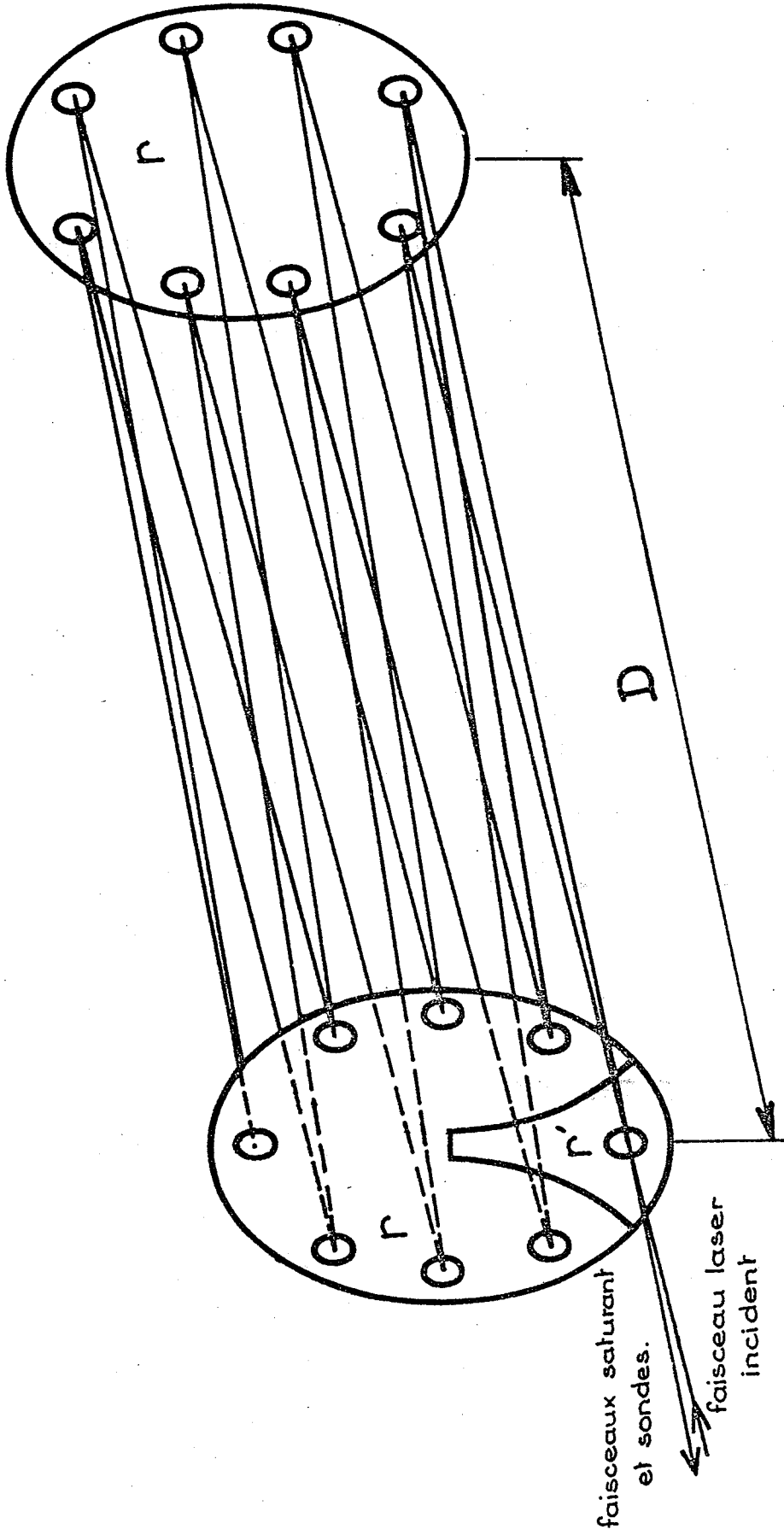
- il facilite le passage de la décharge électrique,
- il empêche une diffusion trop rapide du baryum vers les extrémités froides en verre.

Deux électrodes annulaires sont utilisées pour faire passer la décharge. Celle-ci est réalisée en impulsions à l'aide d'un circuit RC. Un thyatron assure sa régularité. La fréquence de répétition des impulsions est ajustable ; typiquement nous la fixons à 200 Hz. La haute tension est d'environ 2 kV et le courant moyen de quelques mA. Les impulsions laser obtenues ont une durée de 20 ns et la stabilité en intensité d'une impulsion à l'autre est inférieure à 5%.

b) Ligne à retard.

Elle a été réalisée par Ph. Cahuzac [38][50] et dérive d'un montage proposé par D. R. Herriott et H. J. Schulte [51]. Elle est constituée d'un ensemble de deux miroirs sphériques entre lesquels on établit un grand nombre de réflexions intermédiaires (figure 6). Pour des miroirs sphériques de rayon de courbure R donné, on montre qu'il existe des valeurs discrètes de la distance D entre miroirs telles que tout rayon incident pénétrant dans le système se retrouve confondu avec lui-même après $2N$ réflexions. Les 2 miroirs sont couverts de couches multidiélectriques donnant un pouvoir réflecteur $r > 99\%$ à $\lambda = 1,5\mu\text{m}$. Le miroir d'entrée possède un petit secteur dont le pouvoir de réflexion $r' = 70\%$, sur lequel est dirigé le faisceau issu du laser. La majeure partie de l'impulsion laser s'y réfléchit directement pour se diriger vers la cellule d'absorption : c'est l'impulsion saturante. La partie transmise dans la ligne est réfléchiée $2N-1$ fois et parcourt N aller-retour avant d'arriver en sens inverse sur le secteur d'entrée. La partie transmise hors de la ligne suit le même chemin que l'impulsion saturante et constitue la première impulsion sonde ou "écho" dont le retard par rapport à l'impulsion saturante est $\Delta t = \frac{2ND}{c}$. La partie réfléchiée recommence le jeu d'aller et retour dans la ligne et procure un nouvel "écho" à $2\Delta t$, etc... .

Après la saturation du milieu atomique au temps $t=0$, on obtient ainsi une série d'impulsions sondes ou "échos" au temps $t=\Delta t$, $t=2\Delta t$, ... , $t=p\Delta t$,



Ligne à retard .Fig.6-

La monture de la ligne est en invar pour limiter les conséquences des fluctuations thermiques. La position du miroir arrière est réglable et permet d'ajuster la longueur de la ligne à la valeur D recherchée.

Nous avons utilisé le plus souvent des miroirs de rayon de courbure $R = 5,34$ m et les deux configurations suivantes de la ligne :

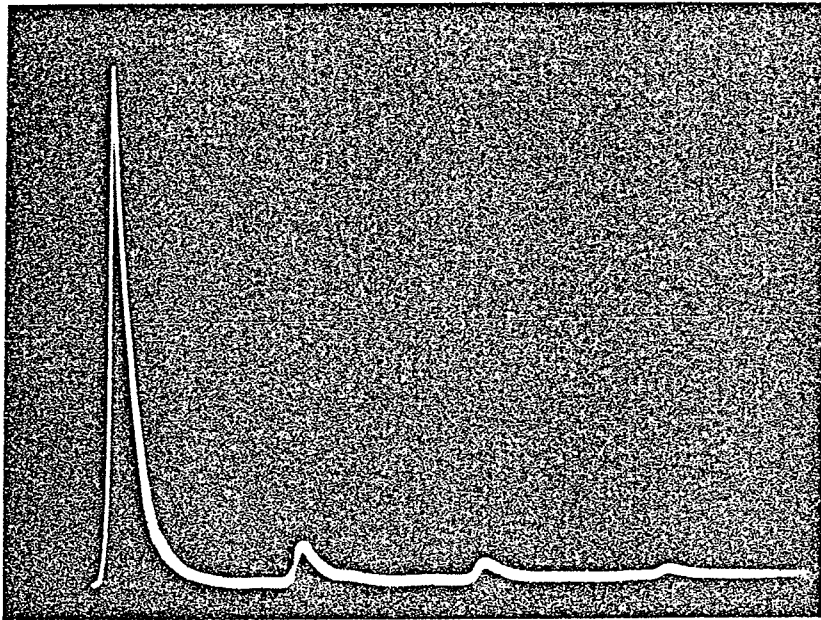
$$D = 3,02 \text{ m} \quad N = 14 \quad \Delta t_1 = \frac{2ND}{c} = 282 \text{ ns}$$

$$D = 2,96 \text{ m} \quad n = 17 \quad \Delta t_2 = \frac{2ND}{c} = 335 \text{ ns} .$$

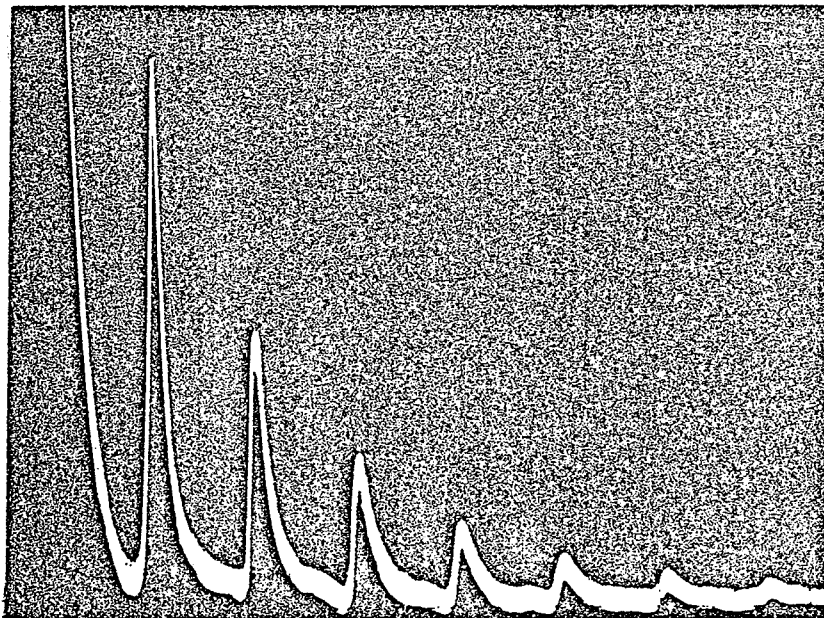
Les retards Δt obtenus avec ces configurations permettent d'obtenir un écart favorable entre les points de la courbe d'évolution de $\alpha(t)$ compte tenu des valeurs de τ_c que laisse prévoir la théorie cinétique (cf. III.5.a).

Les intensités relatives de l'impulsion saturante (I_0) et des échos successifs (I_p) dépendent du pouvoir réflecteur des miroirs et du secteur d'entrée. La figure 7 montre l'aspect des signaux obtenus dans deux configurations différentes.

Pour chaque longueur de la ligne, en raison du rapport signal sur bruit, nous n'avons utilisé que les 3 premiers échos ($p = 1, 2, 3$). Les valeurs de $\frac{I_p}{I_0}$ sont les suivantes :



(a) L'impulsion saturante et les 3 premiers échos.
 $D = 3,08 \text{ m.}$ $N = 17$ $\Delta t = 349 \text{ ns}$



(b) Les 7 premiers échos.
 $D = 3,02 \text{ m.}$ $N = 14$ $\Delta t = 282 \text{ ns}$

R = 5,34 m	I_1/I_0	I_2/I_0	I_3/I_0
D = 3,02 m N = 14 $\Delta t_1 = 282$ ns	0,11	0,056	0,027
D = 2,96 m N = 17 $\Delta t_2 = 335$ ns	0,12	0,056	0,027

Tableau 1

Le grandissement optique de la ligne est 1. On remarque ainsi le grand avantage de cette ligne à retard car l'impulsion saturante et les impulsions sonde ont même fréquence, même direction, même sens et même structure spatiale. Dans ces conditions la perturbation est sondée exactement à l'endroit même où elle a été créée dans le profil de répartition des vitesses.

c) Cellule d'absorption.

Deux types de cellule ont été réalisés. Le premier possède un four conventionnel et permet l'étude des collisions baryum/gaz rare. Le second possède un four "heat-pipe" pour l'étude des collisions baryum/baryum.

α) Cellule à four conventionnel

Elle est analogue au tube à décharge du laser. Seules ses dimensions sont différentes. Le diamètre est de 1 cm et la longueur

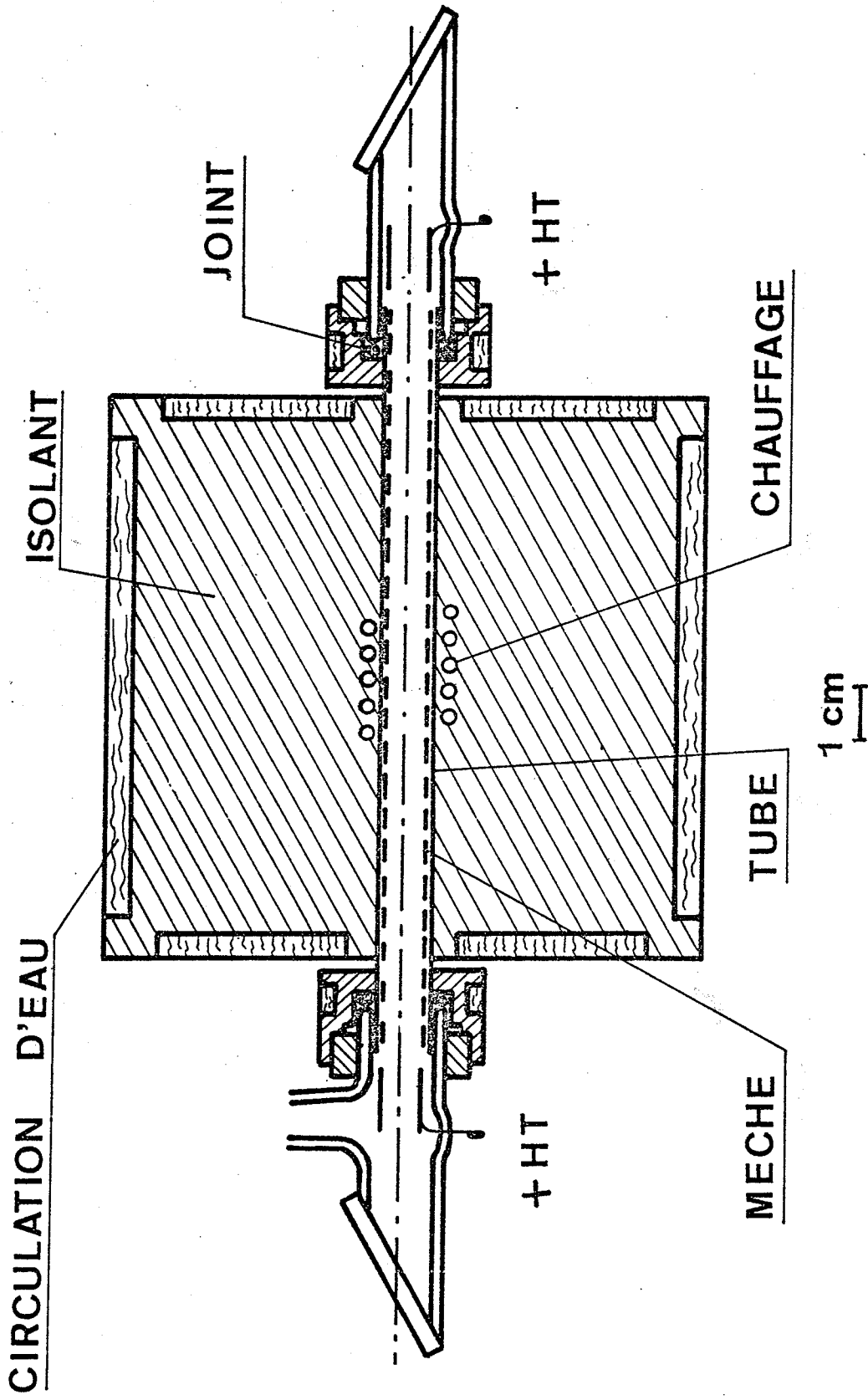
active $l = 30$ cm. Elle contient un mélange de vapeur de baryum et d'un gaz rare (krypton ou xénon). Le peuplement des niveaux atomiques du baryum est obtenu par une décharge électrique continue. La tension appliquée est d'environ 2 kV. Le courant est ajusté (quelques dizaines de mA) pour obtenir une absorption suffisante des impulsions.

β) Cellule à four "heat-pipe".

Pour étudier les collisions thermalisantes entre les atomes de baryum à l'état métastable et les atomes de baryum à l'état fondamental, nous avons réalisé un four du type "heat-pipe" où la vapeur de baryum est pure au centre du tube. Le principe de fonctionnement du four "heat-pipe" [52][53] est le suivant : c'est un tube chauffé dans sa partie centrale et contenant une mèche métallique. Un morceau de métal dont on cherche à obtenir la vapeur est placé en son centre. On introduit initialement un gaz rare dans le tube. En chauffant la partie centrale, le métal fond puis se vaporise. Il se condense ensuite sur les extrémités froides du tube puis à l'état liquide, par capillarité dans la mèche, il est ramené vers le centre où il est à nouveau vaporisé.

Il se forme ainsi au centre du tube une zone où existe seule la vapeur métallique qui repousse le gaz rare vers les extrémités. La pression de vapeur métallique dans la zone centrale est égale à la pression du gaz rare qui l'entoure.

Pour fonctionner en "heat-pipe", il faut chauffer suffisamment pour que la pression de vapeur saturante du métal soit au moins égale à la pression initiale du gaz rare. Une fois ces conditions atteintes,



CELLULE D'ABSORPTION A FOUR "HEAT PIPE" - Fig. 8-

un accroissement de la puissance de chauffe ne modifie presque plus ni la température, ni la pression de la colonne de vapeur, mais accroît sa longueur.

Cette colonne présente une très bonne homogénéité en température dont la valeur est bien connue par la courbe pression température de l'équilibre liquide vapeur du métal.

Les caractéristiques du four que nous avons réalisé sont les suivantes (figure 8) : le tube, d'un diamètre de 1 cm et d'une longueur de 10 cm, est en acier inoxydable. Son épaisseur est de 0,2 mm. Cette faible épaisseur est nécessaire pour que l'homogénéité en température soit réalisée par la circulation du métal et non par conduction dans le tube. La mèche est également en acier inoxydable, métal que le baryum "mouille" bien. Les extrémités froides du tube sont identiques à celles du laser et de la cellule à four conventionnel. La vapeur est excitée par une décharge continue. Le tube est mis à la masse et les deux électrodes annulaires sont reliées au pôle positif de l'alimentation. La longueur active de la cellule est d'environ 2 cm. Avec ce four, nous avons pu faire varier la pression de vapeur de baryum de 0,3 Torr à 1,5 Torr avec des températures de 780°C à 880°C .

Au cours d'une expérience annexe, nous avons utilisé ce four "heat-pipe" pour réaliser un laser monomode sur la raie à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$. On trouve l'exposé de ce travail dans un article [54] joint en annexe I .

2. DETECTION (figure 9).

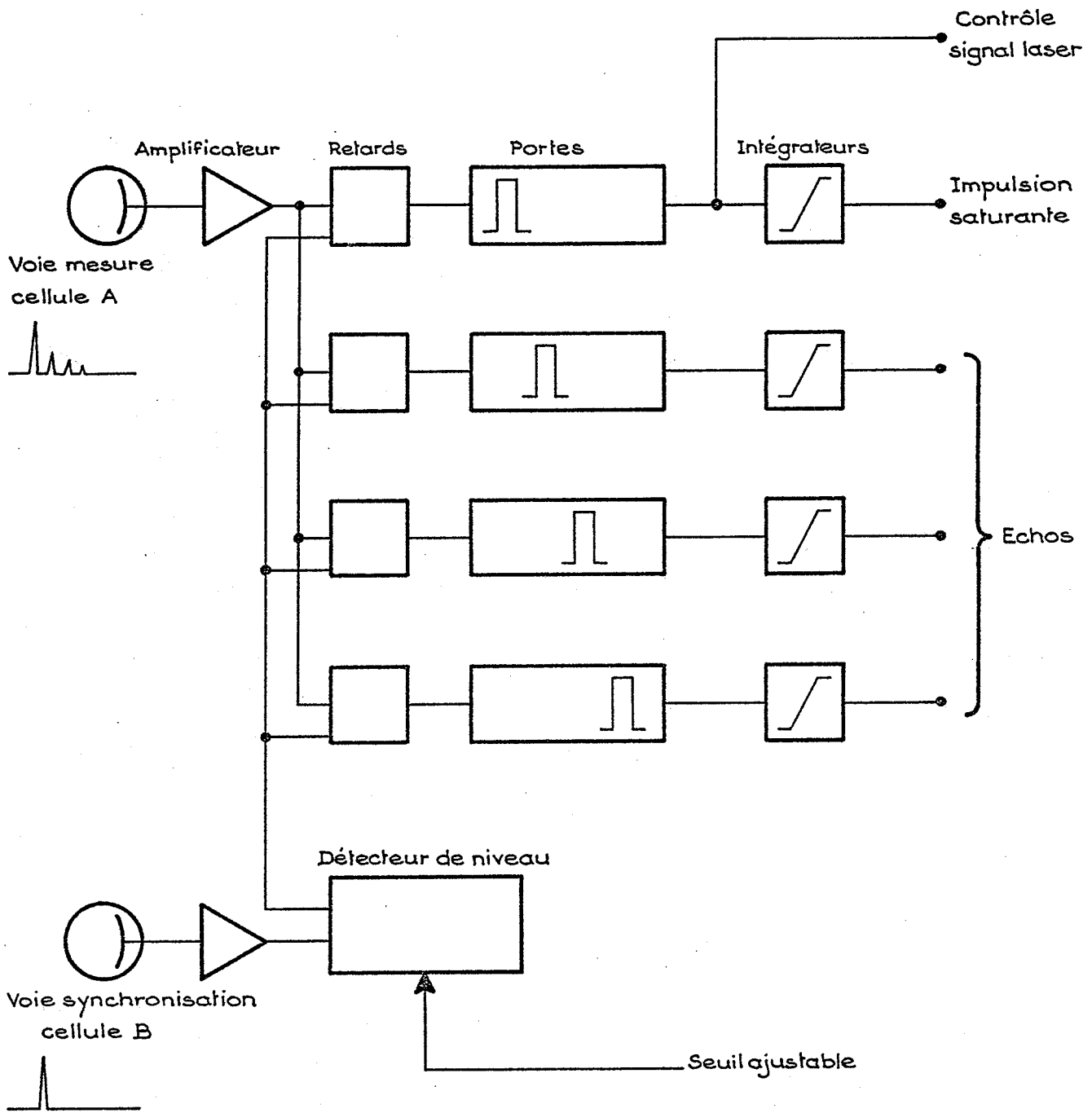
Elle comprend les cellules de détection et le dispositif électronique de traitement des signaux qu'elles délivrent.

- Les cellules de détection sont du type germanium-or photorésistives ; elles sont refroidies à l'azote liquide. Elles possèdent une bonne sensibilité à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ et ont un temps de montée de l'ordre de 2 ns. Cette rapidité est indispensable dans une expérience en impulsions de durée de quelques dizaines de ns.

- La détection électronique est à portes centrées sur l'impulsion saturante et les trois premiers échos. On évite ainsi de recueillir le bruit entre deux impulsions, ce qui améliore très sensiblement le rapport signal sur bruit.

Voie synchronisation :

Il n'est pas possible de commander l'ouverture des portes à partir du signal de déclenchement de l'impulsion laser. Cette impulsion se produit en effet avec un retard aléatoire de l'ordre d'une centaine de ns par rapport au signal de déclenchement. Il est donc nécessaire de commander les portes à partir de l'impulsion laser elle-même dont une partie est prélevée par le miroir arrière (cf. figure 5) puis détectée par une cellule germanium-or (cellule B). Après amplification du signal un détecteur de niveau à seuil ajustable fournit l'impulsion de synchronisation qui sert de référence au déclenchement des portes.



-Fig.9-

Voie mesure.

Après la traversée de la cellule d'absorption, les impulsions sont détectées par une cellule germanium-or (cellule A). La chaîne de détection comporte un amplificateur rapide puis quatre canaux correspondants à l'impulsion saturante et aux trois premiers échos utilisés.

Chaque canal comprend une porte. Elle est centrée sur l'impulsion correspondante à l'aide d'un retard réglable par rapport à l'impulsion de synchronisation. Sa largeur est ajustable : compte tenu de la durée des impulsions (20 ns environ) nous l'avons fixé à 10 ns .

Le système électronique de cette détection comporte des liaisons alternatives. Traiter des impulsions positives conduit ce système à délivrer pendant environ 1 μ s un signal négatif. C'est le phénomène de l'overshoot . C'est l'"overshoot" dû à la plus intense des impulsions, c'est-à-dire l'impulsion saturante, que nous avons cherché à corriger. Une fois l'intensité de l'impulsion saturante fixée, un dispositif permet de compenser sur chaque porte ce signal négatif parasite et de retrouver un zéro convenable. Cette correction se fait à la fin du traitement du signal.

A chaque impulsion laser on détecte ainsi quasi-simultanément l'impulsion saturante et les trois premiers "échos" correspondants. A chaque fois c'est donc une mesure complète qui est réalisée. Ce procédé réduit beaucoup l'influence des fluctuations d'intensité des impulsions laser. On contribue à réduire encore cette influence en utilisant sur chaque canal un intégrateur. Les impulsions laser sont répétées à une

fréquence d'environ 200 Hz et, à chaque fois, sur chaque canal, les différentes impulsions sont intégrées.

Après intégration, les signaux correspondant à l'impulsion saturante et aux 3 "échos" sont envoyés sur les 4 voies d'un enregistreur. Une cinquième voie correspond à un signal prélevé avant intégration sur le canal de l'impulsion saturante : il permet de contrôler les fluctuations rapides des impulsions laser. Eventuellement nous l'utilisons aussi pour enregistrer le profil d'émission du laser pendant le déplacement continu du miroir arrière.

A condition d'atténuer suffisamment l'intensité des faisceaux devant les cellules germanium-or, la linéarité de cette détection est bonne.

Des parasites électriques dus au déclenchement du thyatron nous ont longtemps créé des difficultés. Nous y avons remédié par un blindage complet de l'ensemble de détection.

3. TECHNIQUE D'ENREGISTREMENT ET COURBES EXPERIMENTALES.

a) Technique d'enregistrement.

Nous commençons par régler la ligne à retard à la longueur choisie. Comme tout le réglage de cette expérience qui utilise des faisceaux infra-rouges, cette opération est délicate et nécessite de nombreux alignements avec des faisceaux laser visibles.

Nous ajustons ensuite à la valeur voulue la pression de gaz perturbateur dans la cellule d'absorption.

Puis, nous fixons la fréquence du laser grâce au déplacement pneumatique du miroir arrière. Nous nous sommes toujours placé au centre du profil d'émission ($\omega = \omega_0$) car le "Lamb dip" du profil est un excellent repère en fréquence à cet endroit.

Les conditions de pression sont différentes dans le tube à décharge du laser et dans la cellule d'absorption. L'existence d'un décalage entre le centre du profil d'émission et le centre du profil d'absorption de la raie est ainsi possible. Au cours d'une expérience annexe, nous avons enregistré le profil d'absorption de la raie et nous avons montré que son centre est distant d'environ 30 MHz du "Lamb dip". Ce décalage est faible devant la largeur Doppler (366 MHz) et nous l'avons négligé.

Toute dérive en fréquence du laser dans le profil d'émission se traduit par une variation de l'intensité émise. Ainsi la cinquième voie d'enregistrement permet de contrôler tout au long de l'expérience que le laser ne dérive pas et reste bien au centre du profil.

On règle ensuite la largeur et la position des portes électroniques sur les impulsions : au sommet des impulsions sonde et, pour des raisons physiques expliquées par la suite, sur le front de descente de l'impulsion saturante.

En plaçant des atténuateurs entre la cellule d'absorption et le détecteur, on ramène le signal de l'impulsion saturante sur la voie mesure à un niveau suffisant pour obtenir une bonne linéarité.

L'enregistrement proprement dit peut alors commencer : il s'agit d'enregistrer l'absorption sur l'impulsion saturante et sur les 3 "échos".

On mesure donc l'intensité de ces 4 impulsions dans deux situations :

- La cellule d'absorption n'étant pas excitée. Il n'y a pas d'absorption et on mesure les intensités détectées S_0 , S_1 , S_2 , S_3 de l'impulsion saturante et des 3 échos ;
- La cellule d'absorption étant excitée par une décharge continue, les niveaux atomiques du baryum sont peuplés et on mesure les intensités détectées après absorption S'_0 , S'_1 , S'_2 , S'_3 .

En pratique, il faut enregistrer les zéros sur les voies correspondant aux échos en obturant la ligne à retard. En effet, les dispositifs qui permettent de comparer l'"overshut" ne le font que partiellement et, d'autre part, cet "overshut" présente des variations dus aux fluctuations des impulsions laser.

Ces zéros sont enregistrés dans les deux situations :

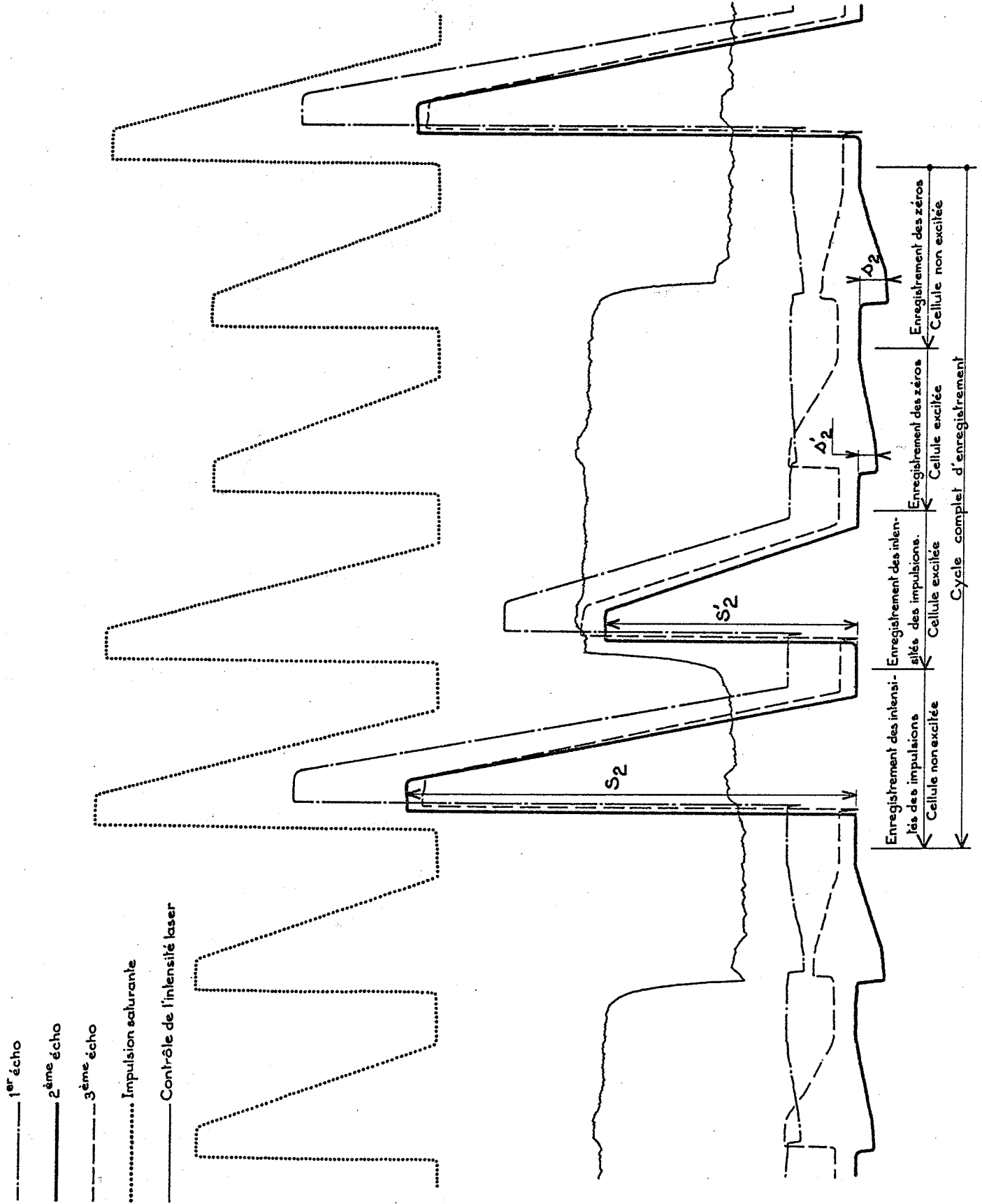
cellule d'absorption non excitée s_1 , s_2 , s_3

cellule excitée s'_1 , s'_2 , s'_3

puisque dans les deux situations les intensités de l'impulsion saturante détectée sont différentes ; il en est donc de même pour les "overshut".

Le cycle d'enregistrement est donc le suivant :

- 1 - Obturation de la ligne à retard.
- 2 - Enregistrement des zéros, la cellule d'absorption n'étant pas excitée : s_1 , s_2 , s_3 .



-Enregistrement des signaux - Fig.10-

3 - Allumage de l'excitation de la cellule d'absorption.

4 - Enregistrement des zéros, la cellule étant excitée :

$$s'_1, s'_2, s'_3 .$$

5 - Arrêt de l'obturation de la ligne à retard.

6 - Enregistrement des intensités des quatre impulsions, la cellule

$$\text{étant excitée : } S'_0, S'_1, S'_2, S'_3 .$$

7 - Arrêt de l'excitation de la cellule.

8 - Enregistrement des intensités des quatre impulsions, la cellule

$$\text{n'étant pas excitée : } S_0, S_1, S_2, S_3 .$$

Chaque période d'enregistrement dure le temps d'intégration qui est d'environ 4 s.

La figure 10* montre un exemple d'enregistrement suivant cette méthode avec les paliers d'intégration et les valeurs des différents signaux.

L'expression des coefficients d'absorption linéaire est alors :

$$\left(\frac{\Delta I}{I}\right) (0) = \frac{S_0 - S'_0}{S_0}$$

$$\left(\frac{\Delta I}{I}\right) = \frac{(S_i - s_i) - (S'_i - s'_i)}{S_i - s_i} \quad i = 1, 2, 3$$

où I représente l'intensité incidente et ΔI l'intensité absorbée dans la cellule.

* Les signaux montrés sur la figure 10 sont enregistrés avec des sensibilités différentes et ne sont pas comparables.

Pour atténuer encore les effets des fluctuations en intensité du laser, pour chaque valeur de la pression dans la cellule et chaque longueur de la ligne à retard, nous avons enregistré $n = 10$ cycles et réalisé la moyenne des $\frac{\Delta I}{I}$ sur ces n cycles. Nous notons cette moyenne $\overline{\left(\frac{\Delta I}{I}\right)}$.

Mesure du coefficient d'absorption non saturée.

On a vu au chapitre I que l'évolution de $\alpha(t)$ n'a de sens que comparée au coefficient d'absorption non saturé au même endroit du profil. Pour chaque valeur de la pression de gaz perturbateur nous mesurons ce coefficient.

La technique de cette mesure est tout à fait semblable à celle de la mesure des coefficients d'absorption saturée.

On mesure l'absorption sur l'impulsion saturante dont l'intensité est réduite avant la cellule d'absorption par des atténuateurs de plus en plus puissants. Nous utilisons quatre atténuateurs successifs dont le dernier laisse passer environ 1% du flux initial.

