

Chapitre III

Les effets d'absorption induits sur la répartition spectrale

III-1 : Introduction

L'irradiation d'un système atomique par un faisceau lumineux est le siège du phénomène d'absorption de la lumière par les photons incidents. L'observation n'est autre que la fluorescence des photons dont la fréquence est résonnante avec celle de l'onde incidente.

III-2 : Déplacement spectral

Le déplacement en fréquence du centre de résonance observé sur une répartition spectrale est une conséquence du processus purement collisionnel pour une part due à l'absorption des photons (de la radiation incidente) par le système atomique. Un calcul effectué numériquement par Shuurmarans pour des atomes en mouvement montre l'existence d'un déplacement spectral global positif de la raie Doppler.

Il est difficile de déduire de ce calcul assez complexe des informations sur le déplacement d'une transition hyperfine : on peut chercher à évaluer ce déplacement pour des atomes immobiles.

Une telle analyse ne peut donner qu'une estimation qualitative de l'évolution du déplacement par absorption, mais on peut justifier par le fait que le signal de la réflexion résonnante a une interface, auquel est appliqué une (FM) correspond à la contribution d'atomes très lents (vitesse = 0) par rapport à la paroi et que le modèle théorique de London Van Der Waals satisfaisant. On va par ailleurs considérer un coefficient d'absorption non résonant : il paraît raisonnable d'appliquer ici cette approximation dans la mesure où ; en technique linéaire de réflexion résonnante (FM), le coefficient d'absorption qui reste élargi par effet Doppler ; ne varie pas notablement autour de la fréquence centrale d'une résonance étroite de largeur $\gamma \ll ku$ (largeur Doppler).

Nous prenons donc en compte dans le formalisme traité dans le mémoire (98) une absorption du milieu gazeux $\alpha = 0$ (α : le coefficient d'absorption en intensité).

D'après l'équation de Liouville donnant la matrice densité en régime stationnaire :

$$V \frac{d}{dz} \sigma = - \left[\frac{1}{2} \gamma(z) - i(\omega - \omega_0) \right] \sigma + i \frac{\Omega}{2} \quad (\text{III-1})$$

Et tenant compte de la susceptibilité effective totale (eq. 17) par atome de classe de vitesse $V=0$, et en remplaçant k par $k+i\alpha/2$ dans le facteur de phase $\exp(2ikz)$, on écrit l'expression de la susceptibilité comme :

$$\bar{\chi} = i \frac{2k\mu^2}{\varepsilon_0 \hbar} \frac{1}{\left(\frac{\gamma}{2} - i(\omega - \omega_0)\right)} \int_{-\infty}^{+\infty} dz e^{2ikz} \exp(\alpha z) \quad (\text{III-2})$$

La fréquence centrale de la résonance est alors déplacée d'une quantité $+\alpha\gamma/(4k)$. Le déplacement vers le rouge (fig. III-1) s'explique par le fait que le signal de la réflexion résonnante pour des atomes immobiles est une réponse de profil absorptif ou dispersif selon la distance z sondée.