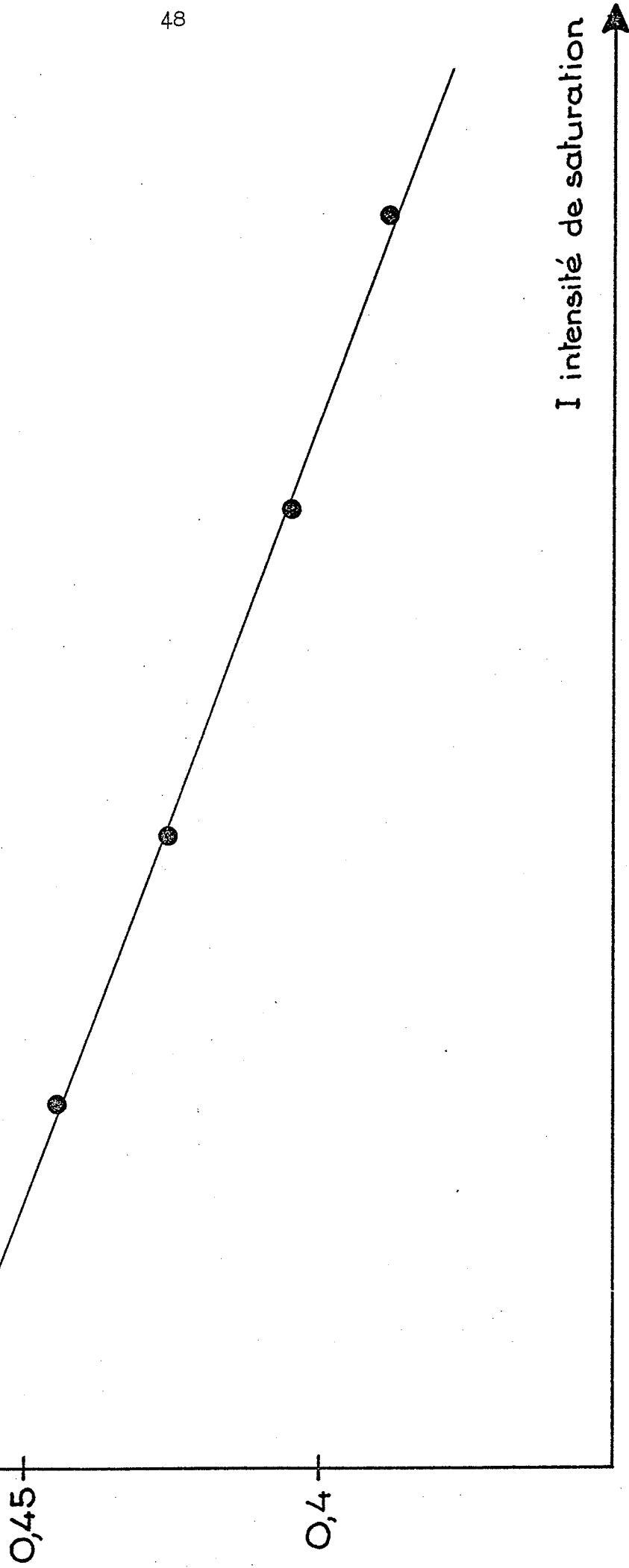
La figure 11 montre les $\frac{\Delta I}{I}$ obtenus en fonction de l'intensité I traversant la cellule.

Par extrapolation linéaire, nous déterminons ainsi le coefficient d'absorption linéaire en flux infiniment faible : $\left(\frac{\Delta I}{I}\right)_0$. Cette technique a l'avantage de mesurer le coefficient d'absorption non saturée à l'endroit même où passe le faisceau saturant.

0,5 $\Delta \frac{I}{I}$ Détermination du coefficient d'absorption non saturé
par extrapolation linéaire.

$$\left(\frac{\Delta I}{I}\right)_0 = 0,467$$

Pression de xénon : 0,19 Torr



I intensité de saturation

Unités arbitraires.

- Fig. 11 -

À ce stade, nous connaissons quatre points de la courbe d'évolution du coefficient d'absorption sous l'effet des collisions thermalisantes : l'absorption sur l'impulsion saturante et l'absorption sur chacun des 3 échos. Nous connaissons aussi la valeur du coefficient d'absorption non saturée.

Pour préciser la définition de cette courbe, il nous a semblé que d'autres points étaient nécessaires. Aussi, pour chaque valeur de la pression de gaz perturbateur, nous avons utilisé un second réglage de ligne à retard donnant un retard différent entre échos. Nous obtenons ainsi le coefficient d'absorption sur 3 échos ayant des retards différents des 3 premiers par rapport à l'impulsion saturante $(\frac{\Delta I}{I})_i$ $i = 1', 2', 3'$. Finalement la courbe est définie par $1 + 3 + 3 = 7$ points.

Le réglage de la ligne à retard à sa nouvelle longueur est soigneusement contrôlé à l'aide de diaphragmes placés avant et après la cellule d'absorption. Nous sommes ainsi certains que les trajets des faisceaux à travers la cellule d'absorption sont identiques dans les deux configurations de la ligne.

b) Courbes expérimentales.

Il faut d'abord calculer le véritable coefficient d'absorption α tel que $(I - \Delta I) = I e^{-\alpha \ell}$ où ℓ est la longueur active de la cellule d'absorption.

On en déduit :

$$\alpha(0)\ell = \text{Log} \left[1 - \left(\frac{\overline{\Delta I}}{I} \right)_{(0)} \right]$$

$$\alpha_i \ell = \text{Log} \left[1 - \left(\frac{\overline{\Delta I}}{I} \right)_i \right] \quad i = 1, 1', 2, 2', 3, 3' .$$

De même pour le coefficient d'absorption non saturée :

$$\alpha_0 \ell = \text{Log} \left[1 - \left(\frac{\Delta I}{I} \right)_0 \right] .$$

Il est alors possible de placer les 7 points de la courbe

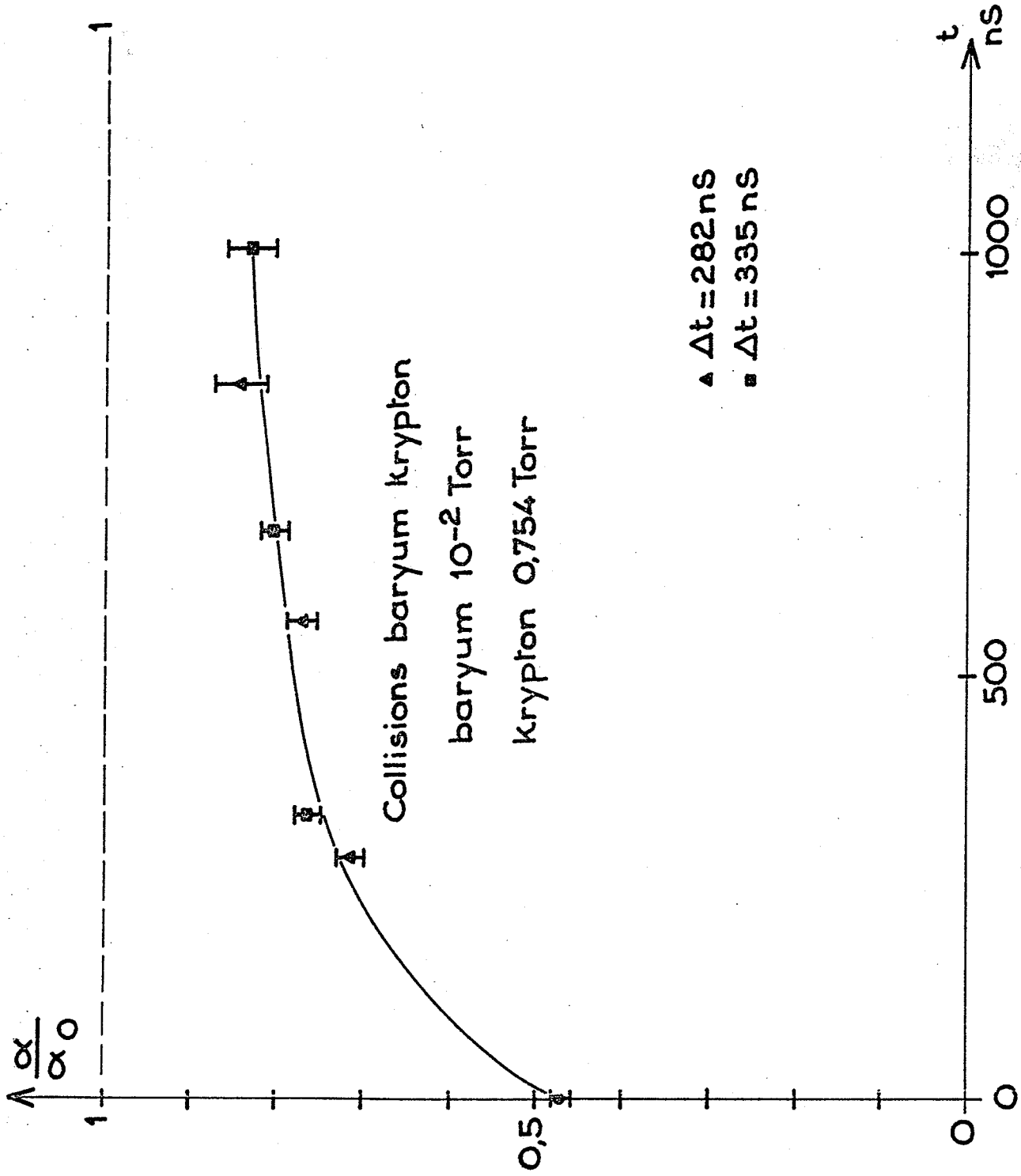
$$\frac{\alpha(t) \ell}{\alpha_0 \ell} = \frac{\alpha(t)}{\alpha_0} .$$

Erreurs.

Les fluctuations obtenues d'un cycle à l'autre donnent une bonne idée de l'erreur sur les coefficients d'absorption linéaire. En prenant comme erreur l'écart maximal sur les n cycles par rapport à la moyenne et en divisant par \sqrt{n} pour tenir compte de cette moyenne, on trouve une erreur relative d'environ 1,5% pour l'impulsion saturante et les 2 premiers échos. Le rapport signal sur bruit est moins bon pour le 3ème écho et cette erreur devient 2,5%.

Pour le calcul de l'erreur sur $\frac{\alpha(t)}{\alpha_0}$ nous ne tenons pas compte de l'erreur sur le coefficient d'absorption non saturé puisque α_0 intervient de la même façon sur tous les points de la courbe et que ce sont les variations qui nous intéressent. Dans ces conditions, un calcul élémentaire d'incertitude montre que l'erreur relative sur $\frac{\alpha(t)}{\alpha_0}$ est d'environ 2% pour l'impulsion saturante et les deux premiers échos. On trouve 3,5% pour le 3ème écho.

La figure 12 montre un exemple de courbe expérimentale $\frac{\alpha(t)}{\alpha_0}$. On y remarque comme prévu l'évolution du coefficient d'absorption qui croît d'une valeur saturée pour se rapprocher de la valeur non saturée.



-Fig.12-

La différence nettement visible entre la limite de $\frac{\alpha(t)}{\alpha_0}$ et 1 qui représente la valeur non saturée s'explique de la manière suivante : l'impulsion saturante crée un trou étroit dans la répartition de vitesse de la différence de populations. Les collisions thermalisantes affaiblissent l'amplitude de ce trou au profit d'un fond large. Ce fond correspond à un manque d'atomes sur le niveau métastable qui explique cette saturation résiduelle une fois que les collisions thermalisantes ont agi (ici 1 μ s après la saturation initiale).

La valeur non saturée ne sera atteinte qu'avec le retour complet à l'équilibre du niveau métastable. La constante de temps de ce retour est la durée de vie du niveau dans la décharge : $\tau_b \approx 30 \mu$ s . On voit que l'asymptote $\frac{\alpha(t)}{\alpha_0} = 1$ sera atteinte bien au-delà des durées affichées sur la figure 12. Il y a thermalisation de la distribution de vitesse (constante de temps τ_c) avant la thermalisation de l'ensemble de la population (constante de temps τ_b).

CHAPITRE III

Dépouillement et résultats.

Pour interpréter quantitativement les courbes expérimentales obtenues, nous devons établir une expression de $\alpha(t)$ qui permette de déduire dans chaque cas les temps de collisions élastiques τ_c cherchés.

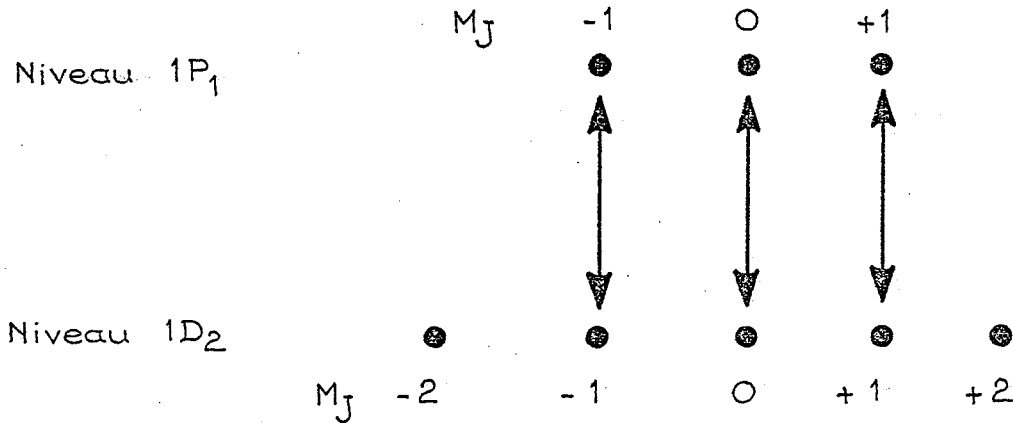
On voit la nécessité de la mise au point d'un modèle théorique d'interprétation avant le dépouillement. Les valeurs de τ_c obtenues et leur comparaison avec celles de la théorie cinétique permettront alors de juger la validité de ce modèle.

Au Chapitre I, nous avons vu qu'a priori le système physique choisi paraît bien adapté à l'étude du retour à l'équilibre, sous l'action des collisions thermalisantes, d'une distribution de vitesse perturbée. Néanmoins ce système est complexe et son étude nécessite la prise en compte de nombreux phénomènes :

Après un modèle élémentaire d'interprétation, nous montrons comment tenir compte du fonctionnement en impulsions. Nous examinons ensuite le rôle de l'emprisonnement de radiation et, après un dépouillement où nous analysons les effets de phénomènes secondaires, nous proposons les valeurs de τ_c obtenues dans ce modèle.

1. MODELE ELEMENTAIRE D'INTERPRETATION.

Nous étudions une transition entre deux niveaux dégénérés en l'absence de champ magnétique. Pour analyser ce système, nous utilisons une source laser dont la lumière est polarisée rectilignement*. En prenant l'axe de quantification du système atomique parallèle à cette direction de polarisation, les seules transitions permises sont celles où $\Delta M_J = 0$.



-Fig.13-

Pendant la durée du phénomène étudié, les seules collisions à prendre en compte ont lieu avec des atomes perturbateurs et nous pouvons supposer que ces sous-niveaux ne sont pas couplés par collisions.

* Cette polarisation est imposée par la présence de fenêtres à incidence de Brewster dans la cavité.

L'interaction a donc lieu entre des couples indépendants de sous-niveaux et l'interaction résultante n'est que l'addition de ces 3 interactions partielles.

Nous pouvons donc traiter ce problème dans sa généralité en étudiant un système à 2 niveaux non dégénérés.

La première hypothèse de ce modèle est que l'impulsion saturante crée dans la distribution de vitesse des populations une perturbation dont la forme est proche de celle créée par un faisceau continu.

En utilisant les mêmes hypothèses qu'au Chapitre I, et avec les mêmes notations, on obtient les expressions suivantes :

niveau résonnant 1P_1 :

$$n_a(v_z) = \frac{\lambda_a(v_z)}{\gamma_a} + \Delta n_{ba0}(v_z) \frac{\chi \gamma_{ab}^2}{\gamma_{ab}^2 (1 + \chi) + (\Omega + kv_z)^2}, \quad (17a)$$

niveau métastable 1D_2 :

$$n_b(v_z) = \frac{\lambda_b(v_z)}{\gamma_b} - \Delta n_{ba0}(v_z) \frac{\chi \gamma_{ab}^2}{\gamma_{ab}^2 (1 + \chi) + (\Omega + kv_z)^2}. \quad (17b)$$

On voit que le trou étroit creusé dans la population d'équilibre du niveau métastable est ici un trou lorentzien dont la largeur et la profondeur sont caractérisés par le coefficient de saturation χ défini par (7). Les constantes d'évolution du système (τ_a, τ_b) ne sont pas négligeables devant la durée θ de l'impulsion saturante ($\theta \approx 20$ ns). Assimiler l'effet d'une telle impulsion à celui d'un régime continu est a priori une approximation grossière ; néanmoins, au paragraphe 2 de ce

chapitre, des calculs plus complets montrent que le trou creusé est assez bien approché par un trou lorentzien caractérisé par un coefficient de saturation effectif χ_{eff} .

Une fois cette saturation interrompue, nous cherchons l'évolution des populations sous l'action des collisions thermalisantes. Remarquons que pour établir les expressions (17) des populations, nous avons négligé tout phénomène de collisions thermalisantes pendant la courte durée de l'impulsion.

Dans le calcul, pour tenir compte de ces collisions, on introduit généralement ce qu'on appelle le noyau de la collision : $K(v'_z, v_z)$. $K(v'_z, v_z) dv_z$ représente la probabilité par unité de temps pour qu'un atome de vitesse v'_z prenne la vitesse v_z à dv_z près sous l'effet d'une collision thermalisante.

L'évolution des populations est alors décrite par une équation de Boltzmann avec, pour chaque niveau, un noyau $K_i(v'_z, v_z)$ $i = a, b$.

$$\dot{n}_i(v_z, t) = \lambda_i(v_z) + \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} K_i(v'_z, v_z) n_i(v'_z) dv'_z}_I - n_i(v_z) \left[\gamma_i + \underbrace{\int_{-\infty}^{+\infty} K_i(v_z, v'_z) dv'_z}_{II} \right]$$

(18)

I représente l'apport d'atomes de vitesse v_z par collisions thermalisantes

et II traduit la fuite des atomes de vitesse v_z vers d'autres vitesses sous l'effet de ces collisions.

Le noyau généralement employé pour représenter l'action des collisions thermalisantes est le suivant (cf. [55] à [59]) :

$$K(v'_z, v_z) = \frac{\Gamma}{\sqrt{\pi(1-\alpha^2) u_0^2}} e^{-\frac{(v_z - \alpha v'_z)^2}{(1-\alpha^2) u_0^2}} \quad (19)$$

$\tau = \frac{1}{\Gamma}$ est le temps moyen entre deux collisions,

$u_0 = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$ m : masse de la particule soumise aux atomes perturbateurs de masse M .

$0 \leq \alpha < 1$ α est appelé force de la collision.

Si la population a une distribution initiale gaussienne avec ce noyau, l'intégrale I (population après un choc) représente une distribution gaussienne plus proche de la distribution d'équilibre thermique.

Lorsque α est proche de 1, le noyau semble bien représenter les collisions où la masse des atomes perturbateurs est faible devant celle de l'atome émetteur ($\frac{m}{M} \gg 1$) [57] ou bien les collisions qui font intervenir la partie à grande portée du potentiel d'interaction de ces particules : on les appelle "collisions faibles". $K(v'_z, v_z)$ représente alors une distribution gaussienne en v_z , mais moins large que la distribution d'équilibre thermique. Cette distribution est centrée sur la vitesse $\alpha v'_z$: les "collisions faibles" gardent la mémoire de la vitesse v'_z avant le choc.

Lorsque α est voisin de 0, ou même $\alpha = 0$, l'expérience montre [34][35][43] que $K(v'_z, v_z)$ représente assez bien les collisions entre

atomes de masses voisines ($\frac{m}{M} \sim 1$) ou bien les collisions où la masse de l'atome perturbateur est grande devant celle de l'atome émetteur ($\frac{m}{M} \ll 1$) [57], ou enfin les collisions qui font intervenir la partie répulsive, c'est-à-dire à courte portée du potentiel d'interaction.

Pour $\alpha = 0$, les collisions sont appelées "collisions fortes"

$$\text{et } K(v'_z, v_z) = \frac{\Gamma}{\sqrt{\pi} u_0} e^{-\left(\frac{v_z}{u_0}\right)^2} = \Gamma f(v_z) \quad . \quad (20)$$

Dans ce cas, quelle que soit la distribution initiale des vitesses, on obtient après un seul choc la distribution gaussienne d'équilibre thermique.

Dans notre expérience, les atomes mis en jeu dans les phénomènes de collisions ont des masses très voisines ($\frac{m_{\text{Kr}}}{m_{\text{Ba}}} = 0,61$, $\frac{m_{\text{Xe}}}{m_{\text{Ba}}} = 0,96$) ou identiques (baryum-baryum). Nous avons donc choisi d'interpréter nos résultats dans le modèle des "collisions fortes". Dans le cas des collisions baryum-baryum un autre phénomène peut éventuellement intervenir : le transfert de métastabilité. Dans une collision avec transfert de métastabilité, l'atome qui est dans l'état fondamental 1S_0 se retrouve dans l'état métastable 1D_2 et inversement. Ces atomes sont indiscernables et ce type de collisions ne se distingue pas des autres collisions thermalisantes. La vitesse de l'atome dans l'état métastable après le choc est indépendante de la vitesse de l'atome dans l'état métastable avant le choc puisqu'en réalité ce sont deux atomes différents. Le noyau de collisions qui représente le mieux cette indépendance

est le noyau de "collisions fortes". Ainsi, dans le cas des collisions baryum-baryum, il existe des raisons supplémentaires pour choisir l'hypothèse des "collisions fortes".

Dans une expérience d'absorption saturée, les seuls atomes perturbés puis analysés sont ceux dont la vitesse longitudinale est voisine d'une certaine vitesse v_{Oz} ($v_{Oz} = 0$ dans notre expérience). Le problème est donc anisotrope. Nous proposons en Annexe II un calcul de théorie cinétique qui tient compte de cette anisotropie et qui justifie encore l'hypothèse des "collisions fortes" dans ce cas.

Avec le noyau de ce modèle (équation (20)), les équations d'évolution des populations (18) deviennent :

$$\dot{n}_i(v_z, t) = \lambda_i(v_z) + \Gamma_i f(v_z) \int_{-\infty}^{+\infty} n_i(v'_z, t) dv'_z - (\gamma_i + \Gamma_i) n_i(v_z, t)$$

$i = a, b .$ (21)

Supposons la saturation brutalement interrompue à $t = 0$, il s'agit de résoudre (21) avec, comme conditions initiales, les expressions des populations en régime "continu" de saturation (équation (17)). Introduisons la population totale du niveau i :

$$N_i(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} n_i(v'_z, t) dv'_z$$

(22)

et intégrons (21) sur l'ensemble des vitesses v_z . On obtient l'équation différentielle en N_i qui traduit l'évolution de la population

totale :

$$\dot{N}_i(t) + \gamma_i N_i(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \lambda_i(v_z) dv_z = \Lambda_i$$

dont la solution est :

$$N_i(t) = \frac{\Lambda_i}{\gamma_i} + (N_i(0) - \frac{\Lambda_i}{\gamma_i}) e^{-\gamma_i t}$$

En faisant l'hypothèse que la largeur Doppler de la raie est grande devant la largeur homogène augmentée des effets de saturation, $f(v_z)$ peut être considéré comme constant devant la variation des autres termes et l'intégration pour obtenir $N_i(0)$ à partir des conditions initiales (17) est facile. Cette hypothèse est réalisée à faible saturation et faible pression pour la raie à $\lambda = 1,5 \mu$ du barium : largeur naturelle 19 MHz, largeur Doppler à mi-hauteur 366 MHz .

Ainsi

$$N_i(t) = \frac{\Lambda_i}{\gamma_i} + \varepsilon_i \left(\frac{\Lambda_b}{\gamma_b} - \frac{\Lambda_a}{\gamma_a} \right) \frac{\chi \gamma_{ab} \sqrt{\pi}}{\omega_d \sqrt{1+\chi}} e^{-\gamma_i t}$$

$$\begin{cases} \varepsilon_a = +1 \\ \varepsilon_b = -1 \end{cases}$$

ω_d est la demi-largeur Doppler à $\frac{1}{e}$ du maximum.

En remplaçant dans (21) $\int_{-\infty}^{+\infty} n_i(v'_z, t) dv'_z$ par la solution obtenue pour $N_i(t)$, on obtient une équation différentielle parfaitement intégrable. La solution est la suivante pour le niveau métastable *:

$$n_b(v_z, t) = \underbrace{\frac{\lambda_b(v_z)}{\gamma_b}}_I - e^{-\gamma_b t} \left[\underbrace{\Delta n_{ba_0}(v_z) \frac{\chi \gamma_{ab}^2}{\gamma_{ab}^2 (1+\chi) + (kv_z)^2}}_{II} e^{-\Gamma_b t} + \underbrace{\Delta n_{ba_0}(v_z) \frac{\chi \sqrt{\pi} \gamma_{ab}}{\sqrt{1+\chi} \omega_d}}_{III} (1 - e^{-\Gamma_b t}) \right] \quad (23)$$

* Nous avons posé $\Omega = 0$ ce qui correspond à nos conditions expérimentales (cf. II.3).

Le terme I représente la population d'équilibre du niveau métastable dans la décharge en l'absence de toute perturbation. Le terme entre crochets montre que le trou lorentzien (terme II) disparaît avec la constante de temps du phénomène de collisions $\tau_c = \frac{1}{\Gamma_b}$ au profit d'un fond gaussien (terme III) ; l'ensemble disparaît avec, comme constante de temps, la durée de vie du métastable $\tau_b = \frac{1}{\gamma_b}$. Les calculs de théorie cinétique (cf. III.5.a) nous laissent en effet supposer que $\Gamma_b \gg \gamma_b$.

Remarquons que, dans le modèle des "collisions fortes", les collisions thermalisantes n'élargissent pas le trou lorentzien en un trou plus large, mais le comblent au profit d'un fond gaussien dont la largeur est celle de la distribution d'équilibre thermique $\Delta n_{ba_0}(v_z)$.

L'expression obtenue pour le niveau résonnant est analogue à (23) et le terme entre crochets disparaît avec la durée de vie du niveau résonnant $\tau_a = \frac{1}{\gamma_a} = 8,4 \text{ ns}$. Celle-ci est suffisamment courte devant les constantes de temps des autres phénomènes ($\tau_c = \frac{1}{\Gamma_b}$ de l'ordre de 500 ns, $\tau_b = \frac{1}{\gamma_b} \approx 30 \mu\text{s}$) pour que l'on puisse négliger l'expression entre crochets. Dans ces conditions :

$$n_a(v_z, t) = \frac{\lambda_a(v_z)}{\gamma_a} \quad (24)$$

Nous connaissons maintenant $\Delta n_{ba}(v_z, t) = n_b(v_z, t) - n_a(v_z, t)$ et nous pouvons en déduire comme au I.1 le coefficient d'absorption au centre du profil d'un faisceau sonde de très faible intensité :

$$\alpha(t) = \alpha_0 \left\{ 1 - A e^{-\gamma_b t} \left[e^{-\Gamma_b t} + \varepsilon (1 - e^{-\Gamma_b t}) \right] \right\} \quad (25)$$

avec
$$A = \frac{\chi}{1 + \chi + \sqrt{1 + \chi}} \quad (26)$$

et
$$\varepsilon = \frac{\sqrt{\pi} \gamma_{ab}}{\omega_d} (1 + \sqrt{1 + \chi}) \quad (27)$$

On retrouve dans l'expression de $\alpha(t)$ les termes correspondants à ceux de $n_b(v_z, t)$: $e^{-\Gamma_b t}$ traduit la disparition du trou lorentzien au profit du fond gaussien $\varepsilon (1 - e^{-\Gamma_b t})$. L'ensemble évolue comme $e^{-\gamma_b t}$.

Cette expression de $\alpha(t)$ permet déjà une bonne interprétation quantitative des courbes expérimentales : on y voit la décroissance exponentielle de la saturation avec, comme constante de temps, le temps moyen entre deux collisions entre les atomes de baryum à l'état métastable et les atomes perturbateurs $\tau_c = \frac{1}{\Gamma_b}$.

Pour $\tau_c \ll t \ll \tau_b$

$$\alpha(t) = \alpha_0 (1 - A \varepsilon) \quad (28)$$

qui explique clairement l'écart entre l'asymptote apparente à la courbe expérimentale et la limite du coefficient d'absorption non saturée α_0 . On retrouve ainsi que l'origine de cet écart est le fond gaussien dû aux collisions thermalisantes.

2. FONCTIONNEMENT EN IMPULSIONS.

Il est nécessaire d'analyser avec plus de précision la perturbation créée par l'impulsion saturante dans le milieu atomique. En particulier il faut préciser la forme et l'évolution du trou creusé dans la population du niveau métastable et justifier l'hypothèse de notre modèle où ce trou est assimilé au trou lorentzien créé par un régime continu de saturation.

Dans ce but, nous avons d'abord réalisé un calcul où interviennent uniquement les populations des 2 niveaux :

Les équations mises en jeu sont les équations (4) du Chapitre I.1 mais $W_+(v_z)$ dépend maintenant du temps et suit la forme de l'impulsion laser expérimentale. Le système d'équations différentielles obtenu s'intègre numériquement par la méthode de Kutta-Runge [60] et l'Annexe III montre un exemple de résultat. La valeur E_{+c} du champ crête de l'impulsion s'introduit par l'intermédiaire du coefficient de saturation

$$\chi_c = \frac{\mathcal{D}^2 E_{+c}^2}{\hbar^2 \gamma \gamma_{ab}} \quad (\text{cf. (7)}) .$$

Le fonctionnement en impulsions et la détection utilisée rendent difficile la connaissance de la puissance crête de l'impulsion laser. Pour établir la valeur de χ_c qui correspond à nos conditions expérimentales, nous avons comparé d'une part les résultats des calculs de la forme du trou creusé dans les distributions de vitesse et l'absorption qu'on peut en déduire et, d'autre part, l'absorption $\alpha(0)$

observée expérimentalement sur l'impulsion saturante. La porte électronique est sur le front de descente de l'impulsion saturante ; $\alpha(0)$ correspond donc à une absorption à la fin de l'impulsion et c'est à cet instant que doit se faire la comparaison avec le calcul.

Les résultats (cf. Annexe III) montrent que, pour des valeurs de χ_c de plusieurs milliers, on obtient une absorption proche de la valeur expérimentale. Dans ces conditions, ces calculs montrent que la forme du trou (ou du pic) creusé dans les distributions de vitesse après le passage de l'impulsion saturante est approximativement lorentzienne. On peut alors considérer que le passage de cette impulsion est sensiblement équivalent à un régime continu de saturation avec un coefficient de saturation effectif noté χ_{eff} . Ce coefficient se détermine expérimentalement par l'expression suivante :

$$\alpha(0) = \frac{\alpha_0}{\sqrt{1+\chi_{\text{eff}}}} \quad (29)$$

En introduisant des χ_c de plusieurs milliers, on peut penser qu'à de telles intensités du champ, un modèle qui tient compte uniquement des populations n'est plus suffisant et que des effets importants de cohérences atomiques peuvent se produire. Il est ainsi nécessaire de reprendre ce calcul dans le formalisme de la matrice densité. Les équations et quelques résultats de ce second calcul sont dans l'Annexe III. Les résultats sont qualitativement les mêmes que ceux obtenus lors du premier calcul.

Le modèle d'interprétation établi au paragraphe précédent reste ainsi valable à condition de remplacer, dans les conditions initiales et par conséquent dans toutes les autres expressions, χ par χ_{eff} .

Au moment de la mesure de $\alpha(0)$, ces calculs montrent que la perturbation dans le niveau résonnant (1P_1) est déjà négligeable devant celle du niveau métastable (1D_2) (cf. Figure 14). De plus, le trou creusé dans la distribution de vitesse de ce niveau métastable est stationnaire et l'absorption correspondante l'est aussi. C'est assez satisfaisant car cela correspond à l'observation expérimentale : en déplaçant la porte de détection autour de sa position, l'absorption ne varie pratiquement pas.

Ces remarques confirment la validité de nos hypothèses et montrent que l'absorption $\alpha(0)$ sur la fin de l'impulsion saturante est bien décrite par l'expression (29) avec laquelle nous calculons les valeurs de χ_{eff} expérimental. D'autre part, elles montrent la nécessité de la position de la porte sur le front de descente de l'impulsion saturante dans une zone où, en première approximation, la perturbation dans le niveau résonnant est négligeable.

3. RÔLE DE L'EMPRISONNEMENT DE RADIATION.

L'absorption de la raie de résonance du baryum est importante. Un photon résonnant émis par un atome peut ainsi être à nouveau absorbé par un autre atome, puis réémis, etc... un grand nombre de fois avant de sortir de la cellule. Ce phénomène appelé emprisonnement de radiation demande une modification de notre modèle d'interprétation. L'impulsion saturante porte en effet des atomes sur le niveau résonnant 1P_1 . Jusqu'à maintenant nous avons négligé cette population supplémentaire sur ce niveau en raison de sa courte durée de vie. L'emprisonnement de radiation va contribuer à maintenir cette population supplémentaire du niveau résonnant et l'approximation qui consistait à la négliger n'est plus valable. En particulier, cette population maintenue sur le niveau supérieur de la transition crée une saturation supplémentaire et l'absorption des impulsions est plus faible que nous l'avons prévu au paragraphe III.1.

Nous devons déterminer l'importance de ce phénomène dans nos conditions expérimentales et corriger le modèle d'interprétation s'il y a lieu.

a) Limitations de l'emprisonnement de radiation.

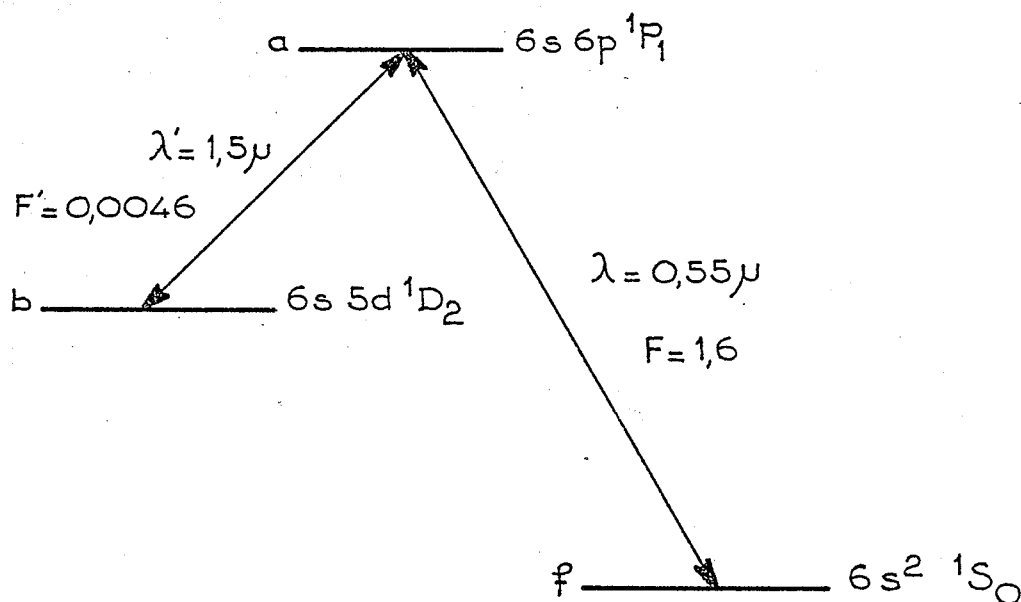
Dans le système étudié, deux phénomènes limitent l'emprisonnement de radiation : la "fuite" des photons vers le niveau métastable et la fuite hors du faisceau d'analyse.

a) Fuite vers le niveau métastable.

Après avoir absorbé un photon résonnant, un atome de baryum peut se désexciter essentiellement de deux manières :

- en réémettant un photon résonnant de longueur d'onde $\lambda = 0,55 \mu\text{m}$.
- en émettant un photon de longueur d'onde $\lambda' = 1,5 \mu\text{m}$. L'atome est alors dans l'état métastable 1D_2 .

Nous ne tenons pas compte des probabilités de transition vers d'autres niveaux. Elles sont négligeables.



-Fig.14.- Force des raies étudiées [62][63][64].

Si A est la probabilité de la transition $^1P_1 \rightarrow ^1S_0$ et A' celle de la transition $^1P_1 \rightarrow ^1D_2$, la fuite vers le niveau métastable s'effectue avec la durée de vie effective $(\tau_a)_1 \approx \frac{A}{A'} \tau_a$ (cf. [61]).

Statistiquement, c'est après $n_1 = \frac{A}{A'}$ cycles d'émission et d'absorption sur la raie de résonance que la désexcitation se produit vers le niveau métastable.

$$n_1 = \frac{A}{A'} = \frac{g_1 S_0}{g_1 D_2} \frac{F}{F'} \left(\frac{\lambda'}{\lambda}\right)^2 \approx 500$$

(F et F' sont les forces des deux raies considérées, cf. figure 14) et la durée de vie effective est $(\tau_a)_1 = n_1 \tau_a \approx 4 \mu s$.

β) Fuite hors du faisceau.

Les photons du centre de la raie de résonance sont les plus facilement absorbés. Ceux des ailes du profil le sont moins et sortent plus facilement du faisceau : ce sont eux qui limitent l'emprisonnement de radiation. La forme du profil d'absorption joue donc un rôle important dans le calcul du comportement moyen d'un photon. Dans deux cas, Holstein [65][66] a calculé le nombre moyen n_2 d'absorptions et d'émissions nécessaires à un photon pour sortir d'un faisceau cylindrique de rayon r et de longueur infinie.

- Avec un profil de raie purement gaussien :

$$n_2 = 0,625 k_0 r \sqrt{\pi \text{Log}(k_0 r)} \quad (30)$$

où k_0 est le coefficient d'absorption au centre du profil :

$$k_0 \approx \frac{\lambda^3 N}{8\pi^{3/2}} \frac{g_a}{g_f} \frac{1}{u_0 \tau_a} \quad (31)$$

N est la densité d'atomes participant à l'absorption, a est le niveau

résonnant, f le niveau fondamental et $u_0 = \sqrt{\frac{2k_B T}{m_{Ba}}}$.

- Avec un profil lorentzien de largeur à mi-hauteur $2\gamma_{af}(p)$ où p est la pression d'atomes perturbateurs :

$$n_2 \approx 0,9 \sqrt{\pi k_p r} \quad (32)$$

$$\text{avec } k_p = \frac{\lambda^2 N}{2\pi} \frac{g_a}{g_f} \frac{\gamma_{af}(p=0)}{\gamma_{af}(p)} \quad (33)$$

b) Application à l'expérience.

Assimilons le faisceau d'analyse à un cylindre de rayon $r = 0,5\text{mm}$ et de longueur infinie et examinons comment se réalise la fuite des photons dans nos conditions expérimentales.

α) Cas baryum-baryum.

La largeur naturelle de la raie de résonance du baryum est $2\gamma_{af}(p=0) \approx 19\text{ MHz}$. N. P. Penkin et L. N. Shabanova [69] ont mesuré l'élargissement par pression de la raie de résonance par le baryum lui-même. Ils trouvent environ 1 085 MHz par Torr. Ainsi $2\gamma_{af}(p_{\text{Ba}} = 0,5\text{ Torr}) \approx 560\text{ MHz}$. La largeur Doppler à mi-hauteur vaut 1 100 MHz.

Dans un tel cas, où les largeurs Doppler et homogène sont comparables, le profil résultant de la raie est assez bien approché par une lorentzienne de largeur à mi-hauteur $2\gamma_{af}(p)$ [70]. Cette approximation est particulièrement bonne dans les ailes du profil dont nous savons qu'ils jouent un rôle prépondérant dans les limitations de l'emprisonnement de radiation.

D'après les formules de Holstein (32) et (33) établies pour un profil lorentzien de raie, on obtient :

$$k_p = 2,2 \cdot 10^7 \times \frac{p_{Ba}}{0,0176 + p_{Ba}} \text{ m}^{-1}$$

où p_{Ba} est la pression de baryum pur en Torr, et

$$n_2(p_{Ba}) \approx 167 \sqrt{\frac{p_{Ba}}{0,0176 + p_{Ba}}} \quad (34)$$

L'expression (34) montre que n_2 varie peu avec la pression de baryum.

Pour $p_{Ba} = 0,5$ Torr, pression expérimentale typique

$$n_2 \approx 164 .$$

Nous en déduisons $(\tau_a)_2$, le temps moyen nécessaire à un photon emprisonné pour sortir du faisceau après n_2 processus d'émission et d'absorption qui, en moyenne, dure chacun τ_a :

$$(\tau_a)_2(p_{Ba}) = n_2(p_{Ba}) \times \tau_a \quad (35)$$

Pour $p_{Ba} = 0,5$ Torr, on trouve $(\tau_a)_2 = 1,38 \mu\text{s}$. Ainsi l'emprisonnement de radiation créé au moment de l'impulsion saturante se manifeste pendant la durée complète de nos mesures puisque le troisième écho se situe environ $1 \mu\text{s}$ après la saturation initiale.

β) Cas baryum-gaz rare.

Les mesures et les calculs d'élargissement par pression de N. P. Penkin et L. N. Shabanova [67][68] conduisent à un élargissement

de la raie de résonance de 12 MHz par Torr de krypton ou de xénon.

Etant donné l'important auto-élargissement de cette raie, il nous faut aussi tenir compte dans ce cas de la faible pression de baryum (10^{-2} Torr environ) qui conduit à un élargissement supplémentaire de 10,8 MHz d'après le paragraphe précédent.

Ainsi $2\gamma_{af}(p_{GR} = 0,5 \text{ Torr}) \approx 19 + 6 + 10,8 = 35,8 \text{ MHz}$. Cette valeur est très inférieure à la largeur Doppler de la raie (1 000 MHz à mi-hauteur). Le centre du profil de la raie est proche d'un profil gaussien. Cependant, dans les ailes du profil, le comportement lorentzien l'emporte rapidement sur le comportement gaussien. Sachant que c'est cette dernière partie du profil de la raie qui contribue essentiellement à limiter l'emprisonnement de radiation, nous avons utilisé à nouveau les expressions (32) et (33) établies pour un profil lorentzien.

Nous trouvons

$$k_p = \frac{2,42 \cdot 10^7}{2,483 + p_{GR}} \text{ m}^{-1}$$

où p_{GR} est la pression de gaz rare perturbateur en Torr.

$$n_2(p_{GR}) \approx \frac{175}{\sqrt{2,483 + p_{GR}}} \quad (36)$$

Pour $p_{GR} = 0,5 \text{ Torr}$, on trouve $n_2 \approx 101$ et $(\tau_a)_2 = n_2 \tau_a \approx 850 \text{ ns}$.

En baryum/gaz rare l'emprisonnement de radiation, bien que moins important qu'en baryum/baryum, se manifeste encore longtemps après la saturation.

γ) Correction proposée pour $\alpha(t)$.

Nous proposons de modifier l'expression théorique (25) de l'évolution de $\alpha(t)$ pour tenir compte quantitativement de l'emprisonnement de radiation.

Au moment du passage de l'impulsion saturante, la population supplémentaire maintenue par emprisonnement de radiation sur le niveau de résonance est créée avec une distribution de vitesse lorentzienne. Au cours de la succession d'émission et d'absorption, le va-et-vient des photons entre les niveaux résonnant et fondamental fait intervenir toutes les classes de vitesse des atomes. Ainsi, au cours de ce va-et-vient, cette distribution lorentzienne s'élargit très rapidement et se transforme en la distribution gaussienne d'équilibre thermique dès la fin du passage de l'impulsion saturante. Dans l'expression de $\alpha(t)$ un fond gaussien supplémentaire s'ajoute à celui dû aux collisions thermalisantes.

L'absorption est mesurée pendant l'ouverture de la porte électronique située sur le front de descente de l'impulsion saturante 40 ns environ après son début (cf. II.3.a). Si l'on considère que le va-et-vient se fait avec la durée de vie du niveau résonnant $\tau_a \approx 8,4$ ns, on voit qu'en moyenne, dès cet instant, un nombre suffisant de va-et-vient ont eu lieu pour que la population supplémentaire soit déjà thermalisée et représentée par un fond gaussien.

La population supplémentaire lorentzienne du niveau résonnant correspond exactement au trou lorentzien créé dans la distribution de

vitesse du niveau métastable. De même, pour $\alpha(t)$, le fond gaussien dû à l'emprisonnement de radiation a initialement la même valeur $A \varepsilon$ (cf. (26) et (27)) que le fond gaussien que les collisions thermalisantes vont créer.

Ce second fond gaussien dû à l'emprisonnement de radiation disparaît de deux façons :

- par fuite vers le niveau métastable avec la constante de temps $(\tau_a)_1$,
- par fuite hors du faisceau avec la constante de temps $(\tau_a)_2$.

Globalement il disparaît donc avec la constante τ'_a :

$$\frac{1}{\tau'_a} = \frac{1}{(\tau_a)_1} + \frac{1}{(\tau_a)_2} \quad (37)$$

Il faut donc rajouter dans l'expression (25) le terme $A \varepsilon e^{-\frac{t}{\tau'_a}}$. (38)

La "fuite" des photons emprisonnés dans le faisceau vers le niveau métastable contribue à augmenter la population de ce niveau. Nous devons aussi en tenir compte dans l'expression de $\alpha(t)$. Le terme correspondant est

$$A \varepsilon \times \frac{\tau'_a}{(\tau_a)_1} \times \frac{g_a}{g_b} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau'_a}} \right) \quad (39)$$

Les poids statistiques $g_a = 3$ et $g_b = 5$ interviennent dans (39) car la "fuite" vers le niveau métastable se fait par émission spontanée et tous les sous-niveaux entrent en jeu.

En tenant compte de l'emprisonnement de radiation ((38) et (39)) l'évolution de $\alpha(t)$ est maintenant décrite par l'expression suivante :

$$\alpha(t) = \alpha_0 \left\{ 1 - A e^{-\frac{t}{\tau_b}} \left[e^{-\frac{t}{\tau_c}} + \varepsilon (1 - e^{-\frac{t}{\tau_c}}) \right] - A \varepsilon e^{-\frac{t}{\tau'_a}} + A \varepsilon \frac{\tau'_a}{(\tau_a)_1} \times \frac{3}{5} (1 - e^{-\frac{t}{\tau'_a}}) \right\} \quad (40)$$

4. DEPOUILLEMENT.

Nous avons effectué deux types de dépouillement. Le premier ne tient pas compte de l'emprisonnement de radiation et permet simplement de caractériser par une constante de temps les courbes expérimentales obtenues de $\alpha(t)$. Le second prend en compte l'emprisonnement de radiation.

Les résultats obtenus avec le premier et leur comparaison avec les valeurs prévues par la théorie cinétique des gaz permettent de juger la nécessité du second dépouillement. Nous verrons dans quelle mesure ce dernier interprète mieux les résultats.

Dans chaque type de dépouillement, l'évaluation du fond gaussien $A \varepsilon$ est nécessaire. Elle permet de situer "l'asymptote" à la courbe d'évolution de $\alpha(t)$ pour $\tau_c \ll t \ll \tau_b$. Nous examinons ensuite l'importance de phénomènes secondaires. Une fois ces évaluations établies, nous montrons comment nous obtenons pratiquement les valeurs de τ_c et avec quelle incertitude elles sont connues.

a) Dépouillement sans emprisonnement de radiation.

α) Evolution du fond gaussien.

D'après les relations (26) et (27) et les remarques du paragraphe III.2 le fond gaussien vaut :

$$A \varepsilon = \frac{\sqrt{\pi} \gamma_{ab}}{\omega_d} \frac{\chi_{\text{eff}}}{\sqrt{1+\chi_{\text{eff}}}} \quad (41)$$

Le calcul de $A \varepsilon$ nécessite donc la connaissance de ω_d , χ_{eff} et γ_{ab} .

α.1) ω_d est la demi-largeur Doppler à $\frac{1}{e}$ du maximum

$$(\omega_d)_{\text{Hz}} = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad (42)$$

Pour la raie à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ du baryum, on obtient :

$$\text{en baryum-gaz rare } (T = 900 \text{ K}) \quad \omega_d = 220 \text{ MHz} \quad ,$$

$$\text{en baryum-baryum } (T \simeq 1 \text{ } 100 \text{ K}) \quad \omega_d \simeq 243 \text{ MHz} \quad .$$

α.2) χ_{eff} est le coefficient de saturation effectif du milieu atomique après le passage de l'impulsion saturante. D'après (29), χ_{eff} se déduit de $\alpha(0)$.

$$\frac{1}{\sqrt{1+\chi_{\text{eff}}}} = \frac{\alpha(0)}{\alpha_0}$$

$$\alpha.3) \quad 2\gamma_{ab} = 2\gamma_{ab}(p=0) + \delta\gamma(p)$$

$$2\gamma_{ab}(p=0) = \frac{1}{\tau_a} + \frac{1}{\tau_b} \simeq 19 \text{ MHz} \quad (\text{cf. I.3})$$

$\delta\gamma(p)$ est l'élargissement homogène de la raie avec une pression p d'atomes perturbateurs. Nous devons l'évaluer dans nos différentes situations expérimentales.

α.3.1) Elargissement par pression de la raie à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ en présence de krypton ou de xénon.

Il n'existe pas de mesures de la constante d'élargissement de cette raie par pression de krypton ou de xénon, aussi l'avons-nous évaluée par le calcul. Nous utilisons le modèle proposé par I. I. Sobel'man [73] et utilisé par L. N. Shabanova [68]. On se place dans l'approximation d'impact et on considère que le potentiel d'interaction entre l'atome de baryum émetteur et l'atome perturbateur A distants de R est un potentiel de Van der Waals :

$$V(R) = - \frac{C_6}{R^6} .$$

Dans ces conditions, on trouve que l'élargissement est linéaire avec la pression p et vaut :

$$\delta\gamma(p) = 8,16 (\bar{v})^{3/5} (C'_6)^{2/5} N(p) \quad (43)$$

où - $N(p)$ est la densité d'atomes perturbateurs à la pression p

- \bar{v} est la vitesse relative moyenne entre les 2 atomes dans le cas de distributions isotropes :

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi} \left(\frac{1}{m_{\text{Ba}}} + \frac{1}{m_A} \right)} \quad (44)$$

$$- C'_6 = \frac{C_6 \text{ sup} - C_6 \text{ inf}}{\pi}$$

où $C_6 \text{ sup}$ (resp. $C_6 \text{ inf}$) est le coefficient du potentiel d'attraction de Van der Waals entre l'atome émetteur dans le niveau supérieur (resp. inférieur) et l'atome perturbateur dans le niveau fondamental.

L. N. Shabanova [68] a confronté ce type de calcul à des résultats expérimentaux obtenus sur les raies de résonance des alcalins. Elle trouve un bon accord pour les atomes perturbateurs lourds comme le krypton ou le xénon utilisés ici.

Ces résultats nous permettent d'utiliser avec une bonne confiance ce modèle pour calculer l'élargissement par pression de la raie à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ du baryum.

En utilisant l'expression de C_6 cité par L. N. Shabanova [68] d'après A. Unsöld [74], on obtient les valeurs suivantes :

atome perturbateur niveaux de Ba I	Kr	Xe
$6s5d \ ^1D_2$	26	43
$6s6p \ ^1P_1$	657 *	1076 *

Tableau 2

$$C_6 \text{ unités : } 10^{-60} \text{ erg cm}^{-6}$$

On en déduit suivant (43) les élargissements par pression (à $T = 900 \text{ K}$) de la raie à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$:

$$\delta\gamma_{\text{Ba/Kr}} \approx 8,4 \text{ MHz/Torr} \quad ,$$

$$\delta\gamma_{\text{Ba/Xe}} \approx 9,4 \text{ MHz/Torr} \quad .$$

* Calculés par L. N. Shabanova [68].

On remarque que ces valeurs sont voisines des élargissements mesurés sur la raie de résonance (cf. III.3.b.α) .

α.3.2) Elargissement par pression de la raie à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ en baryum pur.

En raison de phénomènes de transferts d'excitation résonnants, l'auto-élargissement par pression d'une raie de résonance est généralement très important. Nous avons déjà cité (cf. III.3.b.α.) la valeur expérimentale obtenue par N. P. Penkin et L. N. Shabanova sur la raie de résonance du baryum [69] :

$$\delta\gamma(p) \approx 1\,085 \text{ MHz/Torr} \quad (\lambda = 0,55 \mu\text{m}) \quad .$$

Cette valeur est en bon accord avec les calculs d'élargissements de résonance.

Faisons l'hypothèse que l'on peut reporter l'auto-élargissement par pression de la raie de résonance ($\lambda = 0,55 \mu$) sur la raie à $1,5 \mu\text{m}$. Ces deux raies ont en effet comme niveau supérieur commun le niveau résonnant $6s6p \ ^1P_1$ dont on admet généralement qu'il est le responsable de l'auto-élargissement de résonance [72][73].

On obtient la largeur homogène suivante à 1 Torr de baryum :

$$2\gamma_{\text{ab}}^{\text{Ba/Ba}} (p=1 \text{ Torr}) \approx 19 + 1\,085 \approx 1\,104 \text{ MHz} \quad (\lambda = 1,5 \mu\text{m})$$

tandis que la largeur Doppler est 405 MHz.

Dans cette hypothèse la largeur homogène est donc largement plus grande que la largeur Doppler. L'impulsion saturante agit globalement sur l'ensemble du profil de répartition des vitesses de la population du

niveau métastable. La saturation est très faible et n'est plus modifiée par les collisions thermalisantes. Dans ce cas le coefficient d'absorption évolue avec, comme constante de temps, la durée de vie τ_b du niveau métastable et les retards utilisés dans notre expérience ne permettraient plus de mettre en évidence cette variation.

En baryum-baryum nos résultats montrent un coefficient de saturation effectif du même ordre de grandeur que dans les expériences avec les gaz rares. D'autre part, l'évolution du coefficient d'absorption $\alpha(t)$ se met parfaitement en évidence avec les retards utilisables. Nos observations sont donc en contradiction manifeste avec l'élargissement par pression prévu plus haut.

Nous avons réalisé une expérience complémentaire pour connaître l'ordre de grandeur de l'élargissement par pression de la raie à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ en baryum pur et le comparer à celui prévu plus haut.

Nous avons construit un laser monomode fonctionnant en baryum pur sur la raie à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$. Le tube laser est le four "heat-pipe" décrit en II.1.c.β. Les détails de cette réalisation sont exposés dans un article [54] joint en Annexe I.

La largeur du "Lamb-dip" du profil d'émission du laser est du même ordre de grandeur que la largeur homogène de la raie dans les mêmes conditions de pression.

Le "Lamb-dip" observé sur les enregistrements obtenus (cf. Annexe I) conduit à une valeur d'élargissement homogène de l'ordre de 60 MHz/Torr.

Cette valeur est donc environ 20 fois plus faible que celle mesurée par Penkin et Shabanova [69] sur la raie de résonance. La situation pour les deux raies est donc, dans ce cas, très différente bien qu'elles aient en commun le niveau de résonance 1P_1 . D'une part l'analyse d'un "Lamb-dip" est peu précise, d'autre part, si les conditions de pression sont identiques entre la cellule et le laser, les autres conditions peuvent être assez différentes, en particulier la saturation, et nous estimons l'erreur sur l'élargissement homogène obtenu à 50% :

$$\delta\gamma(p)_{\text{Ba/Ba}} \approx 60 \pm 30 \text{ MHz/Torr} \quad (\lambda = 1,5 \mu\text{m}) .$$

Cette valeur montre cependant que, dans ces conditions expérimentales, la largeur homogène reste bien inférieure à la largeur Doppler de la raie et l'étude des collisions thermalisantes baryum-baryum devrait rester possible avec notre méthode.

Tous les éléments sont maintenant réunis pour calculer la valeur du fond gaussien $A \epsilon$.

Donnons cette valeur dans des cas typiques :

$$\chi_{\text{eff}} \approx 2$$

en présence de 1 Torr de xénon : $A \epsilon \approx 0,13 \pm 4\%$ *

en présence de 1 Torr de baryum : $A \epsilon \approx 0,33 \pm 40\%$.

On remarque l'importance attendue du fond gaussien en baryum pur et le manque de précision sur cette valeur due à la mauvaise connaissance de l'élargissement par pression de la raie dans ce cas.

* En estimant l'erreur relative sur l'élargissement homogène en baryum gaz rare à 10% .

β) Phénomènes secondaires.

β.1) Durée de vie τ_b du niveau métastable.

Le niveau $6s5d \ ^1D_2$ du baryum neutre est métastable. Sa durée de vie radiative est très longue, de l'ordre de 0,47 s [75]. Ce sont les processus non radiatifs comme les collisions inélastiques, atome-atome, atome-électron, atome-paroi, etc... qui limitent la durée de vie de cet état.

Jusqu'à maintenant nous avons supposé que cette durée de vie collisionnelle est grande devant les autres constantes de temps du système et intervient peu dans l'évolution de $\alpha(t)$ (équation (25)). Nous avons tenu à le vérifier en réalisant une expérience de mesure de τ_b . La mesure de la durée de vie d'un niveau métastable dans une décharge est très délicate ([76] à [79]) et nous ne devons attendre de cette expérience qu'une valeur approchée de τ_b , mais suffisante pour confirmer notre hypothèse.

La méthode mise en oeuvre pour cette mesure est très simple et a déjà été utilisée par Ph. Cahuzac [38]. Le principe et le montage de cette expérience ainsi que les résultats détaillés sont exposés en Annexe IV.

Avec les gaz perturbateurs et dans le domaine de pression envisagés, les valeurs de τ_b obtenues sont voisines de 30 μ s. L'hypothèse que τ_b est grand devant les autres constantes de temps du système (τ_a , τ_c) est donc confirmée.

Dans l'expression (25) proposée pour décrire l'évolution de $a(t)$, τ_b intervient sous la forme $e^{-\frac{t}{\tau_b}}$. La ligne à retard et le nombre d'échos utilisés donnent comme t maximal environ $1 \mu s$. Avec une approximation suffisante vu la précision des mesures, il est ainsi possible d'assimiler $e^{-\frac{t}{\tau_b}}$ à 1 dans (25) ou (40).

β.2) Saturation par les échos.

Les échos ou impulsions sondes, quoique d'amplitude faible devant celle de l'impulsion saturante donnent lieu à une petite saturation. Cette saturation conduit à une valeur mesurée du coefficient d'absorption légèrement plus faible que celle prévue par (25) ou (40), où le calcul est fait dans l'hypothèse d'impulsions sondes infiniment faibles. Nous évaluons cette saturation à partir de la courbe expérimentale de variation du coefficient d'absorption d'une impulsion laser en fonction de son intensité I .

En nous plaçant au voisinage de l'intensité I_0 de l'impulsion saturante, nous pouvons évaluer la saturation supplémentaire créée par une impulsion sonde d'intensité I_p (cf. tableau 1, II.1.b) et l'ordre de grandeur de la correction nécessaire pour obtenir le coefficient d'absorption à intensité nulle de l'impulsion sonde. Cette méthode montre que cette correction est négligeable devant la précision des mesures pour les 2ème et 3ème échos. Pour le premier écho, cette correction est de l'ordre de grandeur de l'erreur expérimentale. Son évaluation précise n'est pas possible et d'autres corrections faibles jouent en sens inverse, aussi l'avons-nous négligé.

β.3) Migration des atomes.

Certains atomes qui ont subi la saturation de l'impulsion saturante sortent du faisceau d'analyse avant le passage des échos et sont remplacés par d'autres atomes qui n'ont subi aucune saturation. Ce phénomène de migration des atomes contribue à diminuer apparemment la saturation initiale. Un calcul approché permet d'en évaluer l'importance [38]. Il fournit la fraction q d'atomes de vitesse longitudinale nulle sortant du faisceau sans collision pendant le temps t_i .

Dans les trois situations analysées (collisions baryum-krypton, baryum-xénon, baryum-baryum), les résultats montrent que q vaut en moyenne 2% (5% dans les cas les plus défavorables : 3ème écho et pressions les plus faibles).

Cette correction est à effectuer sur la partie saturée du signal $(\alpha_0 - \alpha)$. Elle donne lieu en moyenne à une modification de α inférieure à l'erreur expérimentale. Enfin, elle joue en sens contraire des corrections de la saturation par les échos.

Ces remarques justifient le fait que la migration des atomes soit négligée dans notre dépouillement.

b) Dépouillement avec emprisonnement de radiation.

Lorsqu'on tient compte de l'emprisonnement de radiation, le coefficient de saturation effectif χ'_{eff} se détermine de façon différente. L'expression (40) montre que dans ce cas l'absorption de l'impulsion saturante répond à l'équation :

$$\frac{\alpha(0)}{\alpha_0} = 1 - A - A \varepsilon \quad (45)$$

c'est-à-dire
$$\frac{\alpha(0)}{\alpha_0} = \frac{1}{\sqrt{1+\chi'_{\text{eff}}}} - \frac{\sqrt{\pi} \gamma_{ab}}{\omega_d} \frac{\chi'_{\text{eff}}}{\sqrt{1+\chi'_{\text{eff}}}} \quad (46)$$

Posons $\frac{\alpha(0)}{\alpha_0} = a$ et $\frac{\sqrt{\pi} \gamma_{ab}}{\omega_d} = b$, χ'_{eff} est alors solution d'une équation du second degré dont la solution physiquement acceptable est :

$$\chi'_{\text{eff}} = \frac{2b + a^2 - a \sqrt{a^2 + 4b(b+1)}}{2b^2} \quad (47)$$

χ'_{eff} déterminé par (46) et (47) est plus faible que χ_{eff} déterminé par (29) où l'emprisonnement de radiation n'est pas pris en compte.

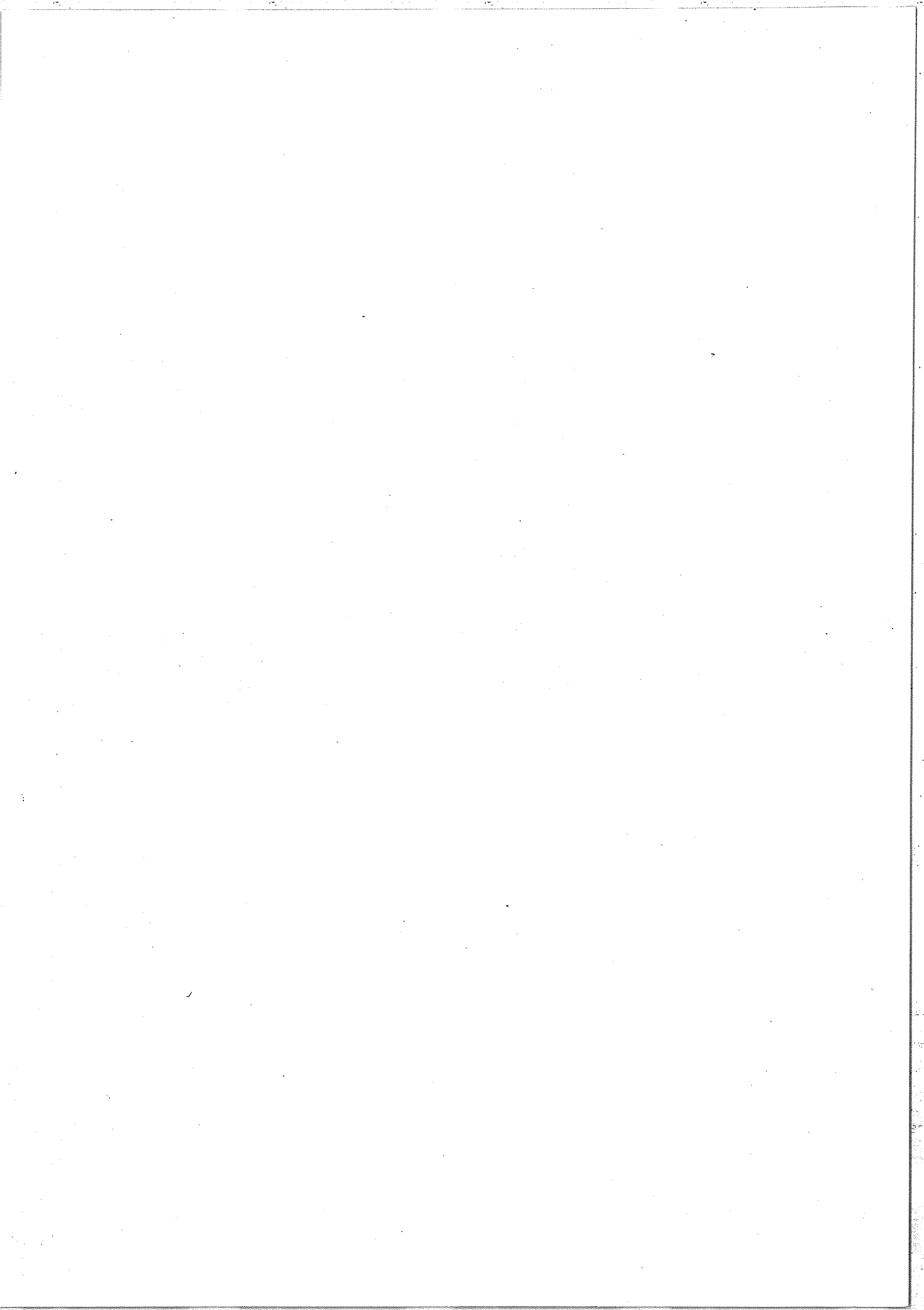
En effet, χ_{eff} se calcule en attribuant la saturation initiale à la seule impulsion saturante, tandis que le calcul de χ'_{eff} tient compte du fait qu'une partie de cette saturation provient de l'emprisonnement de radiation.

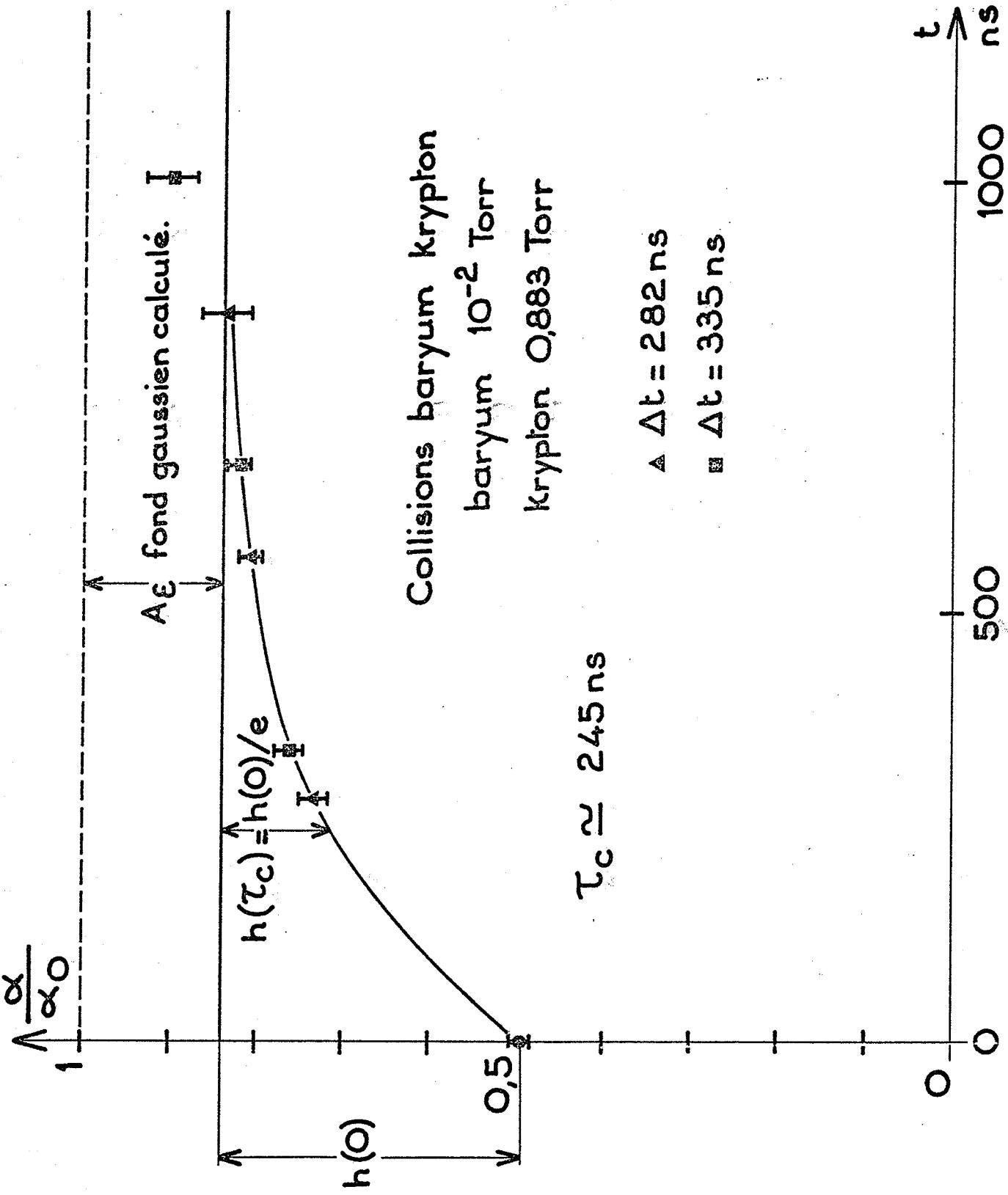
c) Technique du dépouillement.

Le but de ce paragraphe est de montrer comment, en pratique, nous déduisons les temps de collisions thermalisantes τ_c à partir des courbes expérimentales $\alpha(t)$.

α) Sans emprisonnement de radiation.

Une fois le coefficient de saturation effectif calculé, nous traçons la position du fond gaussien $A \varepsilon = \sqrt{\pi} \frac{\gamma_{ab}}{\omega_d} \frac{\chi_{\text{eff}}}{\sqrt{1+\chi_{\text{eff}}}}$ dû aux collisions thermalisantes (cf. figure 15) qui détermine "l'asymptote" à la courbe expérimentale.





Dépouillement sans tenir compte de l'emprisonnement de radiation. -Fig.15-

L'expression (25) qui décrit dans ce cas l'évolution de $\alpha(t)$ montre que

$$\tau_c = \frac{t}{\text{Log} \left[\frac{A - A \epsilon}{1 - \frac{\alpha(t)}{\alpha_0} - A \epsilon} \right]} \quad (48)^*$$

En désignant par $h(t)$ la distance du point courant à "l'asymptote" (figure 15), (48) s'écrit :

$$\tau_c = \frac{t}{\text{Log} \left[\frac{h(0)}{h(t)} \right]} \quad (49)$$

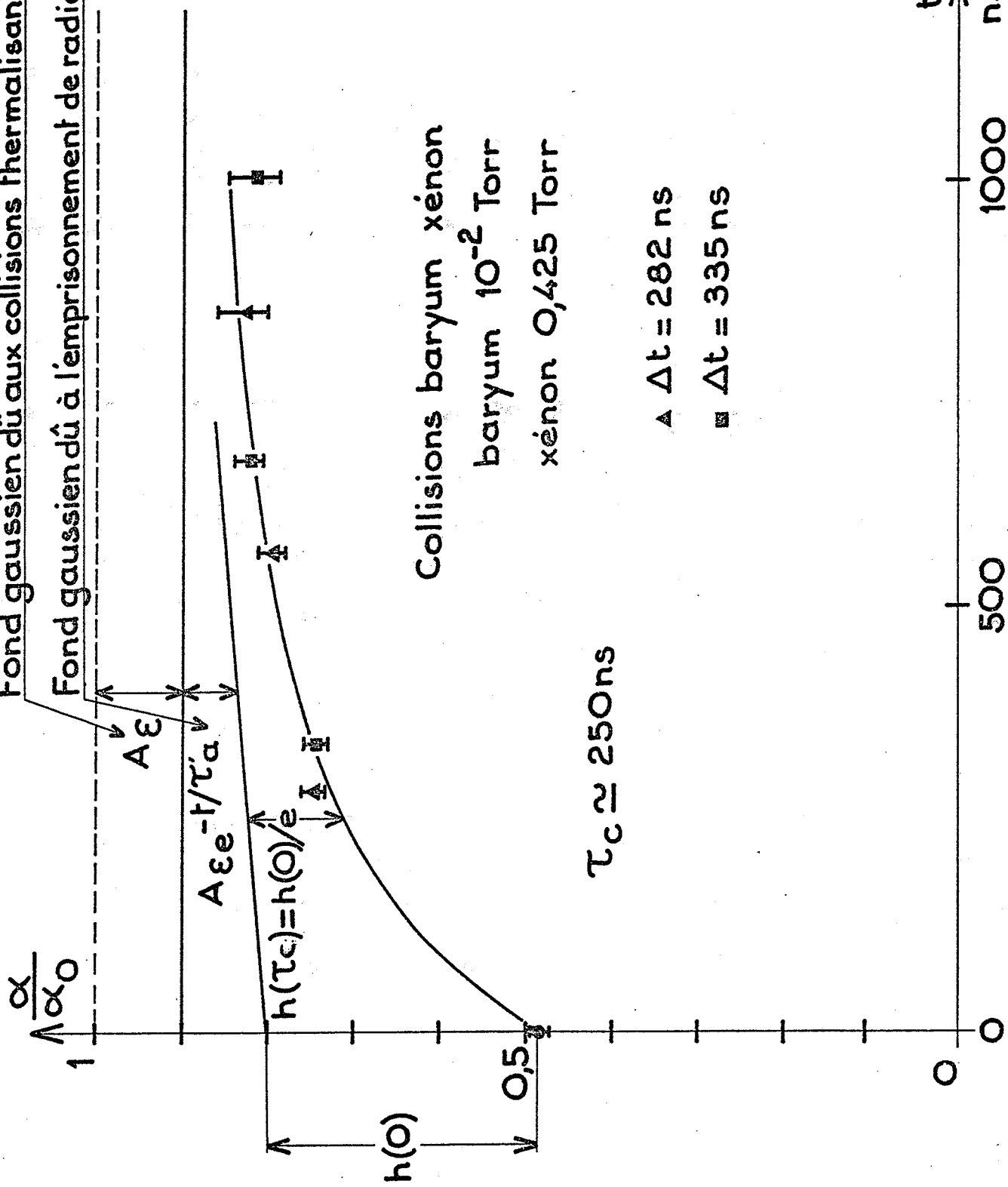
La précision sur les valeurs de $\frac{\alpha(t)}{\alpha_0}$ n'est pas suffisante pour juger la validité de l'évolution exponentielle. Dans ces conditions, passer aux expressions logarithmiques n'est pas utile et nous déterminons τ_c suivant (49) en cherchant sur la courbe expérimentale pour quelle valeur de t

$$h = \frac{h(0)}{e} \quad (\text{cf. figure (15)}).$$

Cette méthode montre que dans ces conditions l'erreur sur τ_c dépend de l'incertitude sur la position de la courbe expérimentale $\frac{\alpha(t)}{\alpha_0}$ au voisinage du premier écho et de la position du fond gaussien. Nous estimons ainsi l'ordre de grandeur de l'erreur relative sur τ_c à 30%. Néanmoins, il n'est pas possible de déterminer cette erreur de façon plus précise et en présentant les résultats au paragraphe 5 de ce chapitre nous avons préféré ne pas faire figurer de barres d'erreur.