III-3 : Influence du potentiel Van Der Walls sur le profil de la réflexion

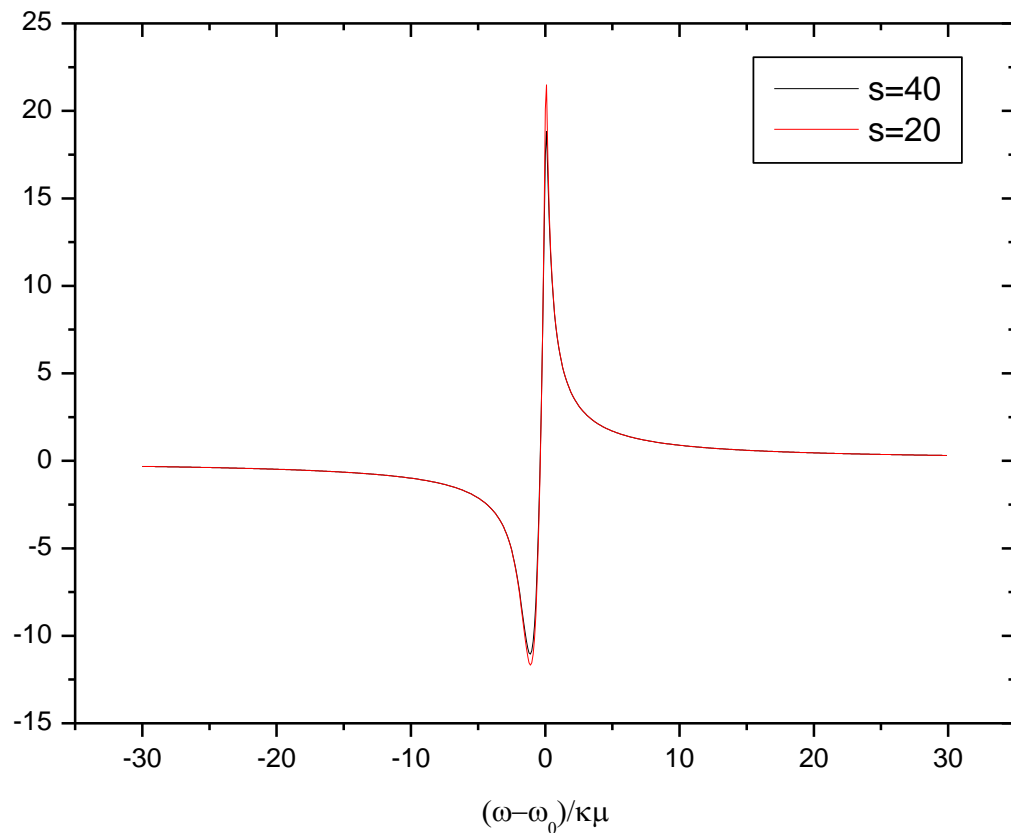
Dans le cas d'une légère absorption, un déplacement bleu est prédit dans le sens croissant du potentiel d'interaction.

Pour évaluer l'ordre de grandeur de ce déplacement bleu par absorption donné α sur une certaine gamme de pression (densité atomique).

III-4 : Effet de saturation sur la réflexion résonnante

Les élargissements induits sur une répartition spectral d'un système atomique ne sont pas liés uniquement aux effets Doppler .On peut aussi concevoir les effets dus à la concentration (effet de pression) ou la largeur spectrale varie avec le coefficient de saturation S :

$$\gamma = \gamma_0 (1 + S)^{1/2}$$



Que l'on peut introduire d'une manière générale dans le formalisme théorique de la réflexion résonnante.

III-5 : Technique expérimentale et méthodologie

A titre indicatif nous indiquons l'équipement matériel et les précautions nécessaires pour mettre au point de tels résultats d'une expérience de spectroscopie à haut résolution .La source excitatrice utilisée est un laser émettant à la même longueur d'onde π de la transition e-g du système atomique résonant .Les fluctuations des qualités spectrales de la source de rayonnement sont en effet améliorées par diverses méthodes et nous citons celle du retour optique (technique du feed -back) .Cette dernier

Consiste à coupler le laser avec une cavité Fabry-Pérot extrême dont la longueur est balayée par un signal électrique, pour induire un balayage en fréquence du laser. Le faisceau réfléchi à faible taux contrôle (retour optique sélectif) par cette cavité est renvoyé sur lui-même pour revenir

sur le laser et réduit la largeur spectrale d'émission. C'est la technique courante d'asservissement en fréquence d'une source laser qualifiée en spectroscopie par une haute résolution.

Un faisceau lumineux est envoyé sur l'interface d'une cellule contenant un gaz atomique. Il traverse d'abord le système et le