* Dans cette expression nous avons assimilé e^{-t/τ_b} à 1 comme nous l'avons justifié précédemment (III.4.a.β.1) .

Fond gaussien dû aux collisions thermalisantes.
 Fond gaussien dû à l'emprisonnement de radiation.



Collisions baryum xénon
 baryum 10^{-2} Torr
 xénon 0,425 Torr

$\tau_c \approx 250$ ns

▲ $\Delta t = 282$ ns

■ $\Delta t = 335$ ns

Dépouillement prenant en compte l'emprisonnement de radiation. -Fig.16-

β) Avec emprisonnement de radiation.

Dans ce cas l'évolution de $\alpha(t)$ est décrite par (40). En moyenne $\frac{\tau'_a}{(\tau_a)_1} \times \frac{3}{5}$ est inférieur à 0,1 et le terme $A \varepsilon \frac{\tau'_a}{(\tau_a)_1} \times \frac{3}{5} (1 - e^{-\frac{t}{\tau'_a}})$ est faible devant les autres termes de (40). C'est particulièrement le cas au début de l'évolution de $\alpha(t)$ où $t \ll \tau'_a$ et $(1 - e^{-\frac{t}{\tau'_a}}) \ll 1$; or c'est cette partie de la courbe que nous utilisons essentiellement pour déterminer τ_c . Nous avons donc négligé ce terme dans notre dépouillement et

$$\alpha(t) \approx \alpha_0 \left\{ 1 - A \left[e^{-\frac{t}{\tau_c}} + \varepsilon (1 - e^{-\frac{t}{\tau_c}}) \right] - A \varepsilon e^{-\frac{t}{\tau'_a}} \right\}. \quad (50)$$

Avec (47), nous déterminons le nouveau coefficient de saturation effectif χ'_{eff} . Puis nous traçons la nouvelle position du fond gaussien

$A \varepsilon = \sqrt{\pi} \frac{\gamma_{ab}}{\omega_d} \frac{\chi'_{\text{eff}}}{\sqrt{1 + \chi'_{\text{eff}}}}$ dû aux collisions thermalisantes. Nous traçons ensuite le fond gaussien dû à l'emprisonnement de radiation ($A \varepsilon e^{-\frac{t}{\tau'_a}}$)

et l'ensemble nous permet de placer la nouvelle "asymptote" à la courbe expérimentale (cf. figure 16). En désignant à nouveau par $h(t)$ la distance du point courant à cette nouvelle "asymptote", (50) montre que τ_c est l'instant où $h(t) = \frac{h(0)}{e}$ (figure 16).

5. RESULTATS.a) Temps de collisions prévus par la théorie cinétique.

Les temps de collisions thermalisantes τ_c obtenus peuvent être comparés aux temps de collisions prévus par la théorie cinétique des gaz dans l'approximation des sphères rigides [80].

Considérons les atomes 1 et 2 entrant en collisions comme des sphères rigides de diamètres φ_1 et φ_2 . La plus grande section S_c de la sphère de rayon $r_c = \frac{1}{2}(\varphi_1 + \varphi_2)$ appelée sphère de protection représente la section efficace de choc de l'atome 1 avec l'atome 2.

$$S_c = \pi r_c^2 .$$

On montre facilement que, dans ces conditions, la durée moyenne entre 2 chocs d'un atome de l'espèce 1 avec les atomes de l'espèce 2 est :

$$\tau_c = \frac{1}{S_c \bar{V}_R n_2}$$

où n_2 est la densité d'atomes 2 et \bar{V}_R la vitesse relative moyenne entre les atomes 1 et 2.

Si les atomes 1 et 2 ont des distributions de vitesse isotropes :

$$\bar{V}_R = \sqrt{\frac{8 k_B T}{\pi} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right)} .$$

Dans notre expérience la distribution de vitesse des atomes 1 n'est pas isotrope. Une distribution approximativement équivalente est celle où, suivant les axes x et y , la distribution est maxwellienne

et où $v_z \approx 0$. Le calcul de la vitesse relative moyenne dans ces conditions est fait en Annexe II (équation (26)) :

$$\overline{V}_R' = \sqrt{\frac{2 k_B T}{\pi}} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \sqrt{m_2} \left(\sqrt{\frac{m_1}{m_2}} \operatorname{Arctg} \sqrt{\frac{m_2}{m_1} + \frac{m_1}{m_1 + m_2}} \right) .$$

Remarquons que ce modèle prévoit une variation linéaire de la fréquence de collisions $\frac{1}{\tau_c}$ avec la pression :

$$\frac{1}{\tau_c} = S_c \overline{V}_R' n_2 \quad . \quad (51)$$

En prenant les valeurs des diamètres atomiques donnés par C. W. Allen [81] :

$$\varphi_{Ba} = 5,6 \text{ \AA} \quad \varphi_{Kr} = 3,54 \text{ \AA} \quad \varphi_{Xe} = 3,98 \text{ \AA} \quad ,$$

on obtient le tableau suivant pour une pression de 1 Torr d'atomes perturbateurs :

Atomes perturbateurs	Température Kelvin	S_c 10^{-20} m^2	V_R 10^3 m/s	\overline{V}_R' 10^3 m/s	$\tau_c = \frac{1}{S_c \overline{V}_R' n_2}$ ns	$\frac{1}{\tau_c}$ μs^{-1}
Kr	870	65,7	0,595	0,555	248	4,03
Xe	870	72,1	0,524	0,477	263	3,80
Ba	1 120 *	98	0,587	0,534	222	4,5

Tableau 3

* Pour une pression de 1 Torr, la température est imposée par la courbe de pression de vapeur saturante du baryum.

A priori ces temps de collision font intervenir la plupart des types de collisions possibles* : thermalisantes (élastiques) ou inélastiques. Les collisions inélastiques sont celles qui limitent la durée du niveau métastable. La durée de vie collisionnelle qui en résulte (cf. III.4.a.β) $\tau_p \approx 30 \mu s$ est très grande durant les temps de collisions calculés plus haut. Nous pouvons en conclure que, dans notre cas, les phénomènes de collisions thermalisantes sont bien plus nombreux que les phénomènes de collisions inélastiques. Par conséquent, les valeurs calculées correspondent principalement aux collisions thermalisantes et leur comparaison avec les constantes déduites de notre expérience est valable.

b) Résultats des dépouillements sans emprisonnement de radiation.

Nous avons réalisé des enregistrements à des pressions variant de 0,083 à 1,027 Torr pour le krypton et de 0,135 à 0,85 Torr pour le xénon.

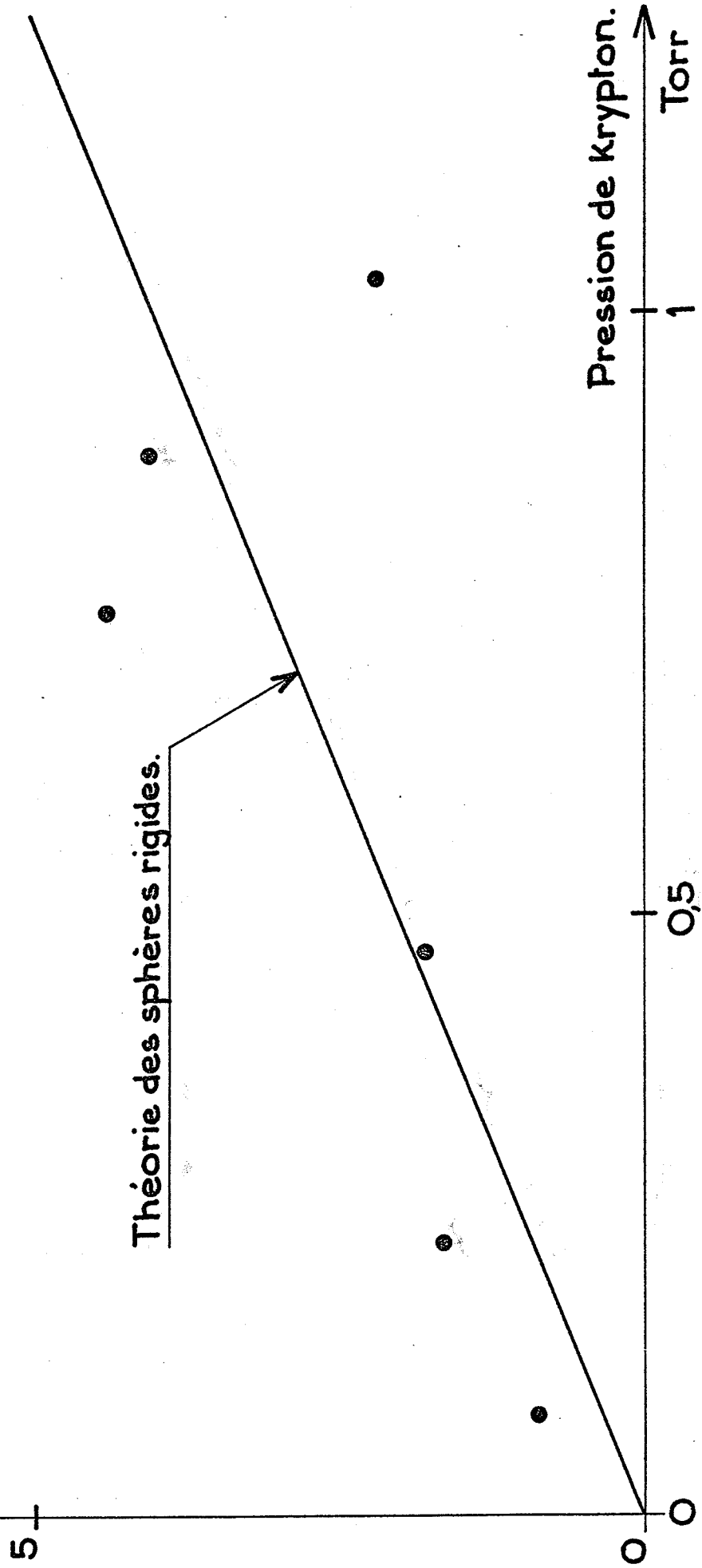
L'évaluation du fond gaussien par le calcul correspond assez bien aux résultats expérimentaux comme nous le voyons sur la figure 15. Les figures 17 et 18 montrent les résultats obtenus avec ces deux gaz rares ; elles présentent les valeurs de $\frac{1}{\tau_c}$ aux différentes pressions et la droite prévue par la théorie des sphères rigides selon (51).

Les valeurs obtenues, bien que voisines de celles prévues par la théorie cinétique, leur sont cependant supérieures en particulier avec

* Les collisions déphasantes exceptées.

$\frac{1}{\tau_c} \wedge \mu s^{-1}$

Fréquences des collisions thermalisantes baryum Krypton.
Résultats ne tenant pas compte de l'emprisonnement de radiation.



Théorie des sphères rigides.

Pression de Krypton.
Torr

-Fig.17-

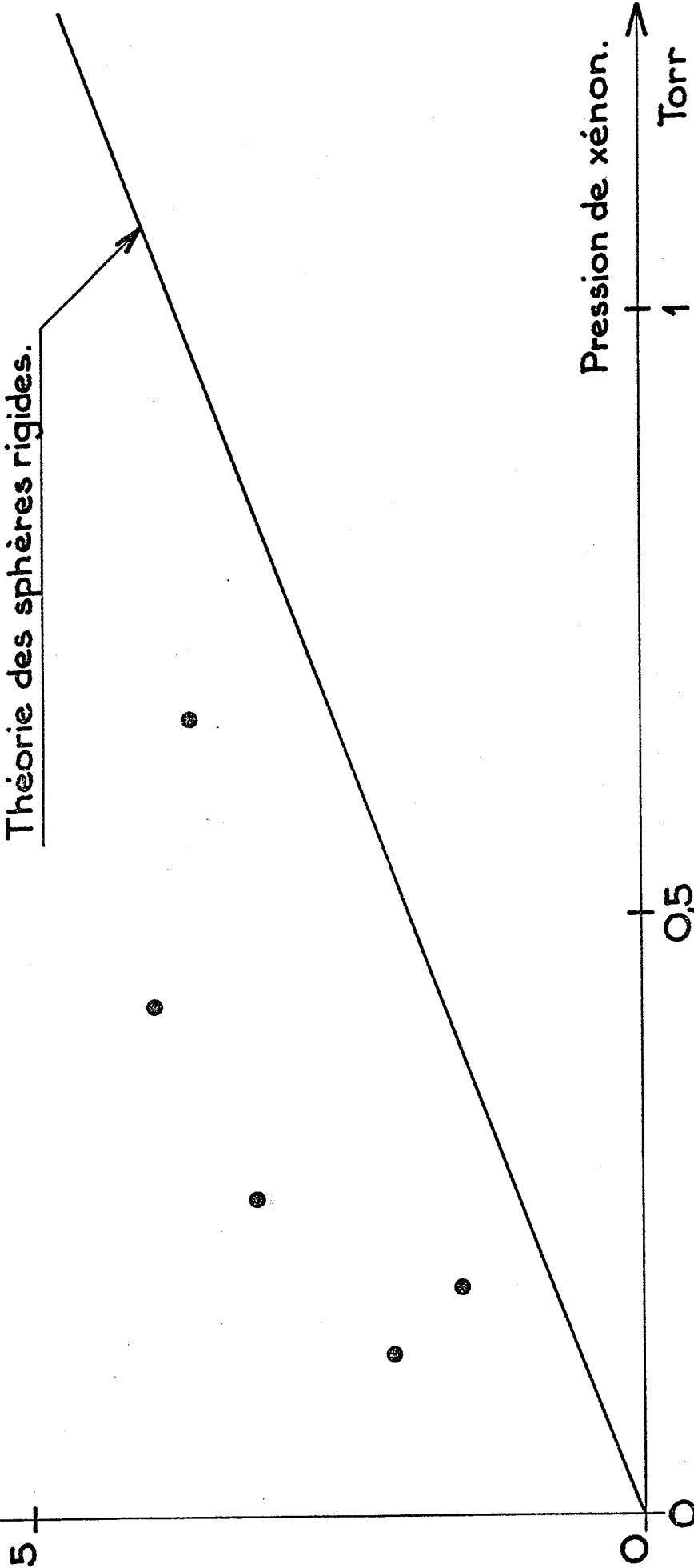
$\frac{1}{\tau_c} \wedge \mu s^{-1}$

Fréquences des collisions thermalisantes baryum xénon.

Résultats ne tenant pas compte de l'emprisonnement de radiation.

•

Théorie des sphères rigides.



Pression de xénon.
1 Torr

0,5

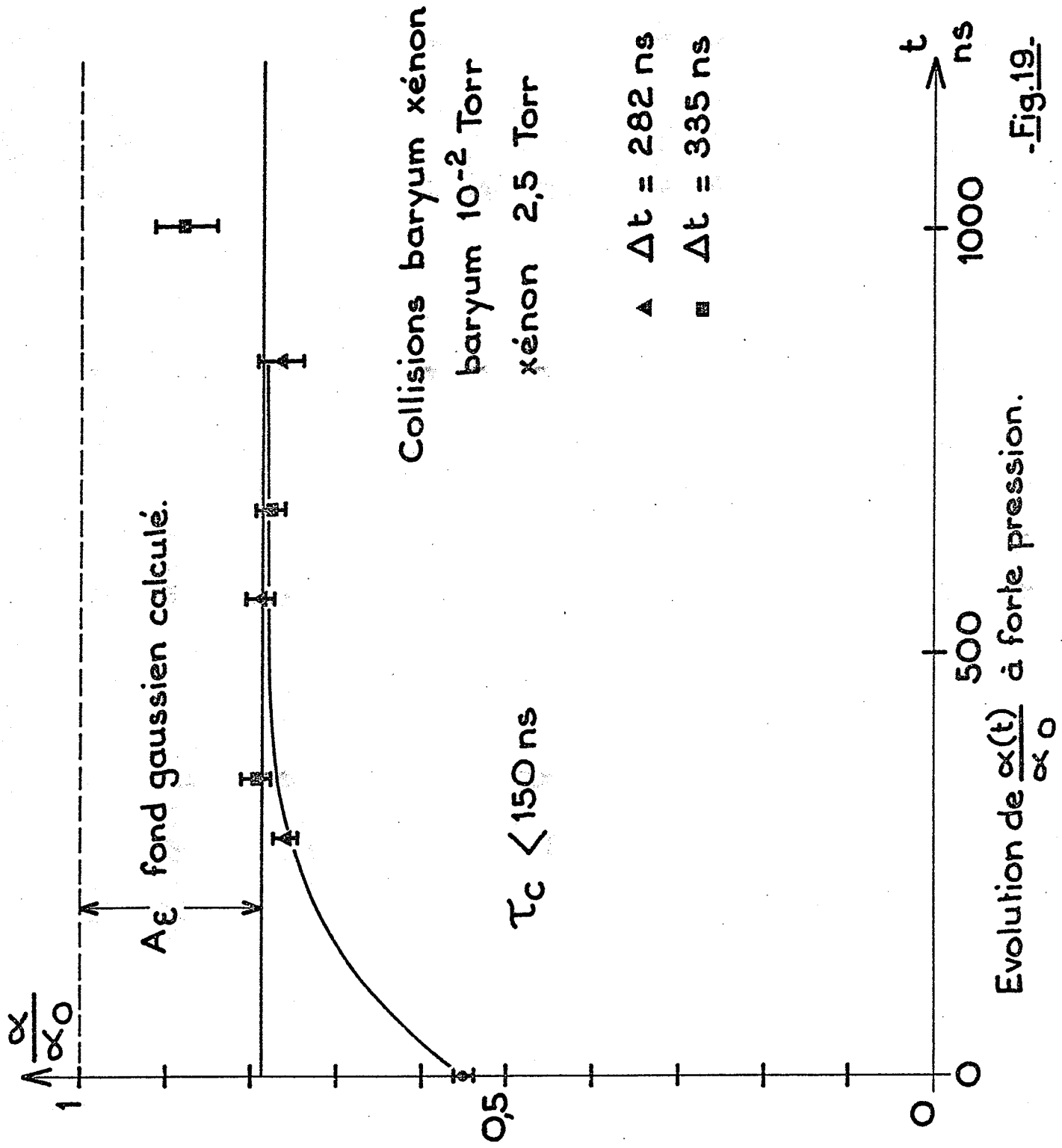
0

-Fig.18-

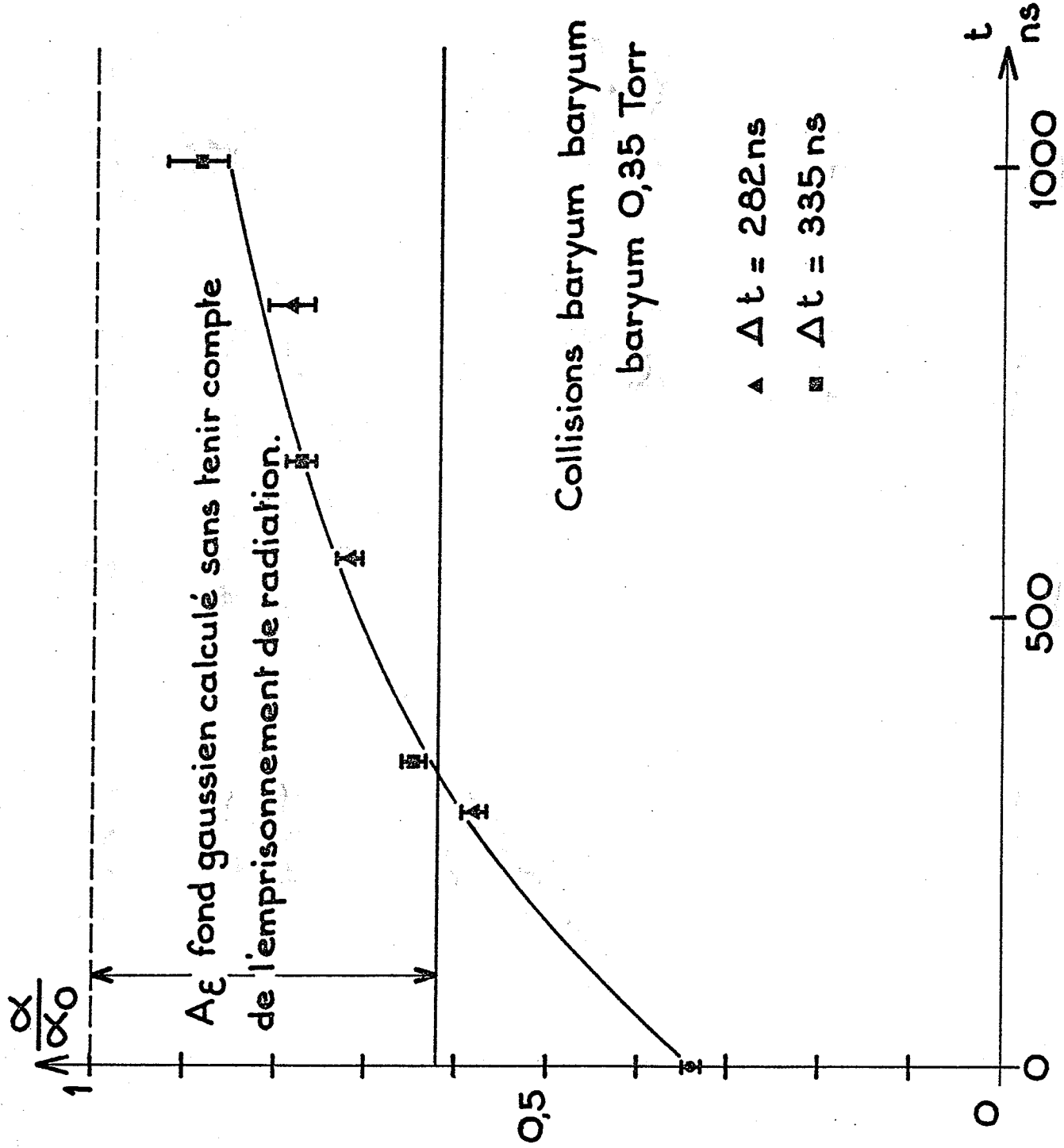
le xénon. C'est cette difficulté d'interprétation qui, en pratique, nous a conduit à rechercher les effets d'autres phénomènes physiques et à examiner le rôle de l'emprisonnement de radiation dans notre expérience.

Avec ces gaz rares, nous avons réalisé des enregistrements à des pressions plus élevées de 1 à 3 Torr. Les temps de collisions attendus à ces pressions sont trop courts devant la durée séparant deux échos pour permettre une détermination de τ_c . Ces enregistrements précisent seulement les limites de notre expérience aux pressions plus élevées. L'enregistrement présenté sur la figure 19 montre bien la variation rapide de $\alpha(t)$ qui atteint très vite la limite du fond gaussien dû aux collisions thermalisantes et il est néanmoins possible d'en déduire une borne supérieure de τ_c . Nous remarquons à nouveau sur cette figure le bon accord entre l'évaluation du fond gaussien par le calcul et sa valeur expérimentale.

En baryum pur, 5 enregistrements ont été réalisés entre 0,35 et 1,45 Torr. Dans tous les cas, la valeur calculée du fond gaussien est largement supérieure à la valeur expérimentale comme le montre la figure 20. Au paragraphe 4 de ce chapitre, nous avons vu que l'important élargissement par pression de la raie à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ en baryum pur conduit à des fonds gaussiens de grande amplitude. Ce phénomène est accentué par les grandes valeurs de χ_{eff} déduites de $\alpha(0)$: sur la figure 20 $\alpha(0) \approx 0,34$ d'où $\chi_{\text{eff}} \approx 7,65$. Ces deux raisons expliquent l'importance du fond gaussien calculé qui est incompatible avec l'expérience dans ce modèle. En baryum/gaz rare $\chi_{\text{eff}} \approx 2$, en baryum/baryum χ_{eff} moyen ≈ 6 . Dans ces deux types d'expérience, les conditions de



Dépouillement sans tenir compte de l'emprisonnement de radiation.



Evolution de $\frac{\alpha(t)}{\alpha_0}$ en baryum pur. -Fig.20-

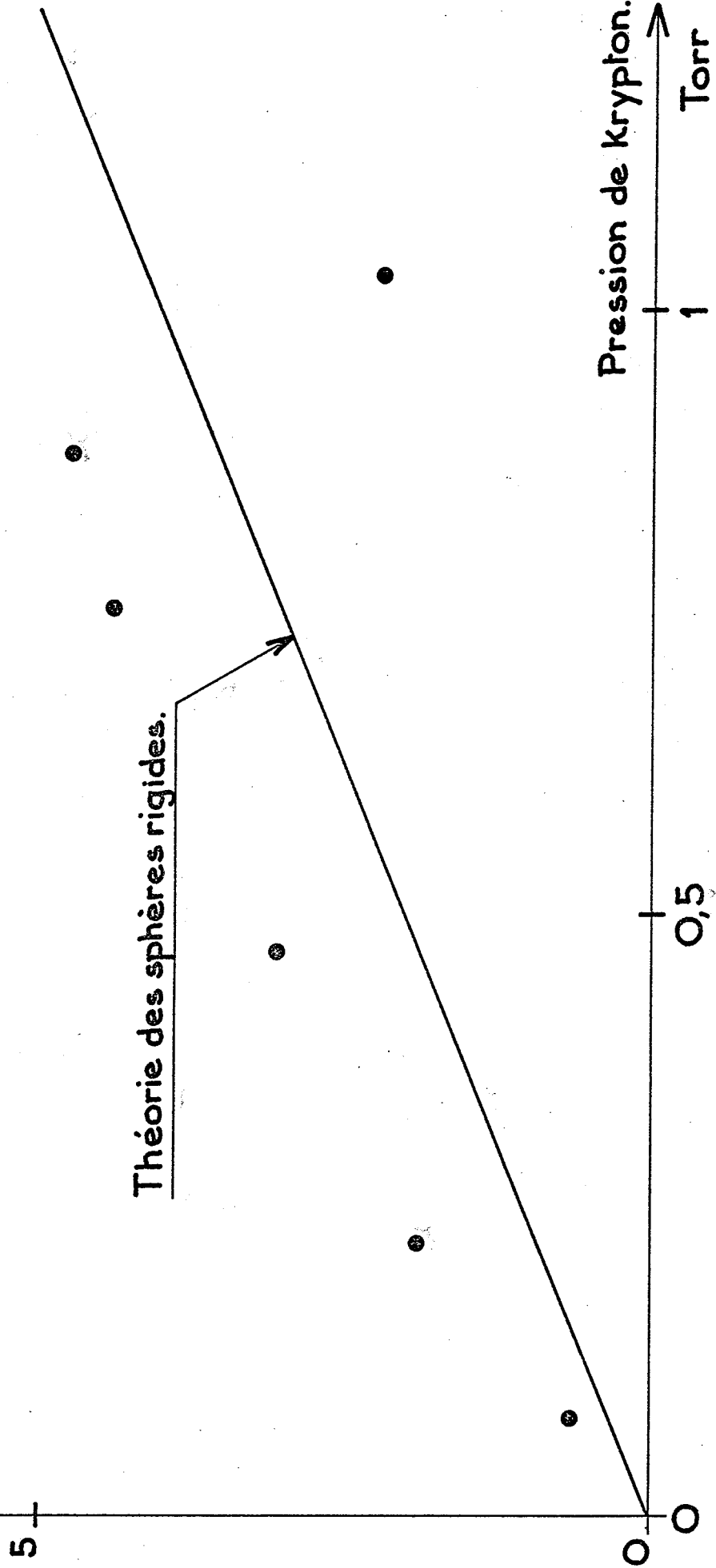
fonctionnement du laser saturant n'ont pas été modifiées et la différence des coefficients de saturation effectifs obtenus ne s'explique pas par un changement de l'intensité de l'impulsion saturante. L'introduction d'un nouveau phénomène physique dans le modèle d'interprétation est donc ici indispensable pour expliquer ces résultats et nous allons voir si l'emprisonnement de radiation, qui est plus important en baryum/baryum qu'en baryum/gaz rare, peut jouer ce rôle.

c) Résultats des dépouillements avec emprisonnement de radiation.

La figure 16 montre que les résultats des enregistrements en baryum/gaz rare continuent à bien s'interpréter lorsqu'on tient compte de l'emprisonnement de radiation. En particulier les valeurs calculées du nouveau fond gaussien dû aux collisions thermalisantes, du fond gaussien dû à l'emprisonnement de radiation et la position de la nouvelle asymptote sont parfaitement compatibles avec la courbe d'évolution de $\alpha(t)$. Les figures 21 et 22 donnent les valeurs des fréquences $\frac{1}{\tau_c}$ de collisions thermalisantes obtenues avec ce nouveau dépouillement ; compte tenu de notre estimation de l'ordre de grandeur de l'incertitude (environ 30%), ces fréquences sont compatibles avec les valeurs que prévoit la théorie cinétique, bien qu'elles leur restent encore nettement supérieures. L'emprisonnement de radiation n'explique donc pas cette différence et nous n'en avons pas trouvé d'explication satisfaisante. En baryum/baryum, tenir compte de l'emprisonnement de radiation conduit à un nouveau coefficient de saturation effectif χ'_{eff} plus faible et plus compatible avec ceux observés en baryum/gaz rare. Par exemple, pour une pression de 1 Torr de baryum $\chi_{\text{eff}} \approx 4,67$ tandis que

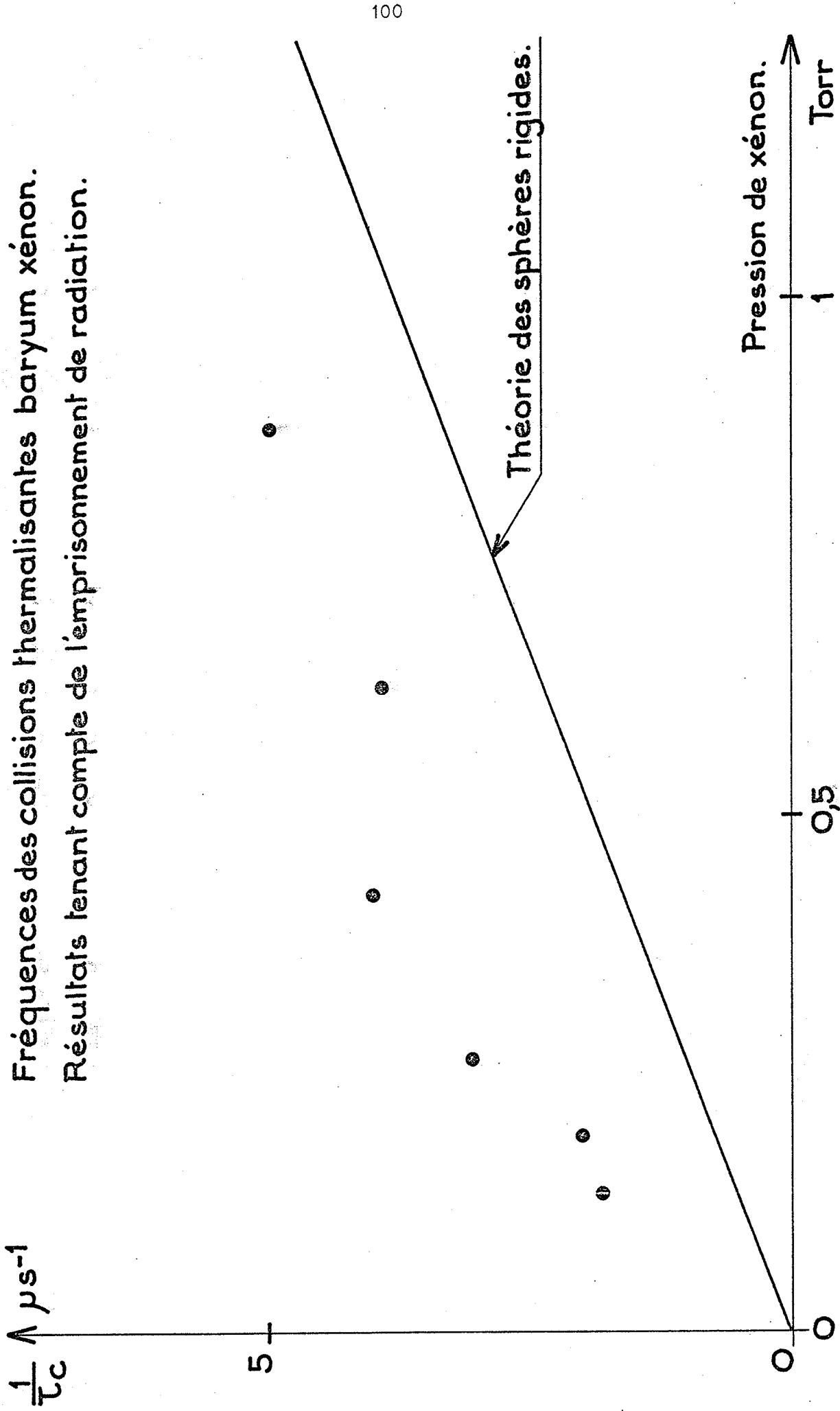
$\frac{1}{\tau_c} \mu s^{-1}$

Fréquences des collisions thermalisantes baryum krypton.
Résultats tenant compte de l'emprisonnement de radiation.

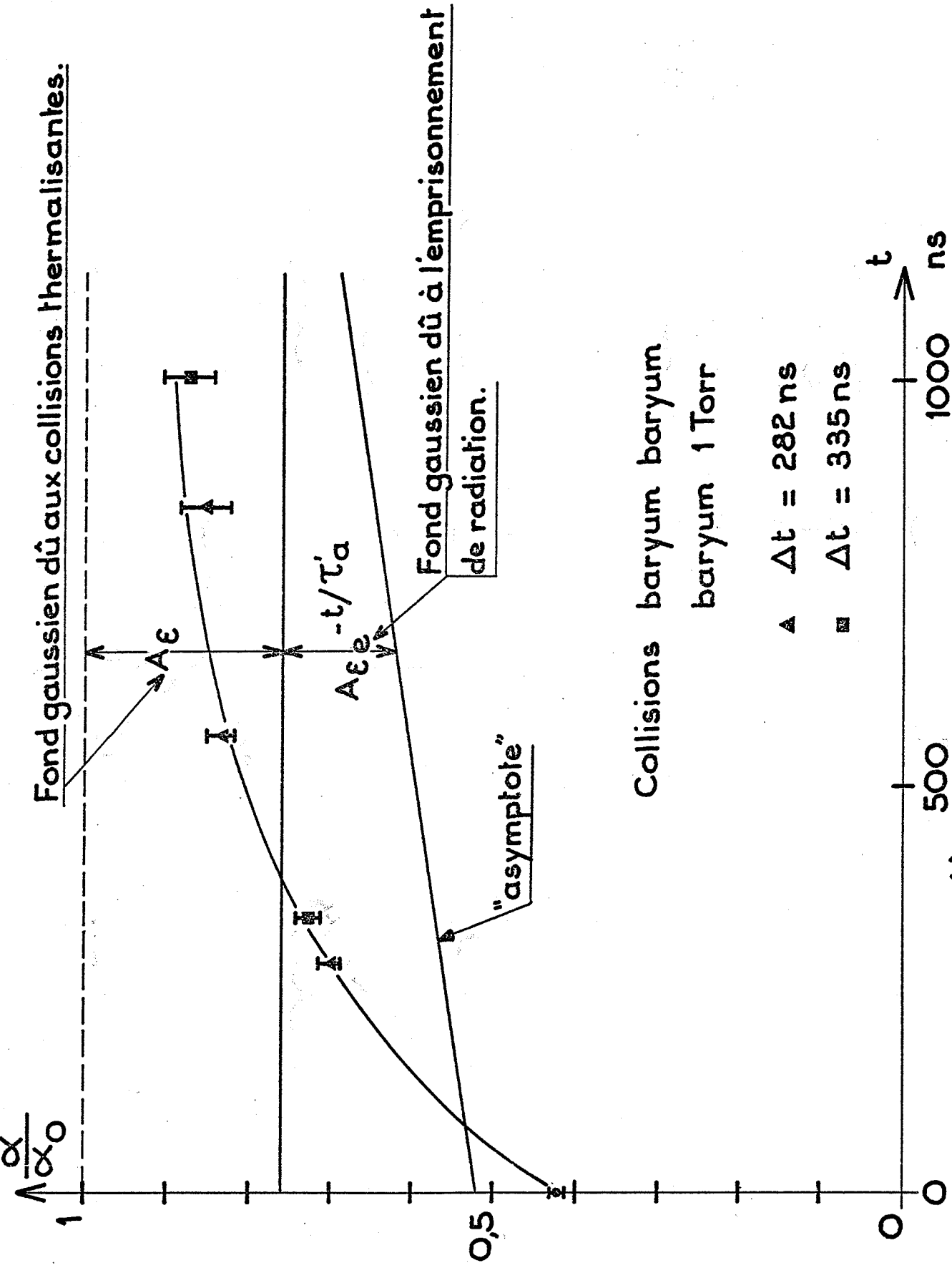


- Fig. 21 -

Fréquences des collisions thermalisantes baryum xénon.
 Résultats tenant compte de l'emprisonnement de radiation.



-Fig.22-



Collisions baryum baryum
baryum 1 Torr

Evolution de $\frac{\alpha(t)}{\alpha_0}$ en baryum pur.

-Fig.23-

Position des fonds gaussiens calculés en tenant compte de l'emprisonnement de radiation.

$\chi'_{\text{eff}} \approx 1,27$ (cf. figure 23). En conséquence, le fond gaussien dû aux collisions thermalisantes devient moins important : $A \epsilon \approx 0,24$ au lieu de 0,56 sans emprisonnement de radiation. Néanmoins, l'ensemble des deux fonds gaussiens (collisions thermalisantes et emprisonnement de radiation) restent largement incompatibles avec la courbe d'évolution de $\alpha(t)$ (cf. figure 23). Il est possible que les fonds gaussiens ainsi observés soient moins importants que ceux prévus par le calcul en raison d'un élargissement par pression de la raie à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ encore plus faible que celui que nous avons évalué à partir de la largeur du lamb-dip du laser fonctionnant en heat-pipe sur cette raie (cf. [54] et III.4.a.α.3.2.) . Parmi les autres phénomènes auxquels nous pouvons penser pour expliquer cette différence, il faut citer les transferts d'excitation qui, par exemple, pourraient contribuer, en baryum pur, à dépeupler le niveau supérieur de la transition au profit de niveaux inférieurs comme les niveaux $6s5d \ ^3D$ ou même le niveau métastable $6s5d \ ^1D_2$ et augmenteraient le coefficient d'absorption jusqu'aux valeurs que nous observons.

CONCLUSION

Ce travail montre que l'application de la spectroscopie par absorption saturée en impulsions pose de nombreux problèmes, mais il montre aussi que les phénomènes observés s'expliquent correctement et qu'il existe de réelles possibilités de mesure.

Nous avons mis en évidence la disparition de la saturation et la présence d'un fond gaussien dûs aux collisions thermalisantes, ainsi que le rôle important joué par l'emprisonnement de radiation dans notre système physique.

Dans l'étude des collisions thermalisantes baryum/gaz rare, notre modèle d'interprétation qui utilise l'hypothèse des chocs forts, explique quantitativement les fonds gaussiens observés ; les fréquences de collisions déduites sont du même ordre de grandeur que celles prévues par la théorie cinétique. Notre expérience n'est pas réellement un test de la validité de l'hypothèse des chocs forts dans ce cas, mais les résultats obtenus montrent que le choix de cette hypothèse est cohérent.

En baryum pur, l'évaluation difficile de l'auto-élargissement par pression de la raie étudiée, dont le niveau supérieur est résonnant, et la présence d'autres phénomènes, comme les transferts d'excitation, rendent les résultats difficiles à exploiter.

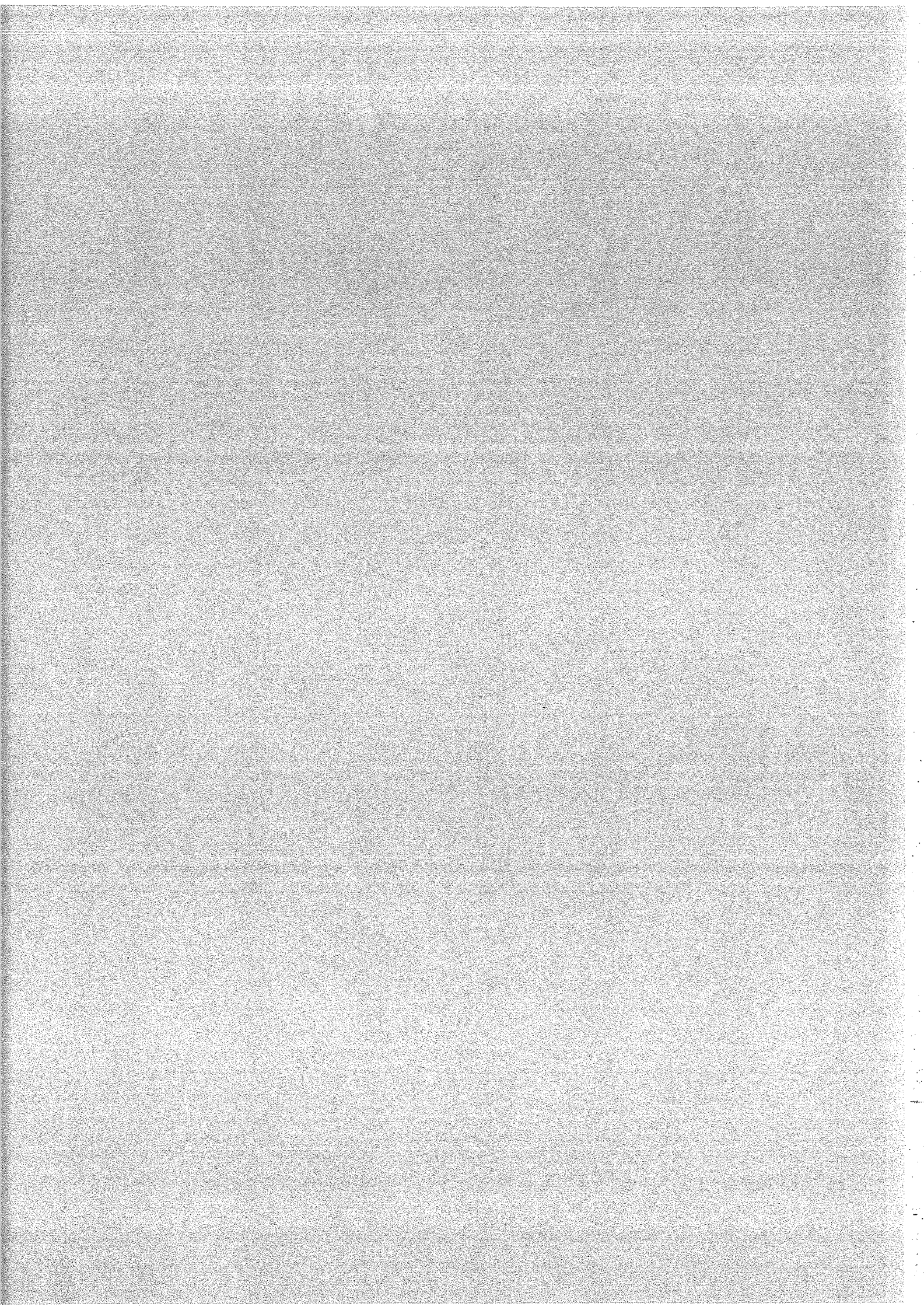
Pour s'affranchir des difficultés rencontrées dans les mesures et obtenir une meilleure précision, il faudrait choisir une transition dont aucun des 2 niveaux ne donne lieu à l'emprisonnement de radiation. La saturation serait réalisée par un faisceau laser continu brutalement interrompu. Les difficultés expérimentales liées à l'instabilité des lasers fonctionnant en impulsions seraient éliminées et la perturbation résultante pourrait être exactement déterminée. Des moyens électro-optiques permettraient à la fois d'interrompre le faisceau saturant et de créer de faibles impulsions pour sonder le milieu.

La meilleure précision attendue sur les coefficients d'absorption donnerait la possibilité d'enregistrer l'évolution complète du profil de la raie après l'arrêt de la saturation : l'influence des phénomènes de collisions sur la forme des raies pourrait être étudiée de façon dynamique.

Notre travail a donc aussi permis de préciser les conditions les plus favorables à l'étude de ces phénomènes.

ANNEXE I

Article présenté : Réalisation d'un laser monomode
à four "heat-pipe" sur la raie à $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ du baryum.
Ph. Cahuzac et X. Drago, Optics Communications 18,
n° 4, p. 600, 1976.



REALISATION D'UN LASER MONOMODE A FOUR HEAT-PIPE SUR LA RAIE A $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ DU BARYUM

Ph. CAHUZAC et X. DRAGO

Laboratoire Aimé Cotton, C.N.R.S. II, Bât. 505, 91405-Orsay, France

Received 18 June 1976

We describe here the properties of a laser effect observed in a vapour provided in a heat pipe oven. The oscillation is a pulsed one. It occurs on the baryum line at $1.5 \mu\text{m}$. The pulse duration is 20 ns. We have obtained laser effect in single mode operation.

Les propriétés des fours "heat-pipe", décrits par Vidal et Cooper dès 1969 [1] sont maintenant bien connues. Ces fours sont essentiellement constitués d'un tube métallique, chauffé dans sa partie centrale et contenant une mèche métallique. Le système permet une circulation continue du métal: la vapeur se condense dans les zones extrêmes froides et, par capillarité, le métal liquide retourne dans la zone centrale chaude où il est à nouveau vaporisé. Nous avons appliqué ce principe de fonctionnement à la vapeur de baryum, le but final de notre étude étant la mise au point d'une source laser utilisable dans des expériences de spectroscopie sans effet Doppler. Ceci suppose une oscillation monomode, stable, suffisamment intense et de fréquence accordable. De ce point de vue les caractéristiques des vapeurs en four "heat-pipe" nous ont paru offrir bon nombre d'avantages par rapport aux fours classiques. En effet, dans ces derniers, utilisés notamment pour les lasers à vapeur métallique dits "cycliques" [2], il y a nécessairement mélange entre la vapeur et un gaz tampon; la pression de vapeur métallique est faible, très inférieure au torr. Les caractéristiques de la colonne active varient beaucoup d'un point à un autre du four. A l'inverse, dans une configuration "heat-pipe", la vapeur métallique a une pression et une température bien définies tout le long de la colonne active. Le système fonctionne sans perte de métal à une pression généralement élevée, typiquement de l'ordre du torr. Il n'y a pas de mélange entre la vapeur métallique et le gaz tampon dont la pression définit celle de la vapeur.

Des travaux récents ont montré les possibilités of-

fertes par l'utilisation d'une décharge continue de courant dans une vapeur de ce type pour les alcalino-terreux [3]. Par ailleurs, l'oscillation laser a été observée en impulsions dans la vapeur de cuivre, produite par un four "heat-pipe" [4]. La fig. 1 schématise le montage que nous avons réalisé pour le baryum. Le tube central ainsi que la mèche sont en acier inoxydable; il contient quelques grammes de baryum métallique, pur à 99%. Un système de joints toriques refroidis par eau assure une bonne étanchéité entre les différentes parties du montage. La cavité optique est constituée de deux miroirs dorés, totalement réflecteurs. L'énergie est extraite grâce à une lame de fluorine, inclinée à 45° de l'axe de la cavité. Le signal est détecté grâce à un récepteur germanium-or rapide (temps de montée inférieur à 2 ns). L'excitation électrique du tube en impulsions est obtenue par décharge d'une capacité haute tension et un thyatron assure la régularité des déclenchements.

Avec ce dispositif nous avons exploré une gamme de pression de vapeur de baryum comprise entre 0.5 et 2 torr. Nous avons utilisé le krypton comme gaz tampon. Dans le domaine spectral du proche infrarouge détecté par le récepteur, nous n'avons observé l'effet laser dans la vapeur que sur la seule raie à $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$. Elle correspond à la transition entre le niveau de résonance $6s6p \ ^1P_1$ et le niveau métastable $6s5d \ ^1D_2$; l'effet laser ne peut être obtenu qu'en impulsions. Cette raie est du reste la plus intense de celles que nous avons observées avec un four conventionnel [5].

La durée de l'impulsion laser est de 20 ns à mi-hauteur. Elle apparaît avec un retard important par rapport à

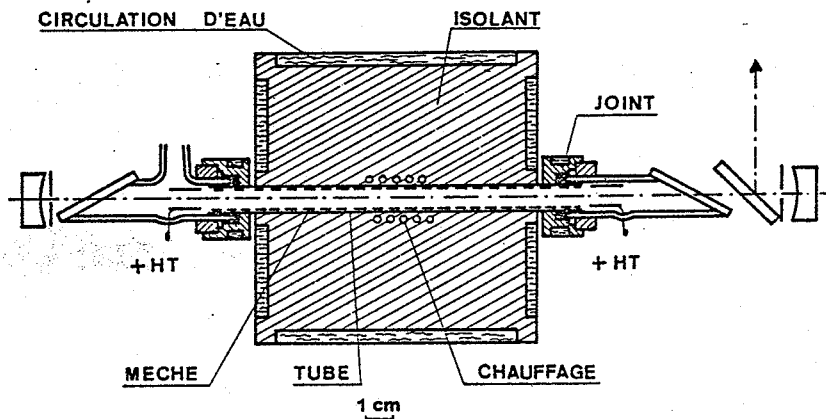


Fig. 1. Schéma du laser à four heat-pipe.

l'impulsion électrique. Ce retard croît de $50 \mu\text{s}$ lorsque la haute tension décroît de 1.2 kW à 900 V, valeurs extrêmes entre lesquelles apparaît une oscillation stable. Pour une excitation plus forte il apparaît un autre effet laser, synchrone de l'impulsion électrique. La mesure de sa longueur d'onde nous a conduit à l'attribuer à une raie du krypton neutre à $\lambda = 1.44 \mu\text{m}$ $6s[2]_1 \rightarrow 5p[2]_1$, observée par d'autres auteurs, également en impulsions [6]. En introduisant des pertes connues dans la cavité laser nous avons pu obtenir un ordre de grandeur du gain saturé pour la transition à $1.5 \mu\text{m}$. Celui-ci, de l'ordre de 2 dB/cm pour une pression de 1 torr, est du même ordre que les gains les plus élevés observés dans un laser "cyclique" (6 dB/cm pour la raie du plomb à $\lambda = 7229 \text{ \AA}$ [7]). Nous avons comparé la

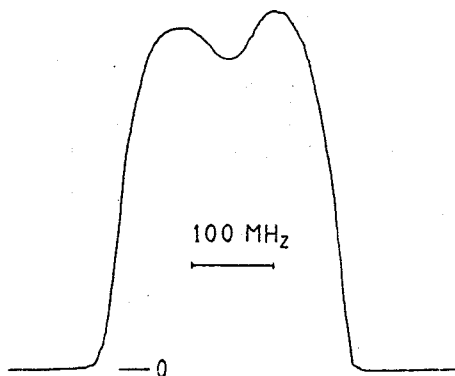


Fig. 2. Profil d'émission du laser monomode en fonction de la fréquence. Pour cet enregistrement la pression de vapeur de baryum est de 1 torr.

puissance crête émise par le laser à four heat-pipe, à celle obtenue avec un laser conventionnel. Malgré la différence des longueurs actives des deux lasers utilisés (1 cm et 25 cm respectivement), la puissance crête du laser à four heat-pipe est supérieure d'un ordre de grandeur à celle du laser classique.

La fig. 2 montre l'aspect du profil de l'émission laser en fonction de sa fréquence. La variation continue de cette dernière est obtenue en déplaçant l'un des deux miroirs le long de l'axe de la cavité, dont la longueur est ici de 28 cm. La présence d'un Lamb-dip est caractéristique de l'oscillation sur un seul mode dominant, dont la fréquence peut être ajustée sur environ 300 MHz. Elle traduit aussi la stabilité en fréquence du mode laser. La dissymétrie du Lamb-dip que l'on peut voir sur l'enregistrement est due à la présence de plusieurs isotopes dans le baryum naturel que nous utilisons.

L'observation du Lamb-dip donne un renseignement intéressant concernant l'élargissement par pression de la raie à $1.5 \mu\text{m}$. Des enregistrements obtenus nous pouvons en effet déduire que l'élargissement homogène de la transition laser est inférieure à 60 MHz par torr. Cette valeur, qui ne doit être considérée que comme un ordre de grandeur, est vingt fois plus faible que celle mesurée par Penkin et Shabanova sur la raie de résonance à $\lambda = 5535 \text{ \AA}$ [8]. Ce résultat montre que la situation est très différente pour les deux raies, bien qu'elles aient en commun le niveau de résonance 1P_1 , parfois considéré comme responsable de l'élargissement de résonance [9].

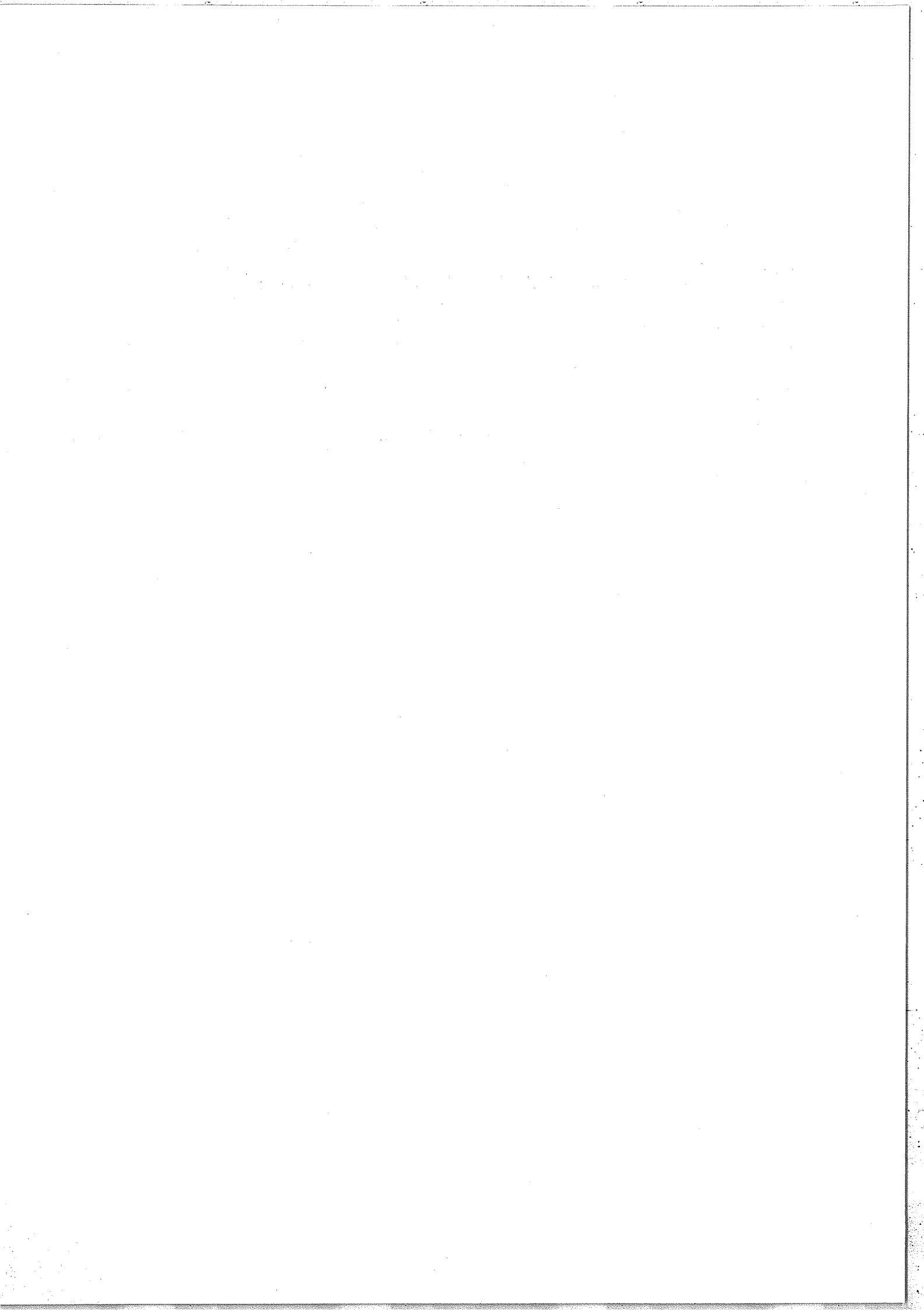
La stabilité de l'effet laser observé sur un seul mode

dominant montre que les fours à heat-pipe conviennent parfaitement pour la mise au point de lasers à vapeur métallique. Une vapeur très homogène et une colonne active aux caractéristiques stables et bien définies sont des avantages importants donnés par ce type de fours. De plus leur fonctionnement à forte pression est favorable a priori à l'obtention de puissances crêtes élevées. Dans le cas particulier de la transition étudiée ici l'observation du Lamb-dip suggère une étude systématique de l'élargissement par pression. Une telle étude, faite par absorption saturée, devrait donner des résultats intéressants sur l'élargissement de résonance.

Nous tenons à remercier P. Camus dont les conseils nous ont été précieux lors de la mise au point du four heat-pipe à décharge.

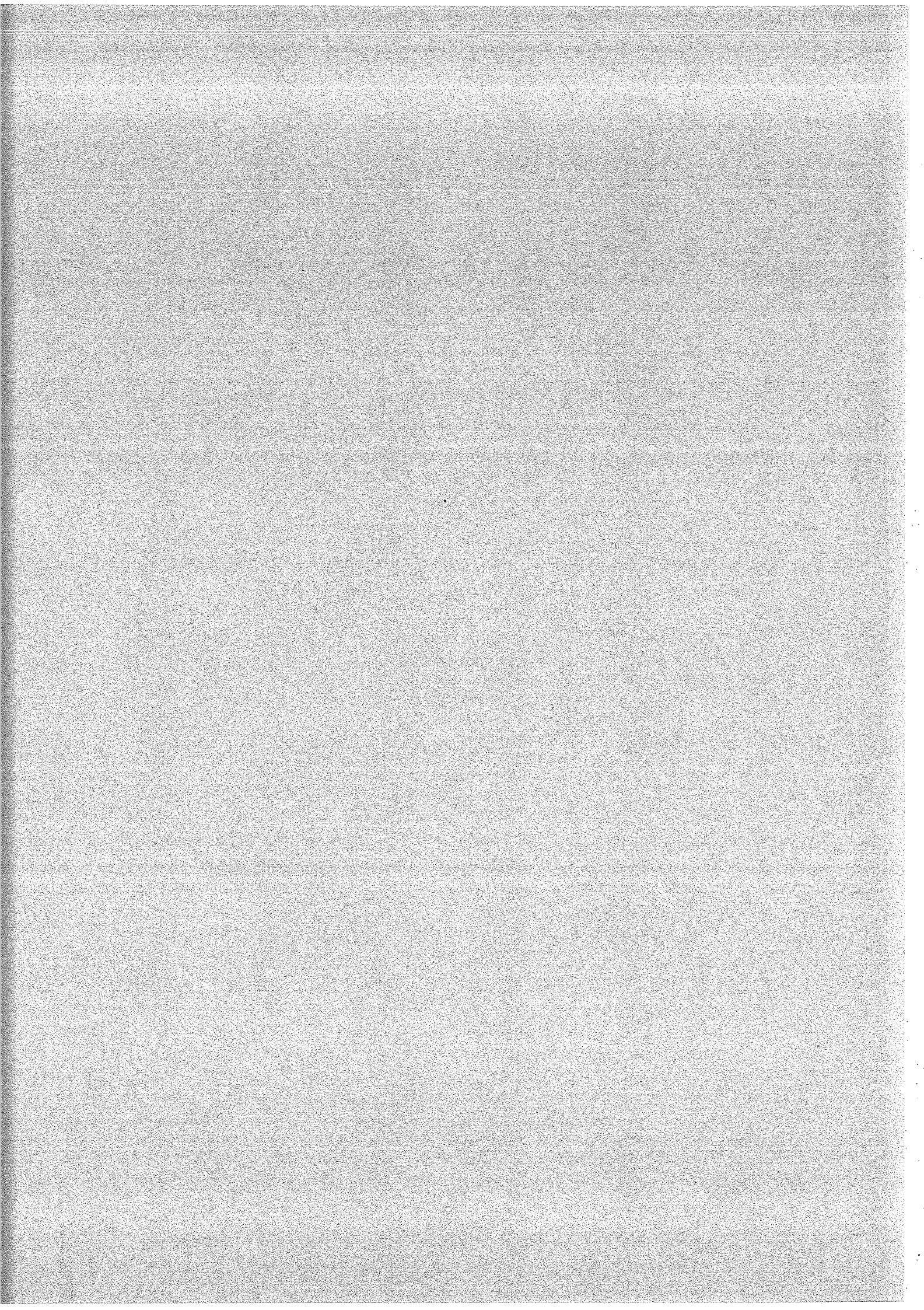
Références

- [1] R. Vidal et J. Cooper, *J. Appl. Phys.* 40 (1969) 3370.
- [2] P. Piltch et G. Gould, *Rev. Sci. Instruments* 37 (1966) 925.
- [3] P. Camus, *J. Phys. B7* (1974) 1154.
- [4] R.J.L. Chimenti, Report GRU. 2BEOA. 74, Exxon Res. & Engng Co, Winden, N.J., U.S.A.
- [5] Ph. Cahuzac, *J. de Physique* 32 (1971) 499.
- [6] O. Andrade, M. Gallardo et K. Bockasten, *Appl. Phys. Lett.* 11 (1967) 99.
- [7] W.T. Silfvast et J.S. Deech, *Appl. Phys. Lett.* 11 (1967) 97.
- [8] N.P. Penkin et L.N. Shabanova, *Opt. Spectr.* 26 (1969) 191.
- [9] H.G. Kuhn, *Atomic Spectra*, 2ème éd., Longmans, Londres.



ANNEXE II

Thermalisation par choc élastique
d'une population
de distribution anisotrope de vitesse.



1. CHOC ELASTIQUE ENTRE DEUX SPHERES DURES.

Soit un gaz composé de deux types de particules :

les particules 1 de masse m_1 et de densité N_1 et

les particules 2 de masse m_2 et de densité N_2 .

Considérons un choc entre une particule de type 1 et une particule de type 2 :

Avant le choc :

	Particule 1	Particule 2
Impulsion	\vec{p}_1	\vec{p}_2
Energie cinétique	E_{c_1}	E_{c_2}

Après le choc :

Impulsion	\vec{p}'_1	\vec{p}'_2
Energie cinétique	E'_{c_1}	E'_{c_2}

Les collisions thermalisantes auxquelles nous nous intéressons sont des collisions élastiques, c'est-à-dire que l'énergie cinétique du système est conservée dans le choc :

$$E_{c_1} + E_{c_2} = E'_{c_1} + E'_{c_2} \quad (1)$$

D'autre part, la conservation de l'impulsion totale s'écrit :

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}'_1 + \vec{p}'_2 \quad (2)$$

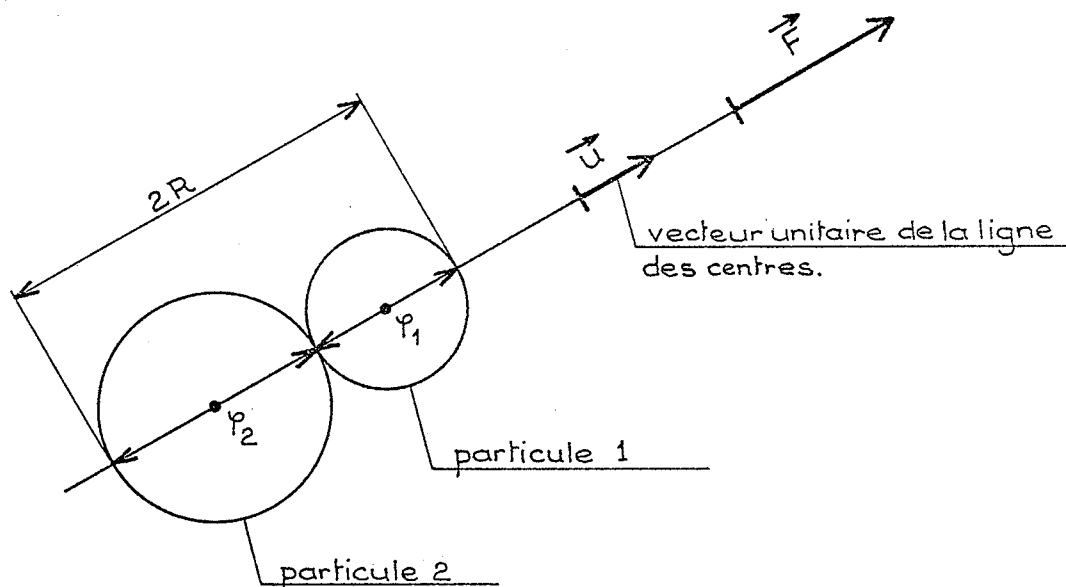
2 (II)

En fonction des vitesses, ces deux relations s'écrivent avec des notations évidentes :

$$\frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2 = \frac{1}{2} m_1 v_1'^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2'^2 \quad (3)$$

$$m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 = m_1 \vec{v}_1' + m_2 \vec{v}_2' \quad (4)$$

Faisons l'hypothèse que le choc a lieu entre deux sphères dures, la force d'interaction étant portée par la ligne des centres.



- Fig. 1 -

La variation de l'impulsion au cours du choc s'écrit :

$$\int \vec{F} dt = \epsilon_i m_i (\vec{v}_i' - \vec{v}_i) \quad (5) \quad i = 1, 2 \quad \begin{cases} \epsilon_1 = -1 \\ \epsilon_2 = +1 \end{cases}$$

où l'intégrale est faite sur la durée du choc.

(5) montre que la variation de vitesse de chaque particule est un vecteur porté par la ligne des centres au moment du choc (cf. figure 1) :

3 (II)

$$\begin{cases} \vec{v}'_1 - \vec{v}_1 = k_1 \vec{u} & (6a) \\ \vec{v}'_2 - \vec{v}_2 = k_2 \vec{u} & (6b) \end{cases}$$

Plaçons-nous dans le repère de la particule 1 (dite cible) avant le choc,

alors $\vec{v}_1 = 0$

et posons $\vec{v}_2 = \vec{V}$

Les relations (6) deviennent :

$$\begin{cases} \vec{v}'_1 = k_1 \vec{u} & (7a) \\ \vec{v}'_2 = k_2 \vec{u} + \vec{V} & (7b) \end{cases}$$

Remplaçons ces expressions de \vec{v}'_1 et \vec{v}'_2 dans (3) et (4) :

$$\begin{cases} m_2 \vec{V} = m_1 k_1 \vec{u} + m_2 (k_2 \vec{u} + \vec{V}) & (8a) \\ m_2 V^2 = m_1 k_1^2 + m_2 (V^2 + k_2^2 + 2 k_2 \vec{V} \cdot \vec{u}) & (8b) \end{cases}$$

d'où l'on déduit :

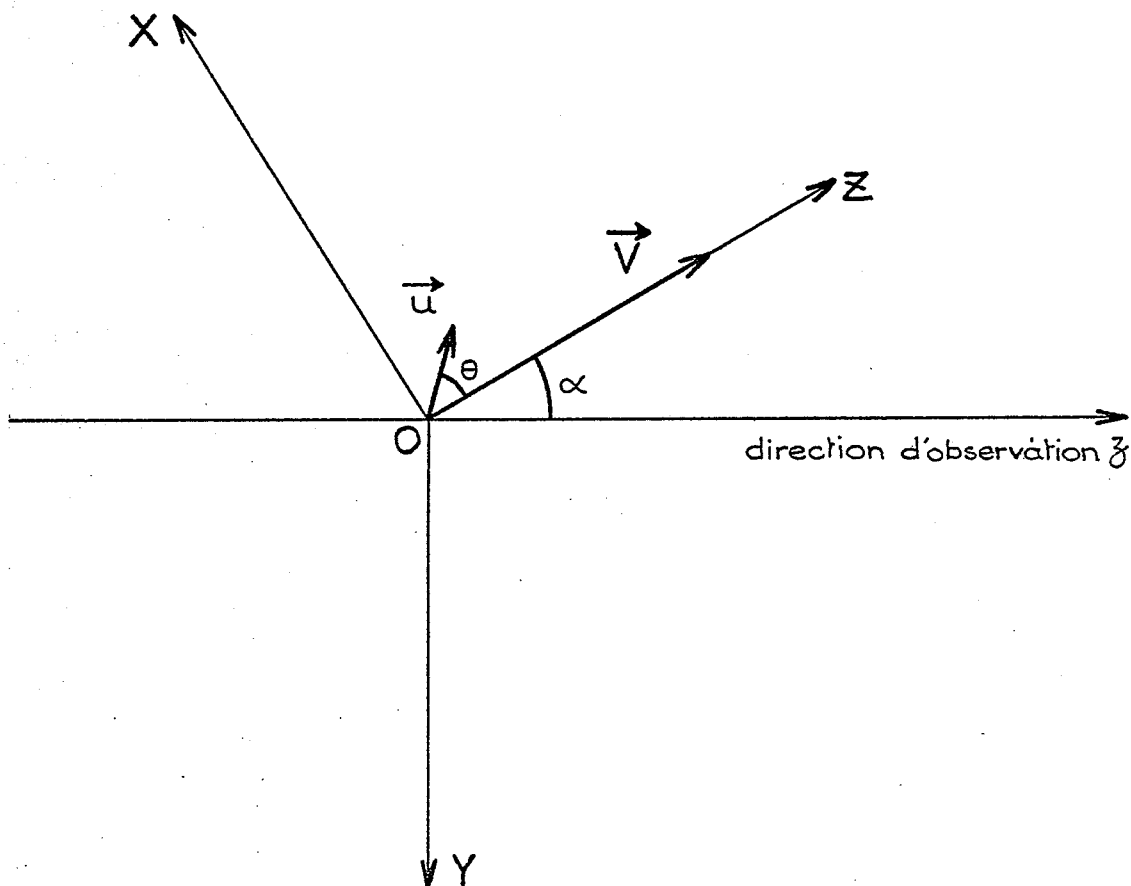
$$k_1 = \frac{2 m_2}{m_1 + m_2} \vec{V} \cdot \vec{u} = \mu \vec{V} \cdot \vec{u} \quad (9)$$

en posant $\mu = \frac{2 m_2}{m_1 + m_2}$

La variation de vitesse de la cible que l'on note $\overrightarrow{\Delta V}_1$ s'écrit :

$$\overrightarrow{\Delta V}_1 = \mu (\vec{V} \cdot \vec{u}) \vec{u} \quad (10)$$

On lie un repère orthonormé OXYZ à \vec{V} , tel que OZ soit porté par \vec{V} et que OY soit perpendiculaire à Oz (figure 2).



-Fig.2-

Dans OXYZ, \vec{u} est repéré par les angles θ et φ des coordonnées sphériques correspondantes. Nous adoptons la convention suivante : \vec{u} est dirigé de la particule 2 vers la particule 1 ; θ est alors compris entre 0 et $\frac{\pi}{2}$:

$$0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \quad . \quad (11)$$

D'après (9) $\overrightarrow{\Delta V}_1$ a les composantes suivantes dans OXYZ

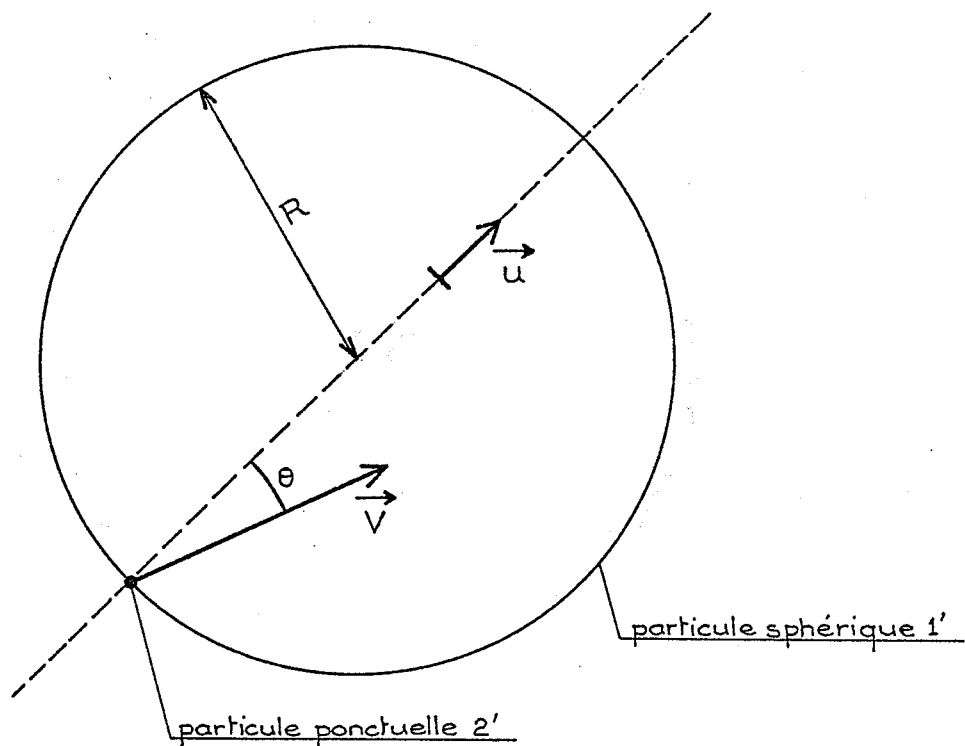
$$\overrightarrow{\Delta V}_1 \begin{cases} \mu V \cos \theta \sin \theta \cos \varphi \\ \mu V \cos \theta \sin \theta \sin \varphi \\ \mu V \cos^2 \theta \end{cases}$$

\vec{V} faisant l'angle α avec Oz , la projection sur Oz de $\overrightarrow{\Delta V_1}$ est :

$$l = \mu V [\cos^2 \theta \cos \alpha - \cos \theta \cos \varphi \sin \theta \sin \alpha] \quad (12)$$

2. CALCUL DE d^5N NOMBRE DE CHOCS PAR UNITE DE VOLUME, PAR UNITE DE TEMPS, AVEC UNE VITESSE V ET LES PARAMETRES DE CHOC θ ET φ .

Le choc entre les particules sphériques 1 et 2 peut être remplacé par le choc entre un point 2' et une sphère 1' de rayon $R = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}$ où φ_1 est le diamètre de la particule 1 et φ_2 celui de la particule 2 (cf. figures 1 et 3).



- Fig. 3 -

Le nombre de chocs par unité de volume et par unité de temps de particules ponctuelles 2' avec la vitesse V contre une particule sphérique 1' donnée s'écrit :

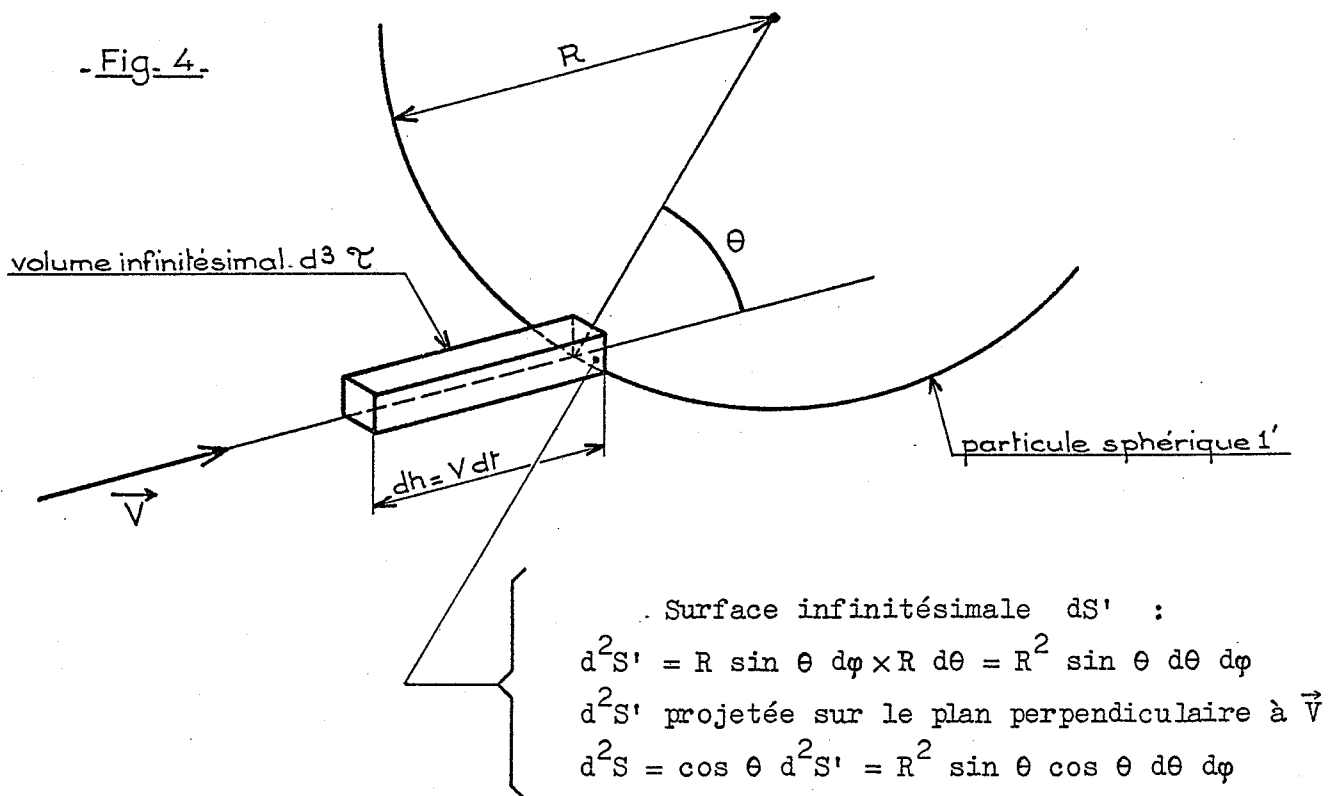
$$(d^5 N) \begin{cases} \text{une particule 1'} \\ \text{contre particules 2'} \end{cases} = (d^5 N) \begin{cases} \text{une particule 1} \\ \text{contre particules 2} \end{cases} = d^2 \mathcal{P} \times d^3 \tau \times N_2 \quad (13)$$

où :

- $d^2 \mathcal{P}$ est la probabilité d'obtenir la vitesse V à dV près. Elle est calculée au paragraphe 3.

- $d^3 \tau$ est le volume infinitésimal où se trouvent les particules 2' qui vont frapper pendant le temps dt la particule 1' avec les paramètres de choc θ et φ .

$$d^3 \tau = dh \times d^2 S \quad (\text{cf. figure 4}).$$



Finalement $d^3 \tau = V R^2 \sin \theta \cos \theta d\theta d\varphi dt$

$$\text{et } (d^5 N) \begin{cases} \text{une particule 1} \\ \text{contre particules 2} \end{cases} = N_2 V R^2 \sin \theta \cos \theta d\theta d\varphi dt d^2 \mathcal{P}$$

Pour obtenir $d^5 N$, il faut encore multiplier par la densité de particules 1 :

$$d^5 N = N_1 N_2 V R^2 \sin \theta \cos \theta d\theta d\varphi dt d^2 \mathcal{P} \quad . \quad (14)$$

3. CAICUL DE $d^2 \mathcal{P}$.

$d^2 \mathcal{P}$ est la distribution de vitesse relative entre les particules 1 et 2. Dans le problème physique qui nous préoccupe, les particules cibles sont des atomes de baryum de vitesse longitudinale v_z voisine de zéro (nous prenons $v_z = 0$), et les particules projectiles sont des atomes de krypton, de xénon ou de baryum dont la distribution de vitesse est celle de l'équilibre thermique. La distribution des vitesses est anisotrope :

- Cible (baryum) particule 1 : distribution gaussienne d'équilibre thermique en x et y , $v_{z_1} = 0$.
- Projectile (atome perturbateur) particule 2 : distribution gaussienne d'équilibre thermique en x , y et z .

En ce qui concerne les variables x et y , la densité de probabilité associée est $d^4 \mathcal{P}$:

$$d^4 \mathcal{P}' = \frac{1}{\pi^2 a^2 b^2} e^{-\frac{v_{x_1}^2}{a^2}} e^{-\frac{v_{y_1}^2}{a^2}} e^{-\frac{v_{x_2}^2}{b^2}} e^{-\frac{v_{y_2}^2}{b^2}} dv_{x_1} dv_{y_1} dv_{x_2} dv_{y_2}$$

$$\text{avec } a = \sqrt{\frac{2k_B T}{m_1}} \quad (15a)$$

$$b = \sqrt{\frac{2k_B T}{m_2}} \quad (15b)$$

Introduisons les composantes de la vitesse relative :

$$\vec{V} = \vec{v}_2 - \vec{v}_1 \quad \left| \begin{array}{l} V_x = v_{x_2} - v_{x_1} \\ V_y = v_{y_2} - v_{y_1} \\ V_z = v_{z_2} \end{array} \right.$$

$$d^4 \mathcal{P}' = \frac{1}{\pi^2 a^2 b^2} e^{-\frac{v_{x_1}^2}{a^2}} e^{-\frac{v_{y_1}^2}{a^2}} e^{-\frac{(V_x + v_{x_1})^2}{b^2}} e^{-\frac{(V_y + v_{y_1})^2}{b^2}} dv_{x_1} dv_{y_1} dV_x dV_y$$

$d^2 \mathcal{P}'$, la densité de probabilité uniquement sur V_x et V_y s'obtient en intégrant sur v_{x_1} et v_{y_1} :

$$d^2 \mathcal{P}' = \frac{1}{\pi c^2} e^{-\frac{[V_x^2 + V_y^2]}{c^2}} dV_x dV_y$$

$$\text{où } c^2 = a^2 + b^2 \quad (17)$$

Introduisons la vitesse transversale $U = V \sin \alpha$: (18)

$$U^2 = V_x^2 + V_y^2$$

Soit γ l'angle que fait la vitesse U avec l'axe Ox du repère fixe $Oxyz$.

$$dV_x dV_y = U dU d\gamma .$$

En intégrant sur γ , $d^2 \mathcal{P}'$ devient $d \mathcal{P}'$:

$$d \mathcal{P}' = \frac{2}{c^2} e^{-\frac{U^2}{c^2}} U dU .$$

La vitesse longitudinale de la cible est nulle. La vitesse longitudinale relative

$$W = V \cos \alpha \quad (19)$$

a donc la même distribution que la vitesse longitudinale du projectile :

$$d \mathcal{P}'' = \frac{1}{\sqrt{\pi} b} e^{-\frac{W^2}{b^2}} dW .$$

Finalement :

$$d^2 \mathcal{P} = d \mathcal{P}' \times d \mathcal{P}'' = \frac{2}{\sqrt{\pi} b c^2} e^{-\left[\frac{U^2}{c^2} + \frac{W^2}{b^2}\right]} U dU dV \quad (20)$$

et d'après (14) :

$$d^5 N = \frac{2 N_1 N_2 VR^2}{\sqrt{\pi} b c^2} \sin \theta \cos \theta e^{-\left[\frac{U^2}{c^2} + \frac{W^2}{b^2}\right]} U dU dW d\theta d\varphi dt . \quad (21)$$

4. CALCUL DE $\overline{\ell^2}$, CARRE MOYEN DE LA COMPOSANTE LONGITUDINALE DE LA VITESSE DE LA PARTICULE CIBLE APRES UN CHOC.

Initialement la vitesse longitudinale des atomes cibles est nulle. Nous cherchons à connaître la distribution de ces atomes suivant v_z après un choc avec une population d'atomes perturbateurs dont la distribution des vitesses est celle de l'équilibre thermique. Dans le modèle que nous utilisons (choc élastique entre sphères dures), il n'est pas possible d'obtenir l'expression analytique de cette distribution après un choc. Néanmoins le calcul de ses différents moments est possible.

Nous donnons ici l'expression de $\overline{\ell^2}$ carré moyen de la composante longitudinale de la vitesse de la particule cible après un choc :

$$\overline{\ell^2} = \frac{\int \ell^2 d^5 N}{\int d^5 N} \quad (22)$$

Utilisons l'expression de ℓ donnée en (12) et introduisons la variable $q = \frac{W}{V}$; nous en déduisons :

$$\ell^2 = \mu^2 \left[\cos^4 \theta q^2 V^2 - 2 \cos^3 \theta \sin \theta \cos \varphi V_q^2 \sqrt{1-q^2} + \cos^2 \theta \sin^2 \theta \cos^2 \varphi V^2 (1-q^2) \right]$$

Avec ces mêmes variables :

$$d^5 N = \frac{N_1 N_2 R^2 dt \sin \theta \cos \theta d\theta d\varphi}{\sqrt{\pi} b c^2} e^{-\frac{V^2}{c^2} \left(1 + q^2 \frac{a^2}{b^2}\right)} V^3 dV dq$$

Les intégrales de (22) se font sur l'unité de temps.

Dans ces conditions après un calcul d'intégration long mais sans difficultés particulières, on obtient :

$$\overline{l^2} = \frac{a^2}{2} \left[1 - \frac{2(b^2 - \frac{a^2}{3}) \frac{b^2}{c^4}}{1 + \frac{c^2}{ab} \operatorname{Arctg} \frac{a}{b}} \right] \quad (23)$$

5. COEFFICIENT DE THERMALISATION.

Le carré moyen de la distribution gaussienne d'équilibre thermique de l'atome cible est :

$$\overline{l_0^2} = \frac{a^2}{2} \quad (24)$$

Nous définissons le coefficient de thermalisation τ comme le rapport de l'écart type $\sigma = \sqrt{\overline{l^2}}$ de la distribution de vitesse longitudinale après un choc, à l'écart type $\sigma_0 = \sqrt{\overline{l_0^2}}$ de la distribution d'équilibre thermique :

$$\tau = \frac{\sigma}{\sigma_0} = \sqrt{\frac{\overline{l^2}}{\overline{l_0^2}}}$$

d'où

$$\tau = \sqrt{1 - \frac{2 \frac{a^2}{c^2} \left(\frac{b^2}{c^2}\right)^2 \left(\frac{a^2}{b^2} - \frac{1}{3}\right)}{\frac{b}{a} \operatorname{Arctg} \frac{a}{b} + \frac{b^2}{c^2}}} = \sqrt{1 - \frac{\frac{2 m_2 m_1^2}{(m_1 + m_2)^3} \times \left(\frac{m_1}{m_2} - \frac{1}{3}\right)}{\sqrt{\frac{m_1}{m_2}} \operatorname{Arctg} \sqrt{\frac{m_2}{m_1}} + \frac{m_1}{m_1 + m_2}}}$$

Dans notre cas m_1 est la masse de l'atome de baryum $m_1 = \frac{137,36\text{g}}{\mathcal{N}}$ où \mathcal{N} est le nombre d'Avogadro . Avec les différents gaz rares et le baryum lui-même, on obtient avec (25) les coefficients de thermalisation suivants :

Atome perturbateur	$m_2 \times \mathcal{N}$ g	τ
Hélium	4	0,272
Néon	20,18	0,557
Argon	39,94	0,71
Krypton	83,8	0,86
Xénon	131,3	0,927
Baryum	137,36	0,933

Dans le modèle de collisions utilisé, le coefficient de thermalisation obtenu avec les gaz perturbateurs employés (krypton, xénon ou baryum) est voisin de 1 . Lorsqu'on tient compte de l'anisotropie de la distribution de vitesse des atomes de baryum, ce calcul montre donc qu'après un choc, la distribution est proche de celle de l'équilibre thermique dans nos conditions expérimentales. C'est une justification supplémentaire de l'hypothèse des chocs forts utilisée au Chapitre III.1.

6. VITESSE RELATIVE MOYENNE \bar{v} .

L'expression de d^5N permet de calculer aussi la vitesse relative moyenne \bar{v} dont la connaissance est nécessaire au calcul de la durée moyenne entre 2 chocs des particules 1 avec les particules 2 (cf.

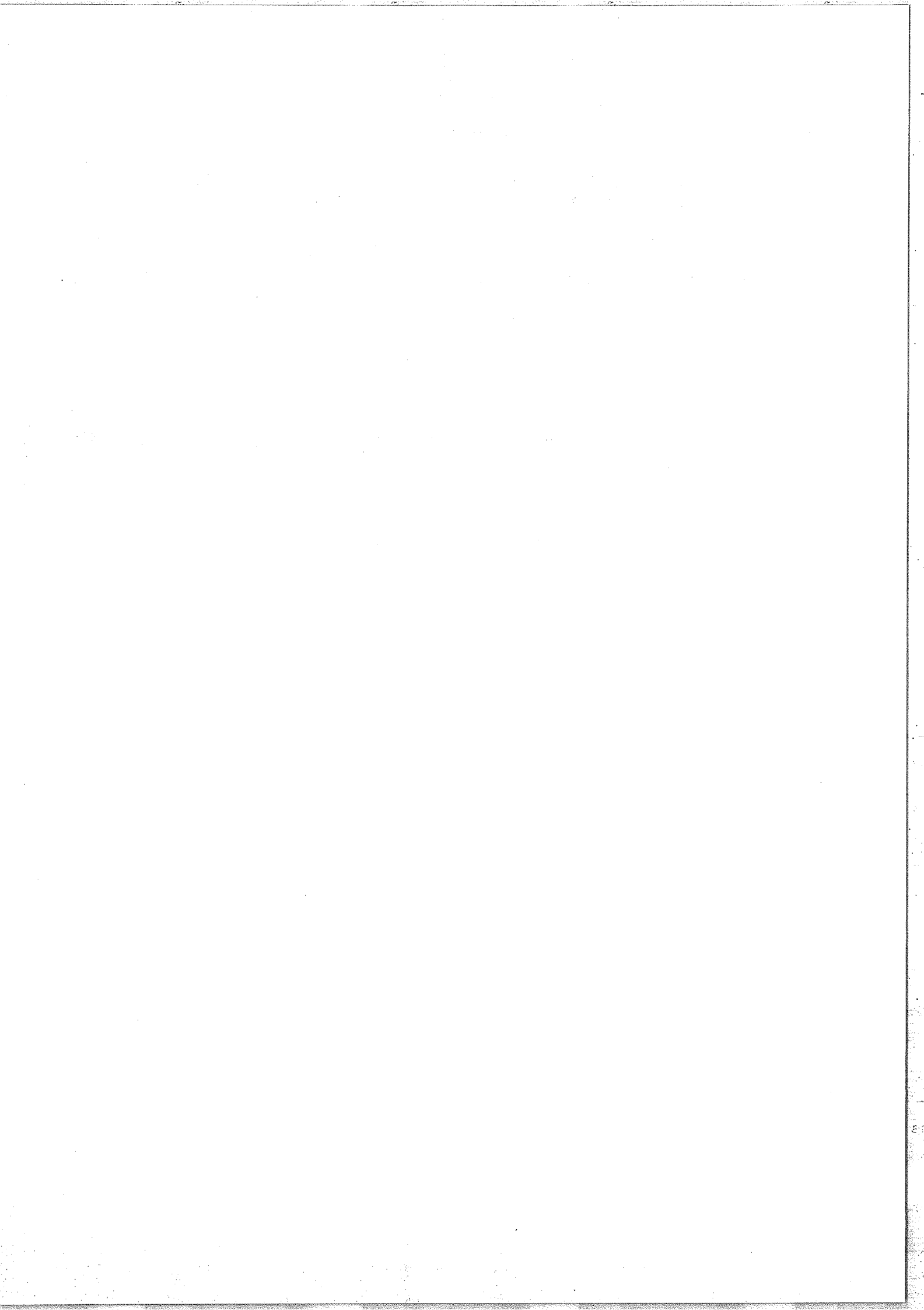
Chapitre III.5) :

$$\bar{v} = \frac{\int v d^5N}{\int d^5N}$$

Le calcul d'intégration est du même type que pour \bar{l}^2 et donne :

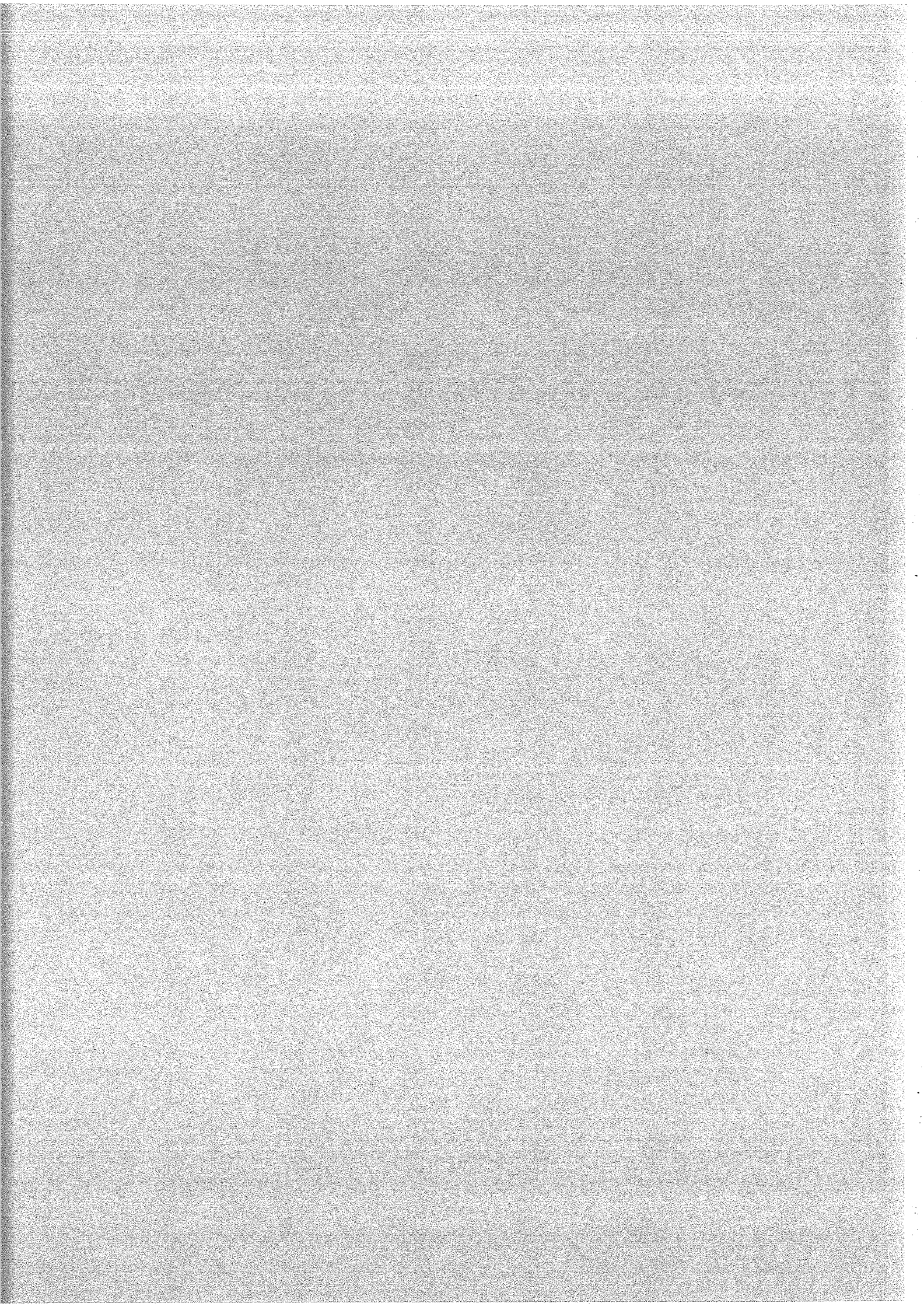
$$\bar{v} = \sqrt{\frac{2k_B T}{\pi}} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \sqrt{m_2} \left(\sqrt{\frac{m_1}{m_2}} \operatorname{Arctg} \sqrt{\frac{m_2}{m_1} + \frac{m_1}{m_1 + m_2}} \right). \quad (26)$$

Cette expression donne des valeurs de \bar{v} proches de celles obtenues avec une distribution isotrope (cf. Chapitre III.5).



ANNEXE III

Calcul de la forme et de l'évolution de la perturbation
créée par une impulsion laser dans la distribution de vitesse
d'une population atomique.



1. CALCUL TENANT SEULEMENT COMPTE DES POPULATIONS.

Les équations d'évolution du système sont les équations (4) du Chapitre I.1, mais ici W_+ dépend du temps :

$$\begin{cases} \dot{n}_a(v_z, t) = \lambda_a(v_z) - n_a(v_z, t) \times \gamma_a - W_+(v_z, t) [n_a(v_z, t) - n_b(v_z, t)] & (1a) \\ \dot{n}_b(v_z, t) = \lambda_b(v_z) - n_b(v_z, t) \times \gamma_b + W_+(v_z, t) [n_a(v_z, t) - n_b(v_z, t)] & (1b) \end{cases}$$

$$W_+(v_z, t) = \frac{\mathcal{G}^2 E^2}{2 \pi^2} \frac{\gamma_{ab}}{\gamma_{ab}^2 + (\omega - k v_z - \omega_0)^2} \times f(t) \quad (2)$$

$f(t)$ représente la variation de l'intensité de l'impulsion laser au cours du temps, c'est-à-dire celle que nous observons sur l'écran de l'oscilloscope : une impulsion de forme grossièrement gaussienne dont le front de descente est moins rapide que le front de montée. Nous approchons donc $f(t)$ par l'expression suivante :

$$f(t) = \frac{\sqrt{2e}}{\theta} t e^{-\left(\frac{t}{\theta}\right)^2} \quad (3)$$

θ est sensiblement la durée à mi-hauteur de cette impulsion et $f(t)$ admet 1 comme maximum.

Le coefficient de saturation lié à la valeur du champ électrique crête de l'impulsion est :

$$\chi_c = \frac{\mathcal{G}^2 E^2}{\pi^2 \gamma \gamma_{ab}} \quad (4)$$

où $\frac{2}{\gamma} = \frac{1}{\gamma_a} + \frac{1}{\gamma_b} \approx \frac{1}{\gamma_b}$ puisque $\frac{1}{\gamma_b} = \tau_b \gg \tau_a = \frac{1}{\gamma_a}$ dans le système physique étudié.

$$\text{Ainsi } \chi_c \approx \frac{\mathcal{P}^2 E^2}{2 \pi^2 \gamma_{ab} \gamma_b} \quad (5)$$

$$\text{et } W_+(v_z, t) = \frac{\chi_c \gamma_{ab}^2 \gamma_b f(t)}{\gamma_{ab}^2 + (\omega - k v_z - \omega_0)^2}$$

$\omega = \omega_0$ dans nos conditions expérimentales. D'autre part, introduisons la nouvelle variable $u = \frac{k v_z}{\gamma_{ab}}$, alors :

$$W_+(u, t) = \frac{\chi_c \gamma_b f(t)}{1 + u^2} \quad (6)$$

Les valeurs initiales ($t=0$) des populations sont celles obtenues en l'absence de champ :

$$\left\{ \begin{array}{l} n_a(u, 0) = \frac{\lambda_a(u)}{\gamma_a} \end{array} \right. , \quad (7a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n_b(u, 0) = \frac{\lambda_b(u)}{\gamma_b} \end{array} \right. \quad (7b)$$

En introduisant (6) et (7) dans le système (1), on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{n}_a(u, t) = \gamma_a [n_a(u, 0) - n_a(u, t)] - \frac{\chi_c \gamma_b f(t)}{1 + u^2} [n_a(u, t) - n_b(u, t)] \end{array} \right. \quad (8a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{n}_b(u, t) = \gamma_b [n_b(u, 0) - n_b(u, t)] + \frac{\chi_c \gamma_b f(t)}{1 + u^2} [n_a(u, t) - n_b(u, t)] \end{array} \right. \quad (8b)$$

Appelons $X_i = n_i(u, t) - n_i(u, 0)$ ($i=a, b$) écart entre $n_i(u, t)$ distribution perturbée par le champ et $n_i(u, 0)$ distribution d'équilibre

en l'absence de champ. Le système (8) se réécrit donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{X}_a = -\gamma_a X_a - \frac{\chi_c \gamma_b f(t)}{1+u^2} [X_a - X_b + n_a(u,0) - n_b(u,0)] \\ \dot{X}_b = -\gamma_b X_b + \frac{\chi_c \gamma_b f(t)}{1+u^2} [X_a - X_b + n_a(u,0) - n_b(u,0)] \end{array} \right. \quad (9a)$$

Négligeons les variations en fonction de u de $n_i(u,0)$ qui suit la large distribution maxwellienne d'équilibre thermique de $\lambda_i(u)$ (cf. I.1), devant les variations de X_i qui, a priori, possède une distribution dont la largeur est plus proche de la largeur lorentzienne de la raie. Dans cette approximation $n_i(u,0)$ ne dépend plus de u et s'écrit $n_i(0)$.

Posons $Y_i = \frac{X_i}{n_a(0) - n_b(0)}$, alors (9) devient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{Y}_a = -\gamma_a Y_a - \frac{\chi_c \gamma_b f(t)}{1+u^2} [Y_a - Y_b + 1] \\ \dot{Y}_b = -\gamma_b Y_b + \frac{\chi_c \gamma_b f(t)}{1+u^2} [Y_a - Y_b + 1] \end{array} \right. \quad (10a)$$

D'après (7) les conditions initiales de ce système sont $Y_a = Y_b = 0$.

Nous résolvons sur ordinateur ce système d'équations différentielles par la méthode d'intégration numérique pas-à-pas de Kutta-Runge* [60].

* Nous utilisons le programme ISED4 du centre de calcul d'Orsay.

4 (III)

$$\gamma_a = \frac{1}{\tau_a} \approx 1,20 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$$

$$\gamma_b = \frac{1}{\tau_b} \approx 3,5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$$

$$\theta = 20 \text{ ns}$$

u varie de 1 à 5 ($u=1$ correspond à $k v_z = \gamma_{ab}$, c'est-à-dire à la demi-largeur lorentzienne) ; après optimisation, le pas d'intégration choisi est 0,5 ns.

Le choix de χ_c est plus difficile car le fonctionnement en impulsion ne permet pas de connaître la puissance crête de l'impulsion laser et la puissance moyenne n'est pas détectable. Nous utilisons donc la comparaison d'une part entre les résultats des calculs donnant la distribution des Y_i en fonction de u et l'absorption qu'on peut en déduire et, d'autre part, l'absorption $\alpha(0)$ observée expérimentalement sur l'impulsion saturante. Cette comparaison se fait à l'instant où $\alpha(0)$ est mesurée, c'est-à-dire sur le front de descente de l'impulsion saturante, environ 40 ns après son début (cf. II.3.a et III.2). En régime continu de saturation, Y_i suit une distribution lorentzienne

$$Y_i = \epsilon_i \frac{\chi}{1 + \chi + u^2}$$

$$\epsilon_a = -1$$

$$\epsilon_b = +1 \quad .$$

L'amplitude maximale atteinte au centre de cette distribution ($u=0$) est $\frac{\epsilon_i \chi}{1 + \chi}$ et sa demi-largeur à mi-hauteur est $\sqrt{1 + \chi}$. De même, pour caractériser à chaque instant les distributions Y_i fournies par le calcul, nous définissons 2 coefficients de saturation. Au centre χ_{i0}

tel que $|Y_i(u=0)| = \frac{\chi_{i0}}{1 + \chi_{i0}}$, c'est-à-dire :

$$\chi_{i0} = \frac{|Y_i(u=0)|}{1 - |Y_i(u=0)|} \quad (11) ;$$

et $\chi_{i1/2}$ lié à la demi-largeur de la distribution à la valeur $u_{i1/2}$

où elle atteint la moitié de sa valeur maximale $(Y_i(u_{i1/2})) = \frac{Y_i(u=0)}{2}$:

$$\chi_{i1/2} = (u_{i1/2})^2 - 1 \quad (12)$$

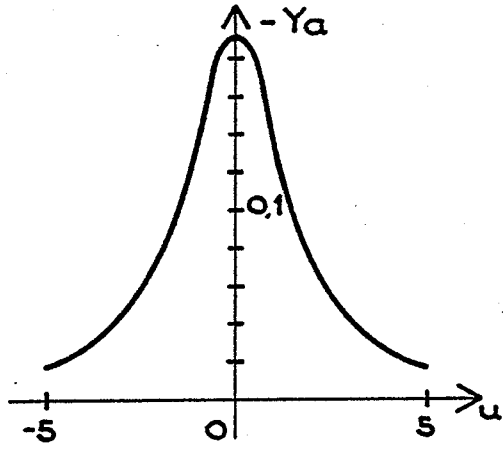
Pour une distribution exactement lorentzienne

$$\chi_{i0} = \chi_{i1/2} = \chi \quad .$$

Ainsi, lorsque χ_{i0} et $\chi_{i1/2}$ ont des valeurs voisines, nous estimons que Y_i suit grossièrement une distribution lorentzienne. Pour apprécier l'absorption associée aux distributions Y_i , nous calculons χ_0 le coefficient de saturation au centre de $(Y_b - Y_a)$, distribution proportionnelle à la différence de populations $n_b - n_a$. Lorsque, 40 ns après le début de l'impulsion, χ_0 est du même ordre de grandeur que le "coefficient de saturation" χ déduit du coefficient d'absorption expérimental : $\frac{\alpha(0)}{\alpha_0} = \frac{1}{\sqrt{1+\chi}}$ ($\chi \approx 2$), nous estimons que les distributions Y_i obtenues sont proches de la réalité et que le coefficient de saturation χ_c utilisé est correct.

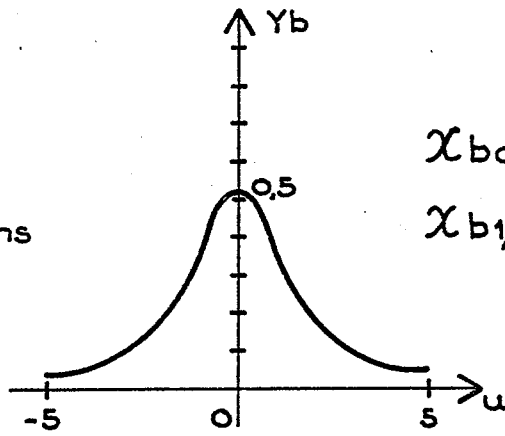
Les résultats de ces calculs montrent que c'est au voisinage de $\chi_c \approx 2\ 000$ que l'on approche le mieux ces conditions (fig. 1). 40 ns après le début de l'impulsion, la population du niveau résonnant est

a: Niveau résonnant.



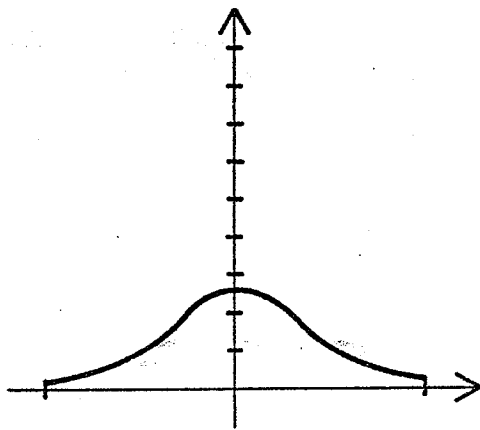
b: Niveau métastable.

$t = 20\text{ns}$

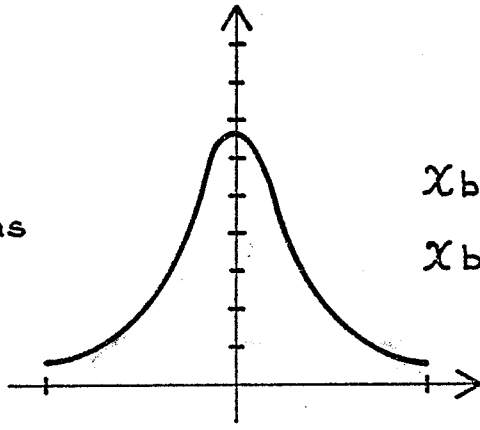


$$\chi_{b0} \approx 1,1$$

$$\chi_{b1/2} \approx 1$$

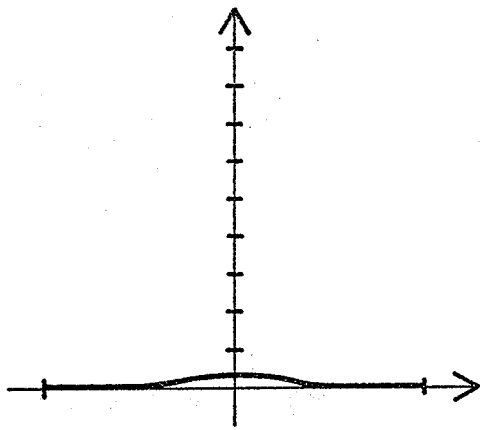


$t = 40\text{ns}$

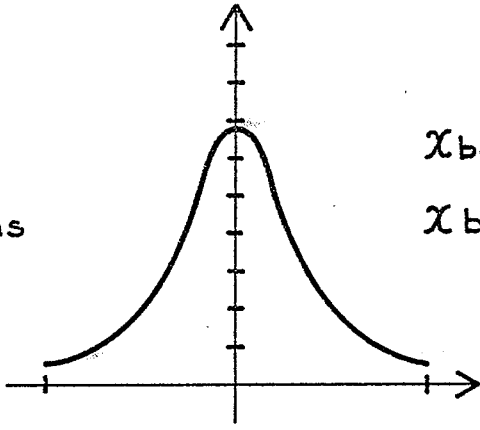


$$\chi_{b0} \approx 2,06$$

$$\chi_{b1/2} \approx 1$$

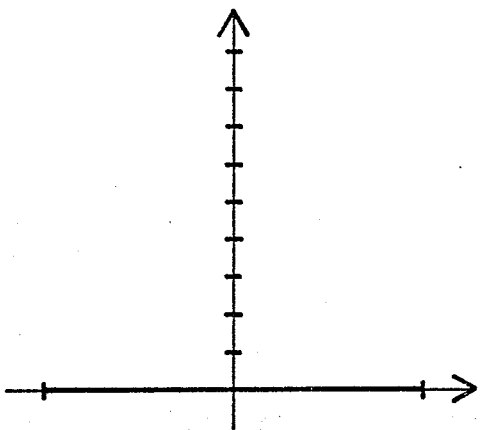


$t = 60\text{ns}$

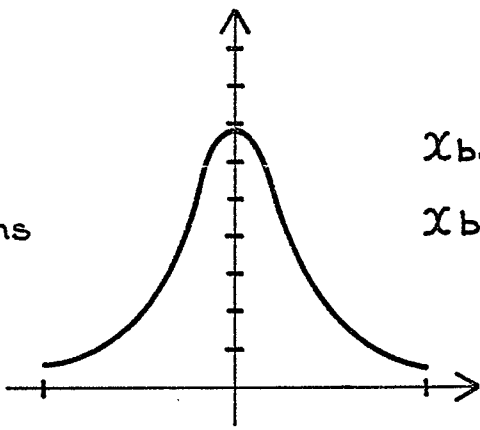


$$\chi_{b0} \approx 2,1$$

$$\chi_{b1/2} \approx 1,6$$



$t = 80\text{ns}$



$$\chi_{b0} \approx 2,1$$

$$\chi_{b1/2} \approx 1,6$$

-Fig.1-

$\chi_c = 2000$

faible devant celle du niveau métastable * et $\chi_{b0} \approx 2,06$, $\chi_{b1/2} \approx 1$, le trou creusé dans la distribution de vitesse du niveau métastable est approximativement lorentzien ; son amplitude au centre est cependant légèrement trop grande compte tenu de sa largeur à mi-hauteur.

2. CALCUL DANS LE FORMALISME DE LA MATRICE DENSITE.

En raison de la valeur élevée des χ_c introduits dans le calcul précédent, on peut penser que des effets "des cohérences atomiques" peuvent se produire. Nous présentons donc ce calcul dans le formalisme de la matrice densité pour voir si les résultats précédents sont modifiés.

Avec des notations évidentes, l'équation pilote du système est la suivante :

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}, \rho] + \begin{pmatrix} \lambda_a & 0 \\ 0 & \lambda_b \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \gamma_a \rho_{aa} & \gamma_{ab} \rho_{ab} \\ \gamma_{ab} \rho_{ba} & \gamma_b \rho_{bb} \end{pmatrix}$$

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + V$$

$$\mathcal{H}_0 = \begin{pmatrix} i\hbar\omega_0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Dans l'approximation des ondes tournantes :

$$V = -\frac{\mathcal{P} E_{+c}}{2} g(t) \begin{pmatrix} 0 & e^{-i(\omega - k v_z)t} \\ e^{+i(\omega - k v_z)t} & 0 \end{pmatrix}$$

* Le phénomène d'emprisonnement de radiation n'est pas pris en compte ici.

$g(t)$ est la variation de l'amplitude du champ électrique au cours de l'impulsion laser :

$$g(t) = \sqrt{f(t)} \quad \text{où} \quad f(t) \quad \text{est définie par (3) .}$$

Utilisons les conditions initiales (7) et posons $\rho_{ab} = C e^{-i\omega t}$,

l'équation pilote se récrit :

$$\dot{\rho}_{aa} = \frac{i \mathcal{P}_E}{2\pi} g(t) (\bar{C} - C) - \gamma_a (\rho_{aa} - \rho_{aa}(0)) \quad (14a)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \dot{C} - i(\omega - k v_z) C &= i \left[-\omega_0 C + \frac{\mathcal{P}_E}{2\pi} g(t) (\rho_{bb} - \rho_{aa}) \right] - \gamma_{ab} C \quad (14b) \\ \dot{\rho}_{bb} &= i \frac{\mathcal{P}_E}{2\pi} g(t) (C - \bar{C}) - \gamma_b (\rho_{bb} - \rho_{bb}(0)) \quad (14c) \end{aligned} \right.$$

Faisons à nouveau l'hypothèse raisonnable que $\rho_{aa}(0)$ et $\rho_{bb}(0)$ ne varient pas avec v_z dans le domaine qui nous intéresse et posons :

$$X_j = \rho_{jj} - \rho_{jj}(0) \quad j=a,b$$

et $C = X_1 + i X_2$ X_1 et X_2 réels, (14) devient :

$$\left\{ \begin{aligned} \dot{X}_a &= \frac{\mathcal{P}_E}{\pi} g(t) X_2 - \gamma_a X_a \quad (15a) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \dot{X}_1 &= (\omega_0 - \omega + k v_z) X_2 - \gamma_{ab} X_1 \quad (15b) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \dot{X}_2 &= (\omega - \omega_0 - k v_z) X_1 + \frac{\mathcal{P}_E}{2\pi} g(t) (X_b - X_a + \rho_{bb}(0) - \rho_{aa}(0)) - \gamma_{ab} X_2 \quad (15c) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \dot{X}_b &= -\frac{\mathcal{P}_E}{\pi} g(t) X_2 - \gamma_b X_b \quad (15d) \end{aligned} \right.$$

Introduisons $X_c : \frac{\mathcal{P}_E}{2\pi} = \sqrt{\frac{X_c \gamma_{ab} \gamma_b}{2}}$ d'après (5) ,

$$\text{et} \quad Y_j = \frac{X_j}{\rho_{aa}(0) - \rho_{bb}(0)} \quad j=a, 1, 2, b.$$

Posons $\omega = \omega_0$ et $u = \frac{k v_z}{\gamma_{ab}}$. Le système s'écrit finalement :

$$\dot{Y}_a = -\gamma_a Y_a + \sqrt{2 \chi_c \gamma_{ab} \gamma_b} g(t) Y_2 \quad (16a)$$

$$\dot{Y}_1 = -\gamma_{ab} Y_1 + u \gamma_{ab} Y_2 \quad (16b)$$

$$\dot{Y}_2 = -\gamma_{ab} Y_2 - u \gamma_{ab} Y_1 + \sqrt{\frac{\chi_c \gamma_{ab} \gamma_b}{2}} g(t) (Y_b - Y_a - 1) \quad (16c)$$

$$\dot{Y}_b = -\gamma_b Y_b - \sqrt{2 \chi_c \gamma_{ab} \gamma_b} g(t) Y_2 \quad (16d)$$

Nous utilisons la même méthode numérique pour résoudre ce système.

C'est encore au voisinage de $\chi_c = 2\,000$ que les conditions recherchées sont obtenues (fig. 2). Au début de l'impulsion, le trou (ou le pic) créé est très large * mais, 40 ns après, sa forme est assez bien approchée par une lorentzienne :

$$\chi_{b0} \approx 2,1 \quad \chi_{b1/2} \approx 3 \quad .$$

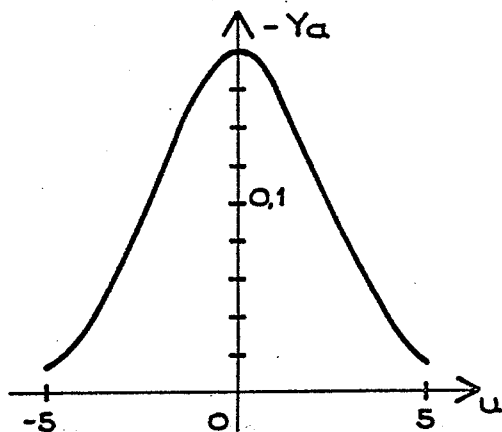
Qualitativement les résultats sont identiques à ceux du premier calcul.

En conclusion, ces résultats permettent de supposer que le passage de l'impulsion saturante crée dans les distributions de vitesse des niveaux et, en particulier, du niveau métastable, une perturbation lorentzienne proche de celle que réaliserait une saturation continue avec le coefficient de saturation χ_{eff} que l'on détermine à partir de l'absorption sur l'impulsion saturante :

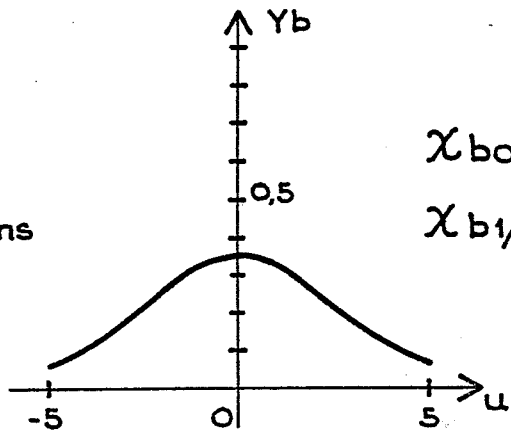
$$\frac{\alpha(0)}{\alpha_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + \chi_{\text{eff}}}}$$

* Cette grande largeur semble due à un élargissement par impulsion de γ_{ab} selon la 4ème relation d'incertitude. Le coefficient saturation χ_{eff} tient compte aussi de cet élargissement et nous n'avons pas à en tenir compte une deuxième fois dans les valeurs de γ_{ab} que nous utilisons.

a: Niveau résonnant.



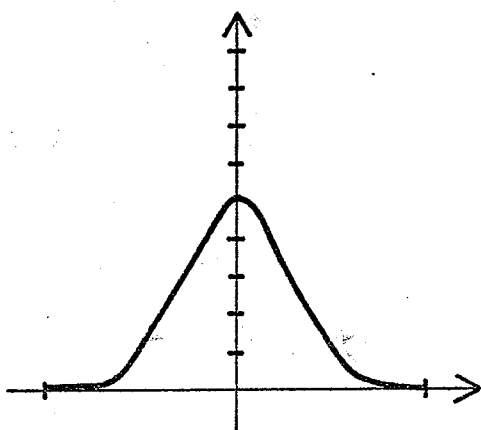
b: Niveau métastable.



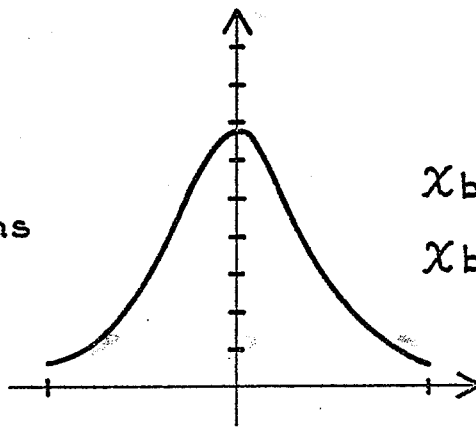
$t = 20\text{ns}$

$$\chi_{b0} \approx 0,6$$

$$\chi_{b1/2} \approx 9,2$$

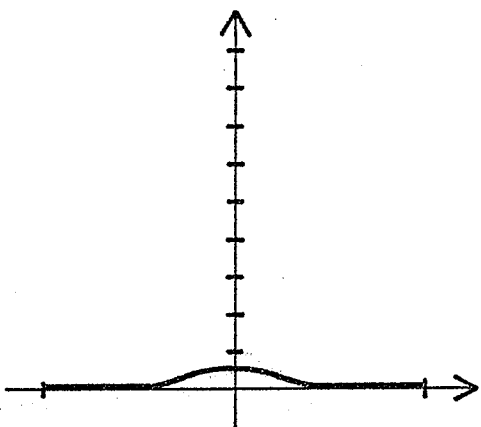


$t = 40\text{ns}$

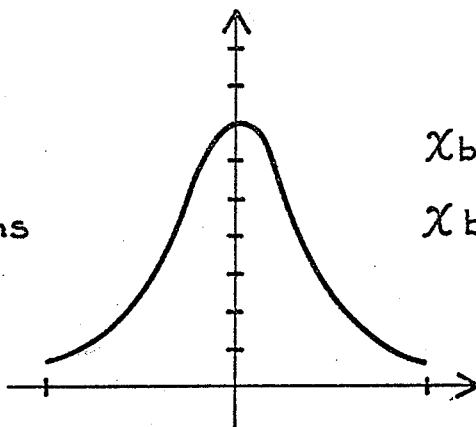


$$\chi_{b0} \approx 2,1$$

$$\chi_{b1/2} \approx 3$$

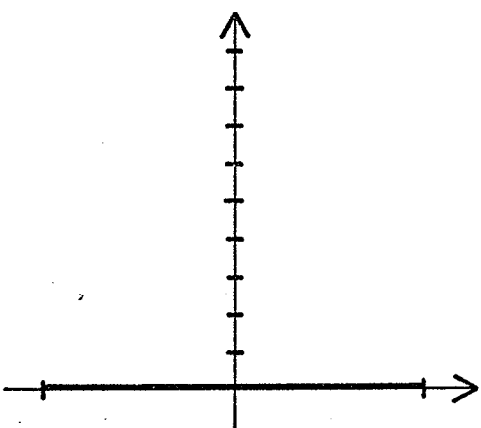


$t = 60\text{ns}$

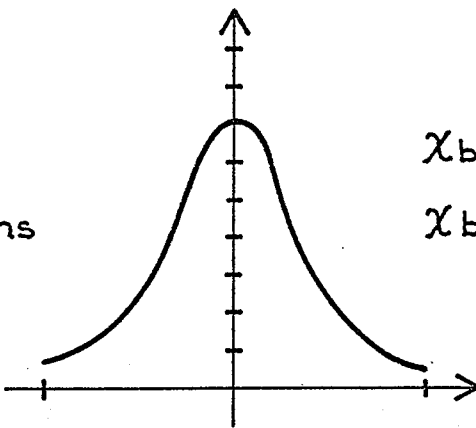


$$\chi_{b0} \approx 2,4$$

$$\chi_{b1/2} \approx 2,6$$



$t = 80\text{ns}$



$$\chi_{b0} \approx 2,4$$

$$\chi_{b1/2} \approx 2,6$$

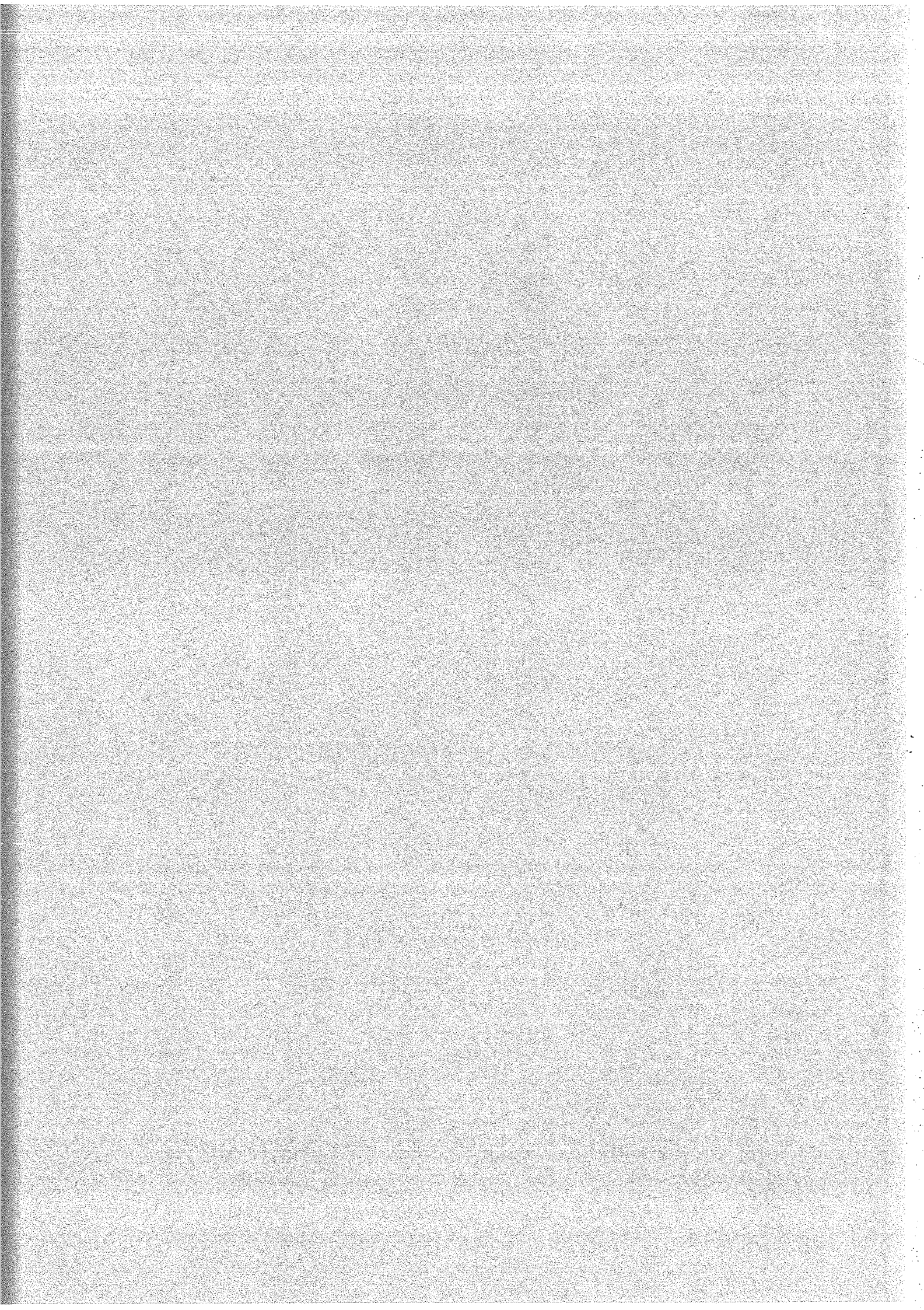
-Fig.2-

$\chi_c = 2000$

ANNEXE IV

Mesure de la durée de vie dans une décharge

du niveau $6s5d \ ^1D_2$ du baryum neutre.



1. PRINCIPE ET MONTAGE.

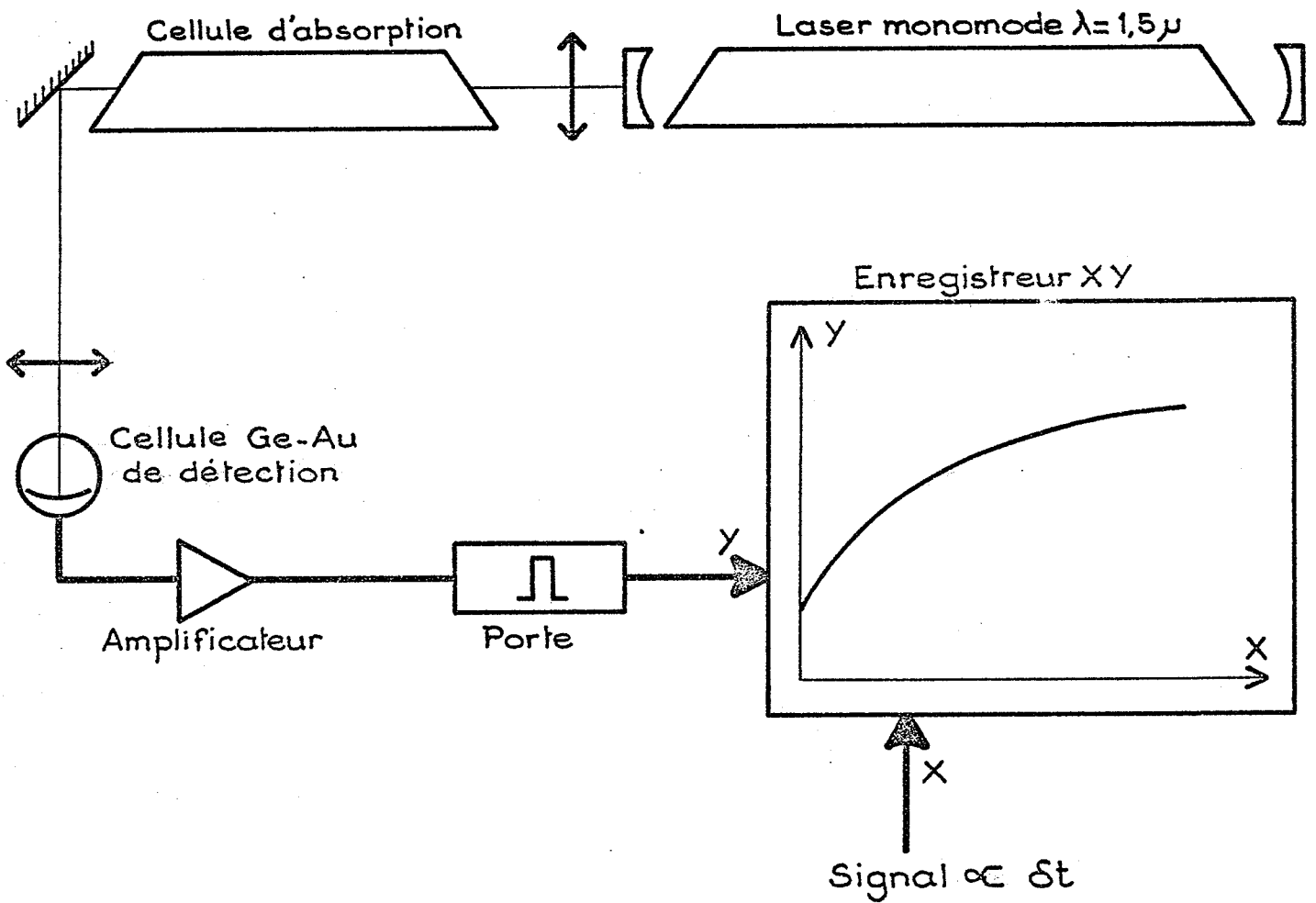
Le montage expérimental utilise le laser à vapeur de baryum et les différentes cellules d'absorption de l'expérience des échos (figure 1). La cellule est excitée en créneaux d'une durée d'environ 1 ms. Ce temps est suffisamment long pour arriver à un régime de peuplement stationnaire des niveaux des atomes de baryum et des atomes perturbateurs et, en particulier, du niveau métastable du baryum.

Une fois l'excitation électrique terminée, on envoie une impulsion issue du laser avec un retard réglable δt par rapport au front de descente du créneau d'excitation de la cellule (figure 2a).

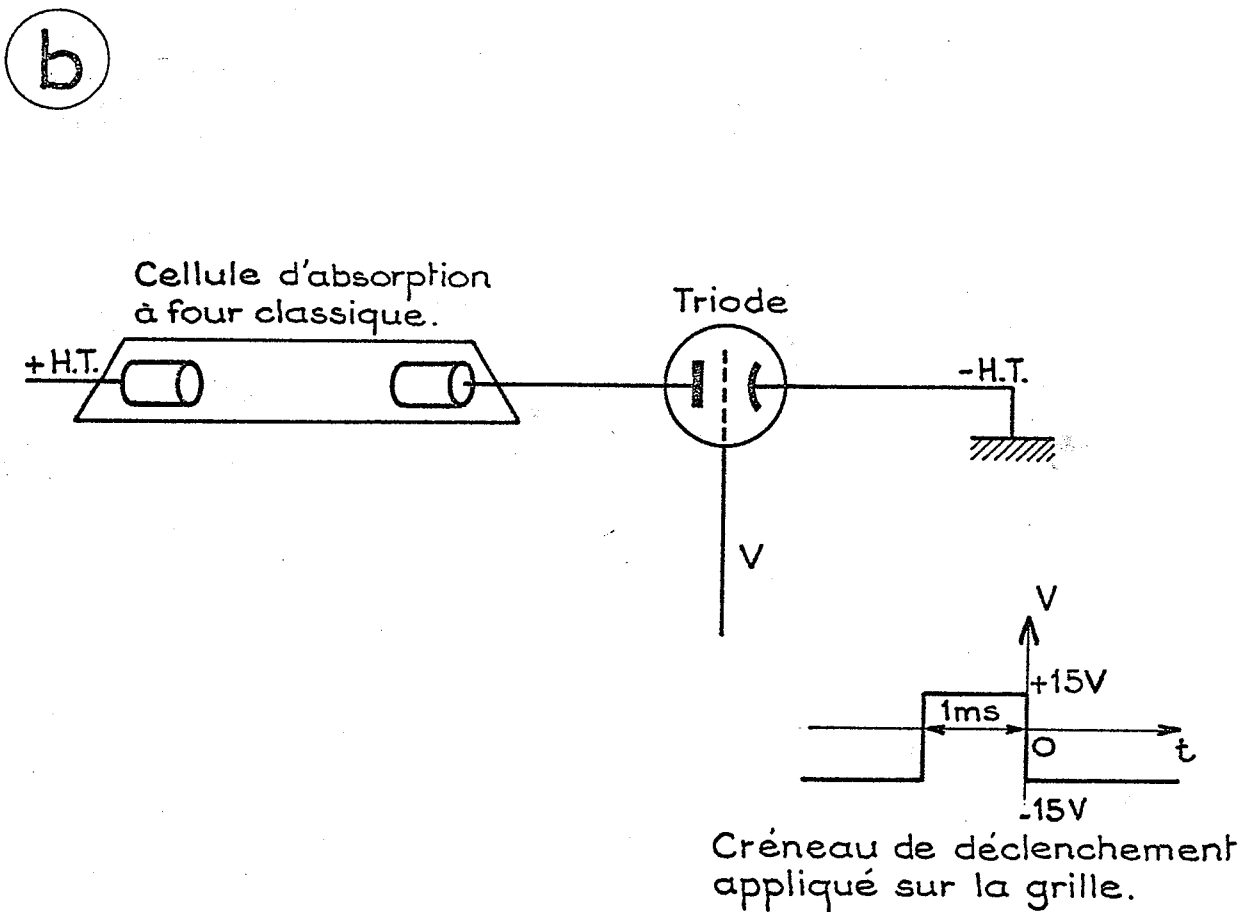
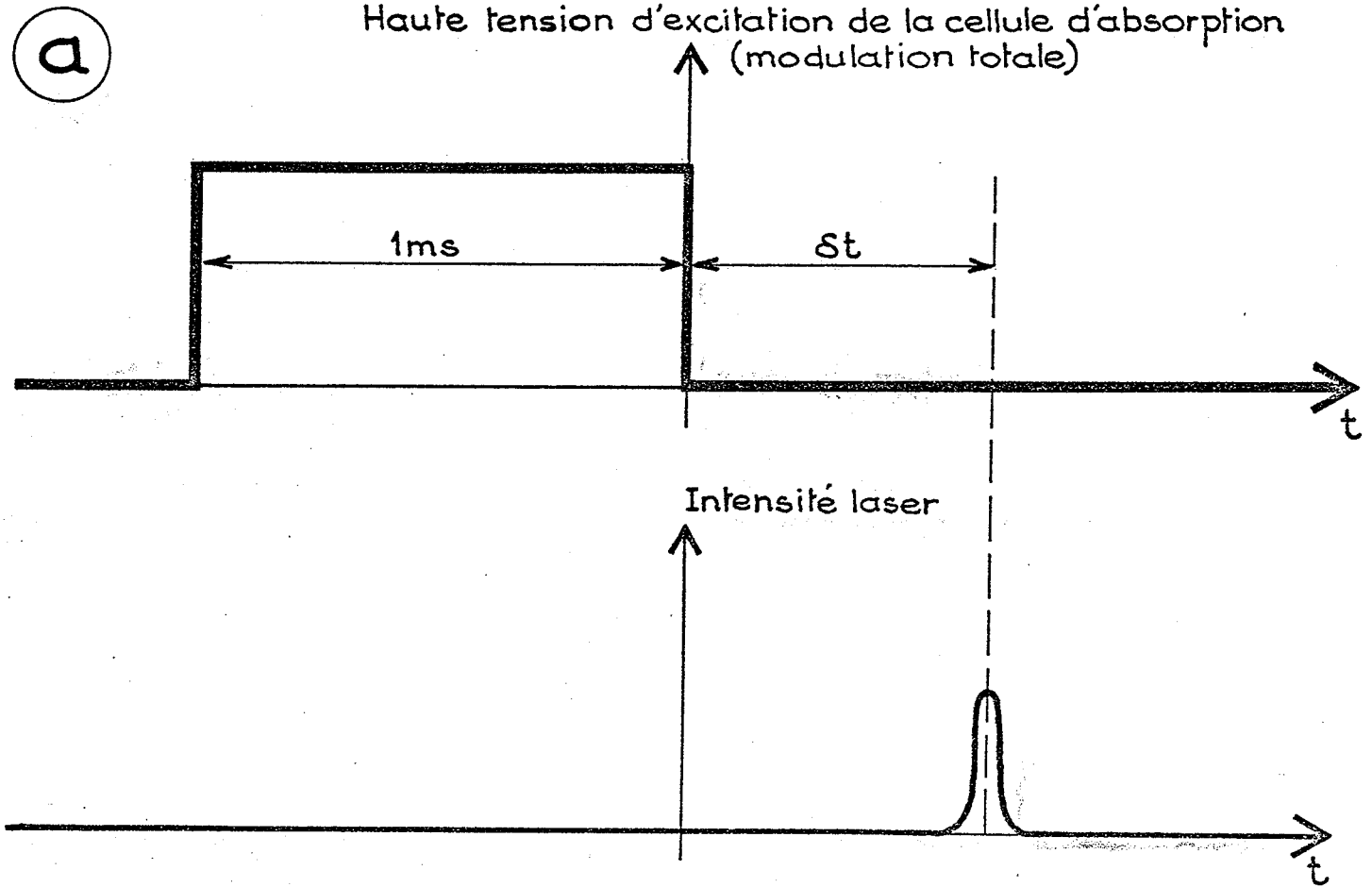
Même en tenant compte de l'emprisonnement de radiation, le niveau supérieur de la transition ($6s6p \ ^1P_1$) se dépeuple alors plus rapidement que le niveau métastable ; le coefficient d'absorption $a(\delta t)$ de l'impulsion laser est donc proportionnel à la population du niveau métastable $\ ^1D_2$.

Si on enregistre la variation $a(\delta t)$ en fonction de δt , on s'attend à observer une décroissance exponentielle avec, comme constante de temps, τ_p durée de vie du niveau métastable dans les conditions de pression et de température de l'expérience.

Nous avons commencé par des expériences où la cellule est excitée en modulation totale (figure 2a). Le montage électrique d'excitation



-Fig. 1-



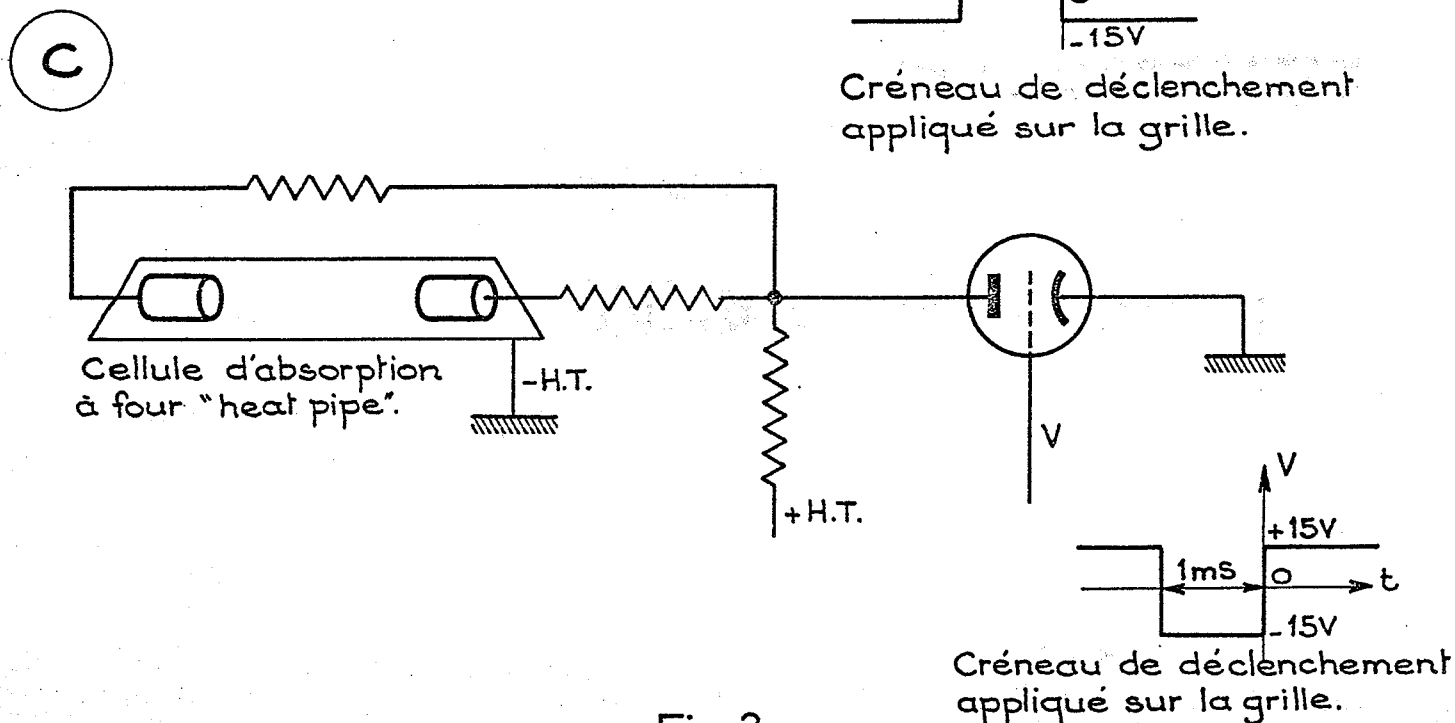
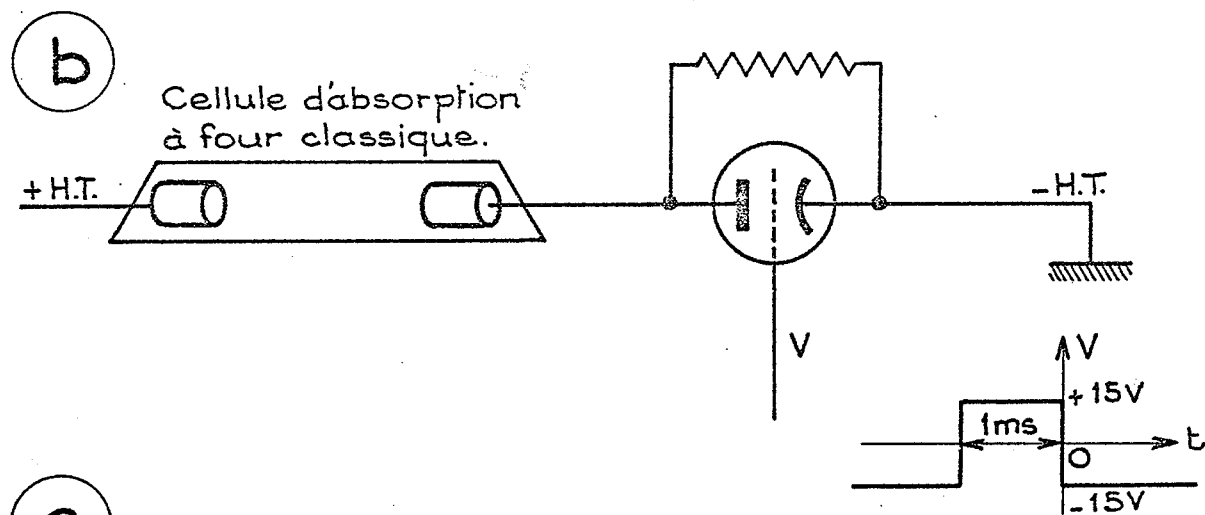
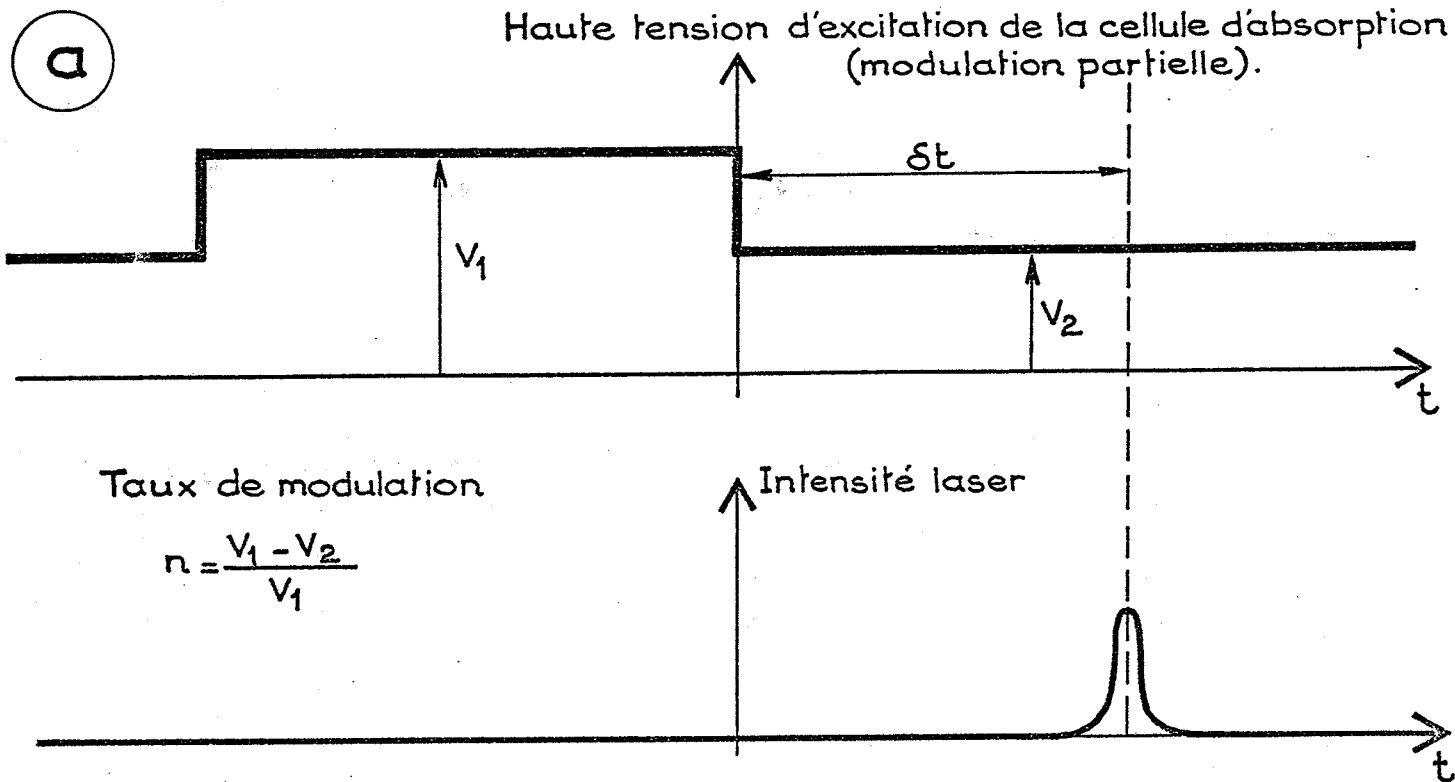
-Fig.2.-

présenté en figure 2b est utilisé avec les cellules d'absorption à four classique où la vapeur de baryum à faible pression est en présence de krypton ou de xénon à pression plus importante. Ce dispositif permet la détermination de la durée de vie du niveau métastable en post-décharge.

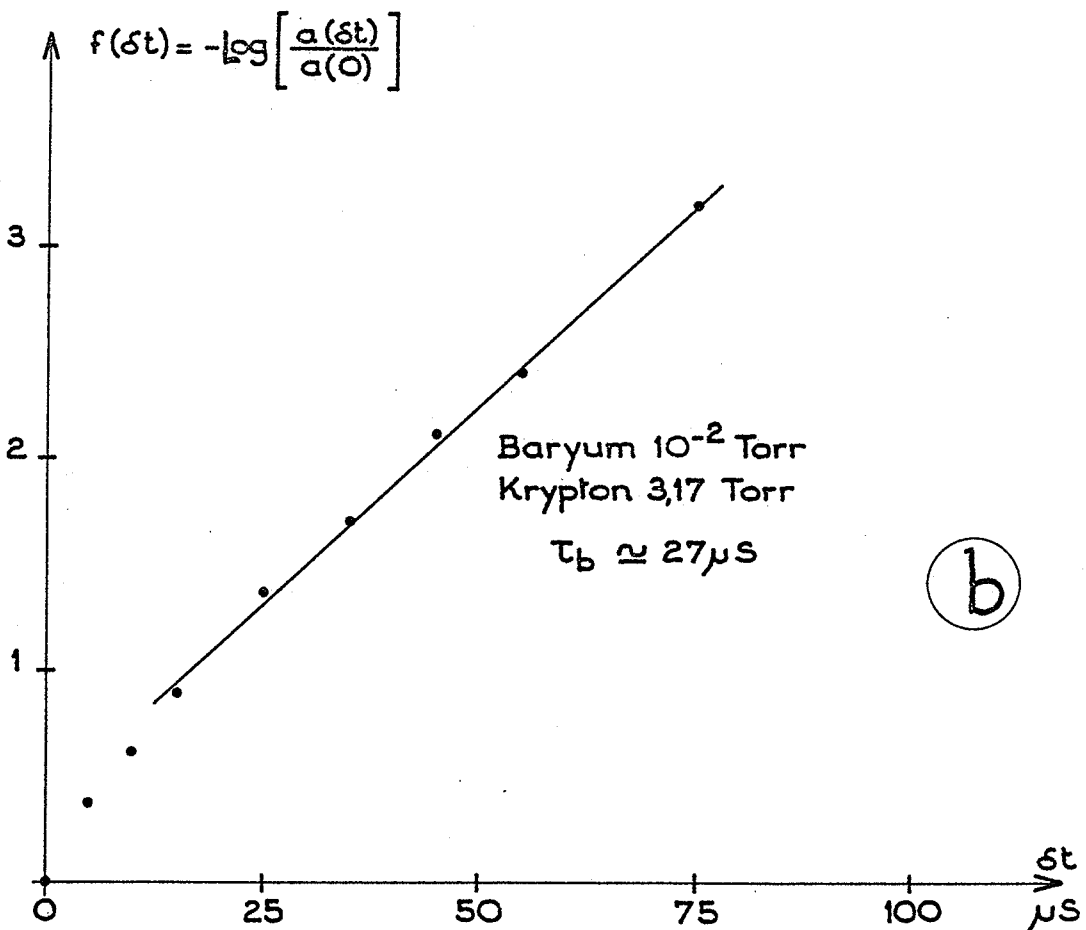
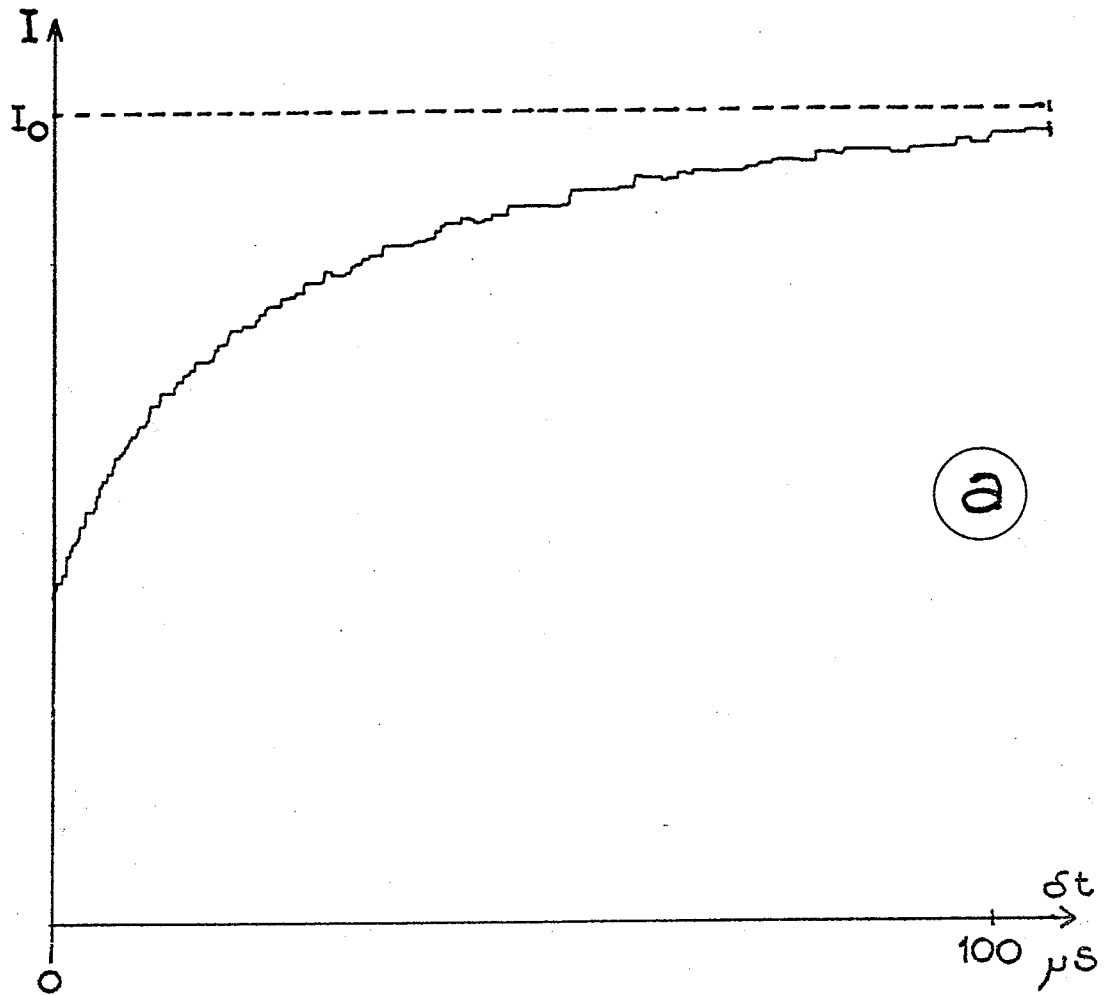
En réalité, nous cherchons la valeur de cette durée de vie dans les conditions de l'expérience des échos, c'est-à-dire en excitation continue. Nous avons donc réalisé d'autres expériences se rapprochant de ces conditions où la modulation de l'excitation de la cellule est partielle (figure 3a). Le montage électrique correspondant est présenté en figure 3b.

L'excitation de la cellule à four "heat-pipe", où la vapeur de baryum est pure, est particulière. En effet le tube de la cellule est métallique et nécessite d'être relié à la masse. Dans ces conditions seule une modulation partielle de l'excitation de la cellule est possible. La figure 3c présente le montage électrique réalisé dans ce cas.

Le signal obtenu est traité par le canal utilisé pour l'impulsion saturante au cours de l'expérience des échos. On prélève simplement le signal avant l'intégrateur et on l'envoie sur la borne Y d'un enregistreur XY (figure 1). La borne X reçoit un signal proportionnel au retard δt entre le front de descente des créneaux d'excitation de la cellule d'absorption et le déclenchement de l'impulsion laser. En faisant varier continuellement δt à l'aide d'un dispositif électronique, on obtient directement la variation de l'intensité I de l'impulsion laser après absorption à travers la cellule, en fonction du retard δt .



-Fig. 3-



-Fig. 4-

2. RESULTATS.

La figure 4a montre un enregistrement de $I(\delta t)$ en modulation totale pour un retard δt variant de 0 à 100 μs .

On obtient l'évaluation correspondante (figure 4b) du coefficient d'absorption $a(\delta t)$ en utilisant la relation

$$I(\delta t) = I_0 e^{-a(\delta t)\ell}$$

où I_0 est l'intensité incidente et ℓ la longueur active de la cellule d'absorption.

Si nous admettons que $a(\delta t)$ suit le dépeuplement du niveau métastable de durée de vie τ_b , nous avons :

$$a(\delta t) = a(0) e^{-\frac{\delta t}{\tau_b}}$$

Et, en posant $f(\delta t) = -\text{Log} \left[\frac{a(\delta t)}{a(0)} \right] = -\frac{\delta t}{\tau_b}$, nous voyons que $f(\delta t)$ varie linéairement avec δt . La figure 4b montre l'évolution expérimentale de $f(\delta t)$. Nous y remarquons que $f(\delta t)$ ne suit une loi linéaire que 20 μs environ après l'origine. En contrôlant avec précision l'allure du courant de décharge nous avons vérifié que ce phénomène transitoire n'est pas dû aux variations de courant d'excitation de la cuve. Nous n'en avons pas trouvé d'explication satisfaisante et nous avons admis que $\gamma_b = \frac{1}{\tau_b}$ est donné par la pente de la partie linéaire de la variation de $f(\delta t)$.

8 (IV)

En modulation totale, nous avons obtenu les résultats suivants en baryum-krypton et baryum-xénon. En baryum pur, pour les raisons expérimentales citées, seules des expériences en modulation partielle ont pu être réalisées.

Baryum-krypton $T = 620^{\circ}\text{C}$

Pression de krypton en Torr	3,17	2,06	1,03	0,75	0,5
τ_b μs	27	39	29	28	15

Baryum-xénon $T = 620^{\circ}\text{C}$

Pression de xénon en Torr	2,8	1,9	1	0,48	0,25
τ_b μs	50	47	53	37	16

L'erreur relative sur τ_b , appréciée sur la dispersion des résultats obtenus dans les mêmes conditions expérimentales, est de l'ordre de 15%.

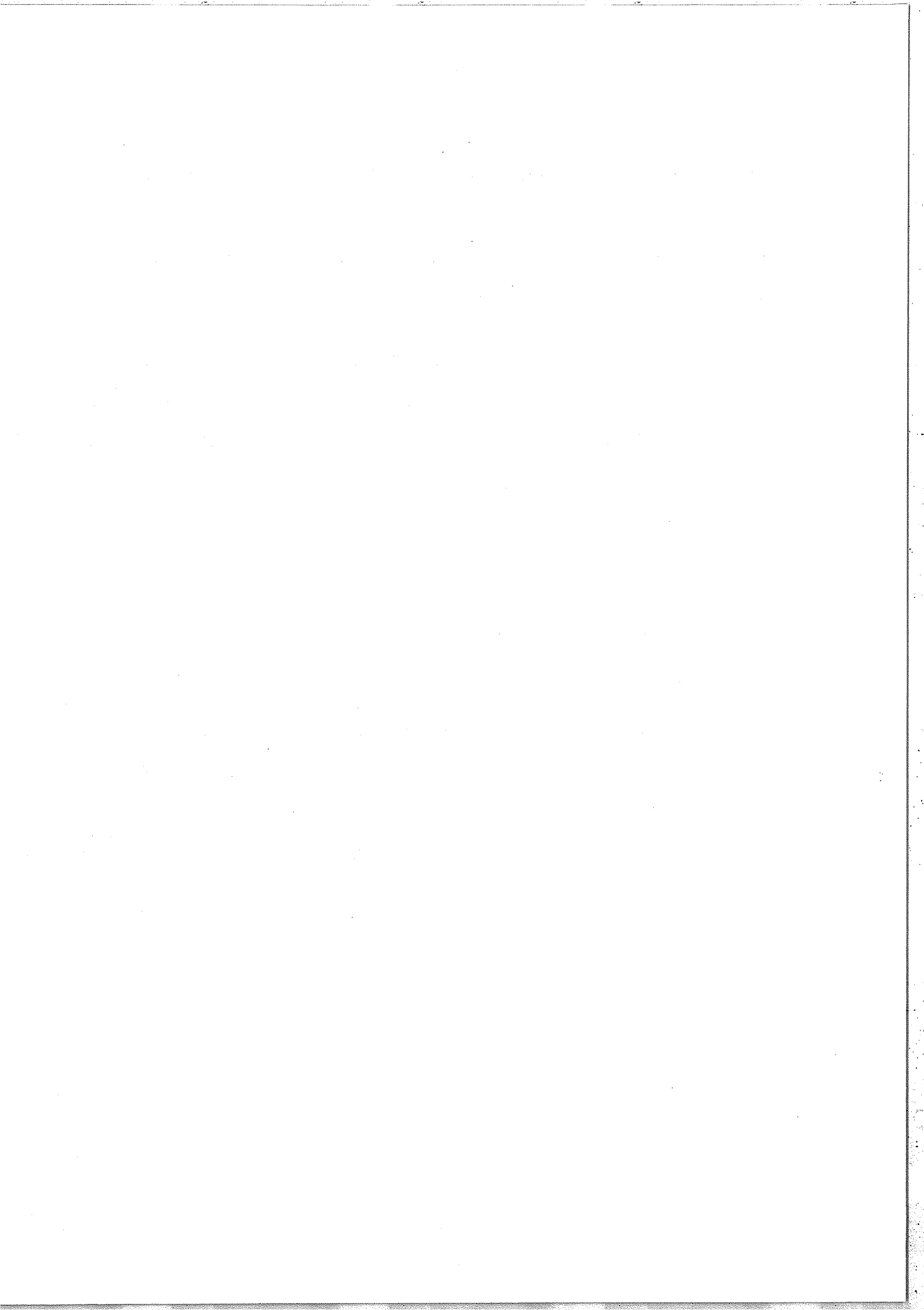
Le dépouillement des résultats obtenus en modulation partielle se fait en supposant que le passage d'une intensité d'absorption à l'autre se fait exponentiellement avec la constante de temps de la durée de vie du niveau métastable dans ces conditions expérimentales.

Les enregistrements obtenus sont plus difficilement exploitables. Néanmoins avec $T = 620^{\circ}\text{C}$ et un taux de modulation $\eta = 0,25$, nous obtenons des valeurs de τ_b variant entre 35 et 45 μs pour des pressions de krypton ou de xénon variant de 1 à 0,25 Torr.

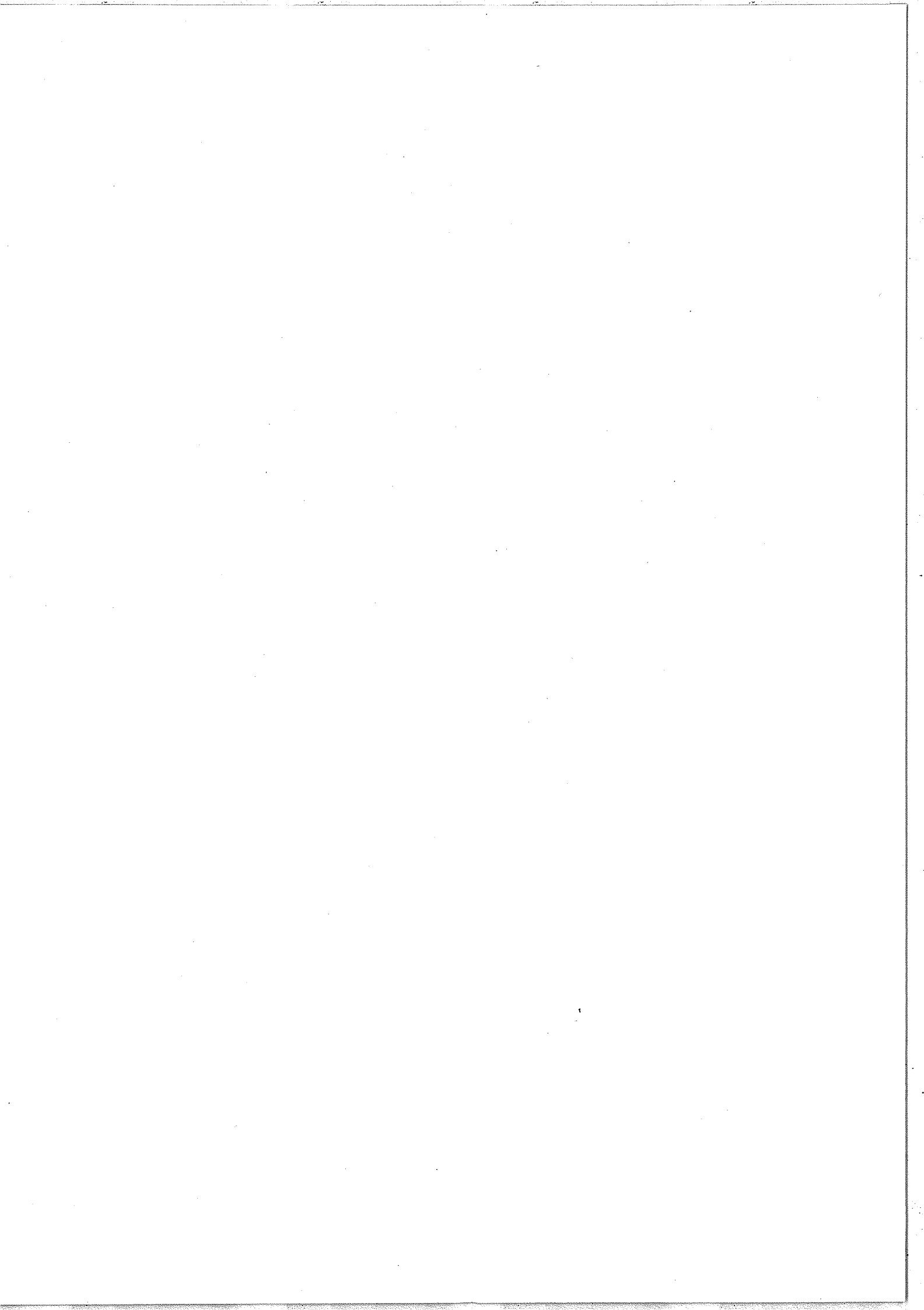
En baryum pur, avec un taux de modulation $\eta = 0,7$, τ_b varie entre 25 et 37 μs pour des pressions de baryum de 1,5 à 0,5 Torr (selon le principe du "heat-pipe" la température dépend de la pression de vapeur de baryum, cf. II.1.c. β et annexe I).

3. CONCLUSION.

Malgré la difficulté d'obtention de certains résultats et quelquefois leur imprécision, les valeurs obtenues de τ_b sont voisines de 30 μs . Le fait de se rapprocher d'une excitation continue (modulation partielle) ne semble pas modifier de façon significative ces valeurs.



BIBLIOGRAPHIE



BIBLIOGRAPHIE

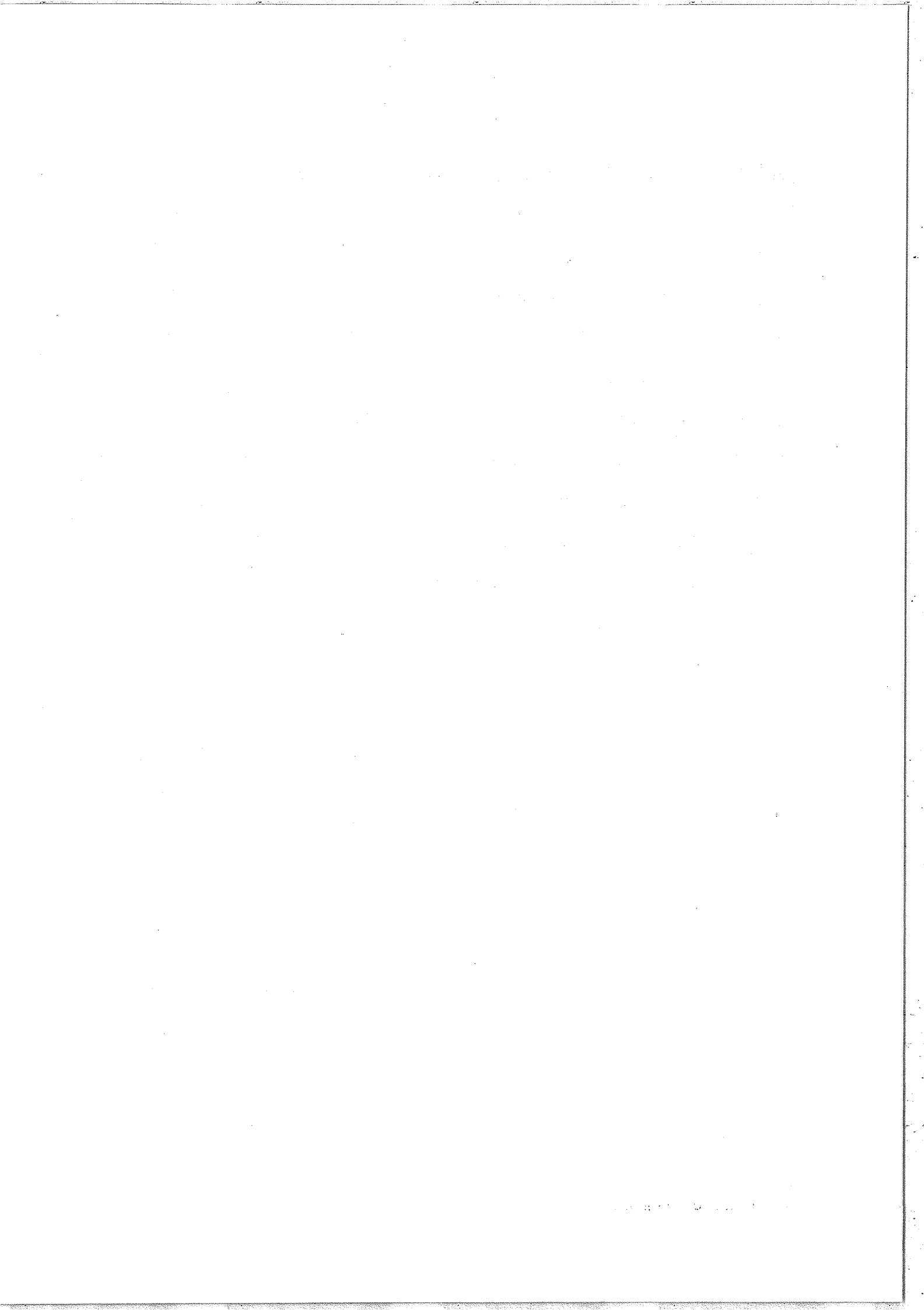
- [1] Topics en Applied Physics, Volumes 1 et 2, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1976.
- [2] High Resolution Atomic Spectroscopy by Means of Tunable Lasers.
P. Jacquinet dans Very High Resolution Spectroscopy, Academic Press, 1976.
- [3] J.-L. Picqué et H. H. Stroke, Comments Atom. Mol. Phys., 1976,
Vol. 5, n° 5, p. 141.
- [4] R. Vetter, Collisions, Grenoble 1976.
- [5] J. L. Hall et J. A. Magyar, Topics in Applied Physics, Volume 13,
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1976.
- [6] J. L. Hall et C. Bordé, Phys. Rev. Letters 30, n° 22, p. 1101, 1973.
- [7] H. T. Duong, P. Jacquinet, S. Liberman, J.-L. Picqué, J. Pinard,
J.-L. Vialle, Opt. Commun. 7, n° 4, p. 371, 1973.
- [8] P. Jacquinet, S. Liberman, J.-L. Picqué, J. Pinard, Opt. Commun. 8,
n° 2, p. 163, 1973.
- [9] H. T. Duong, P. Jacquinet, S. Liberman, J. Pinard et J.-L. Vialle,
C.R.A.S., t. 276, Série B, p. 909, 1973.
- [10] H. T. Duong, S. Liberman, J. Pinard, J.-L. Vialle, Phys. Rev. Lett.
33, n° 6, p. 339, 1974.
- [11] R.-J. Champeau et J.-C. Keller, Journal de Physique 36, p. L 161,
1975.

- [12] W. Hartig, V. Wilke, H. Walther, Opt. Commun. 14, n° 2, p. 244, 1975.
- [13] S. Haroche, Topics in Applied Physics, Volume 13, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1976.
- [14] T. F. Gallagher, S. A. Edelstein, R. M. Hill, Phys. Rev. Letters 35, 644, 1975.
- [15] F. Biraben, B. Cagnac, G. Grynberg, Phys. Rev. Letters 32, n° 12, p. 643, 1974.
- [16] M. D. Levenson et N. Bloembergen, Phys. Rev. Letters 32, n° 12, p. 645, 1974.
- [17] T. W. Hansch, K. C. Harvey, G. Meisel, A. L. Shawlow, Opt. Commun. 11, n° 1, p. 50, 1974.
- [18] F. Biraben, B. Cagnac, G. Grynberg, J. de Physique Lettres 36, p. L41, 1975.
- [19] F. Biraben, B. Cagnac, G. Grynberg, C.R.A.S., t. 280, Série B, p. 235, 1975.
- [20] F. Biraben, E. Giacobino, G. Grynberg, Phys. Rev. A, 12, n° 6, p. 2444, 1975.
- [21] G. Grynberg, F. Biraben, M. Bassini, B. Cagnac, Phys. Rev. Letters 37, n° 5, p. 283, 1976.
- [22] R. H. Cordover, P. A. Bonczyk, A. Javan, Phys. Rev. Letters 18, n° 18, p. 730, 1967.
- [23] T. W. Ducas, M. S. Feld, L. W. Ryan, Jr., N. Skribanowitz et A. Javan, Phys. Rev. A, 5, n° 3, p. 1036, 1972.
- [24] C. Delsart et J.-C. Keller, Opt. Commun. 15, n° 1, p. 91, 1975.
- [25] C. Delsart et J.-C. Keller, Opt. Commun. 16, n° 3, p. 388, 1976.
- [26] Ph. Cahuzac et R. Vetter, Phys. Rev. A, 14, n° 1, p. 270, 1976.

- [27] Ph. Cahuzac, R. Vetter et P. E. Toschek, Fifth International Conference on Atomic Physics, Berkeley, 1976.
- [28] Ph. Cahuzac, J.-L. Le Gouët, R. Vetter, P. E. Toschek, à paraître.
- [29] M. Ducloy et M. S. Feld, Journal de Physique Lettres 37, p. L173, 1976.
- [30] R. Keil, A. Schabert, P. Toschek, Z. Physik, 261, p. 71, 1973.
- [31] Ph. Cahuzac, Physica 67, p. 567, 1973.
- [32] Ph. Cahuzac et R. Vetter, Phys. Rev. Letters 34, n° 17, p. 1070, 1975.
- [33] C. V. Shank et S. E. Schwarz, Appl. Phys. Letters 13, 4, p. 113, 1968.
- [34] Ph. Cahuzac, O. Robaux, R. Vetter, J. Phys. B, 9, n° 18, p. 3165, 1976.
- [35] P. W. Smith et T. W. Hänsch, Phys. Rev. Letters 26, n° 13, p. 740, 1971.
- [36] T. W. Hänsch, I. S. Shahin et A. L. Shawlow, Phys. Rev. Letters 27, n° 11, p. 707, 1971.
- [37] I. S. Shahin et T. W. Hänsch, Opt. Commun. 8, n° 4, p. 312, 1973.
- [38] Ph. Cahuzac, Thèse, Orsay 1974.
- [39] J. Brochard et Ph. Cahuzac, J. Phys. B, 9, n° 12, p. 2027, 1976.
- [40] C. Bréchnac et R. Vetter, à paraître.
- [41] I. Colomb, Thèse de 3ème cycle, Paris 1977.
- [42] I. Colomb, M. Gorlicki et M. Dumont, Opt. Commun. 18, n° 1, p. 136, 1976.
- [43] T. Kan et G. J. Wolga, I.E.E.E. J. of Quantum Electronics 7, n° 4, p. 141, 1971.
- [44] Ph. Cahuzac et R. Damaschini, Opt. Commun. 20, n° 1, p. 111, 1977.
- [45] S. Haroche et F. Hartmann, Phys. Rev. A, 6, n° 4, p. 1280, 1972.

- [46] E. V. Baklanov et V. P. Chebotaev, Soviet Phys. JETP 33, n° 2, p. 300, 1971.
- [47] P. R. Berman, Appl. Phys. 6, p. 283, 1975.
- Cet article contient de nombreuses références sur les phénomènes de collisions et leurs effets sur les profils de raies.
- [48] L. O. Dickie et F. M. Kelly, Canad. J. Phys. 48, p. 879, 1970.
- [49] Ph. Cahuzac, Journal de Physique 32, p. 499, 1971.
- [50] J. Brochard et Ph. Cahuzac, à paraître dans J. Optics.
- [51] D. R. Herriott et H. J. Schulte, Appl. Opt. 4, n° 8, p. 883, 1965.
- [52] C. R. Vidal et J. Cooper, J. Appl. Phys. 40, n° 8, p. 3370, 1969.
- [53] C. R. Vidal et F. B. Haller, Rev. Scient. Instr. 42, n° 12, p. 1779, 1971.
- [54] Ph. Cahuzac et X. Drago, Opt. Commun. 18, n° 4, p. 600, 1976.
- [55] J. Keilson et J. E. Storer, Q. Appl. Math. 10, 243, 1952.
- [56] S. G. Rautian, Sov. Phys. JETP 24, 788, 1967.
- [57] M. Borenstein et W. E. Lamb, Jr., Phys. Rev. A 5, n° 3, p. 1311, 1972.
- [58] A. P. Kolchenko, A. A. Pukhov, S. G. Rautian et A. M. Shalagin, Soviet Phys. JETP 36, n° 4, p. 619, 1973.
- [59] P. R. Berman, Phys. Rev. A, 9, n° 5, p. 2170, 1974.
- [60] J. Legras, Précis d'Analyse Numérique, Dunod, Paris, 1963.
- [61] R. Damaschini, Thèse, Orsay, 1974.
- [62] P. McCavert et E. Trefftz, J. Phys. B, 7, n° 11, p. 1270, 1974.
- [63] A. F. Bernhart, D. E. Duerre, J. R. Simpson et L. L. Wodd, J. Opt. Soc. Am. 66, n° 5, p. 416, 1976.
- [64] E. Luc, communication personnelle.
- [65] T. Holstein, Phys. Rev. 72, n° 12, p. 1212, 1947.

- [66] T. Holstein, Phys. Rev. 83, n° 6, p. 1159, 1951.
- [67] N. P. Penkin et L. N. Shabanova, Opt. Spectrosc. 25, p. 446, 1968.
- [68] L. N. Shabanova, Opt. Spectrosc. 36, n° 1, p. 13, 1974.
- [69] N. P. Penkin et L. N. Shabanova, Opt. Spectrosc. 26, p. 191, 1969.
- [70] A. C. G. Mitchell et M. W. Zemansky, Cambridge at the University Press, 1961.
- [71] E. Luc-Koenig, J. Phys. B, 7, n° 9, 1974.
- [72] H. G. Kuhn, Atomic Spectra, Seconde édition, Longmans 1969, p. 428.
- [73] I. I. Sobel'man, An Introduction to the Theory of Atomic Spectra, Pergamon Press 1972, p. 383.
- [74] A. Unsöld, Physik der Sternatmosphären, Springer, Berlin 1938
(IL, Moscou 1949).
- [75] E. Luc, communication personnelle.
- [76] A. C. G. Mitchell et M. W. Zemansky, Cambridge at the University Press, 1961, p. 236.
- [77] J. L. Delcroix, C. Matas Ferreira, A. Ricard, Atomes et Molécules métastables dans les gaz ionisés, Editions du C.N.R.S., 1975.
- [78] A. V. Phelps et J. P. Molnar, Phys. Rev. 89, 1203, 1953.
- [79] D. S. Smith et R. Turner, Canadian Journal of Physics 41, 1963.
- [80] J. Brochard, Thermodynamique, Masson, 1963, p. 269.
- [81] C. W. Allen, Astrophysical Quantities, 2ème édition, p. 45, Univ. London, 1963.



Au terme de cet exposé, je voudrais remercier tous ceux qui m'ont permis d'accomplir ce travail dans les meilleures conditions.

A M. le Professeur P. JACQUINOT et M. S. FENEUILLE, qui m'ont accueilli au Laboratoire Aimé Cotton, et à M. le Professeur J. BROCHARD, qui a dirigé cette thèse et dont les conseils m'ont été précieux, je tiens à exprimer ma reconnaissance.

C'est avec les encouragements et l'aide quotidienne de Ph. CAHUZAC que ce travail a pu être effectué ; qu'il trouve ici l'expression de mes vifs remerciements.

Je remercie MM. les Professeurs J. C. LEHMANN et P. R. BERMAN d'avoir accepté de faire partie du jury de cette thèse.

Les suggestions de R. J. CHAMPEAU m'ont aidé au cours de la rédaction définitive de cet exposé et je l'en remercie.

Ma reconnaissance va aussi aux chercheurs du "groupe collisions" dont j'ai apprécié l'aide amicale, et à tous les techniciens du laboratoire, en particulier M. OPPENHEIMER pour la verrerie, M. FREVILLE pour la mécanique et J. FATTAZ pour la programmation.

Je tiens à remercier M. REY, H. CALVIGNAC, B. DEMARETS et G. FONTAINE qui ont illustré et frappé ce texte avec efficacité.

Enfin, j'adresse mes sincères remerciements à MM. J. JIMENEZ et J. RUTMAN du Laboratoire Primaire des Temps et des Fréquences de l'Observatoire de Paris pour la liberté qu'ils m'ont accordée pour terminer ce travail.

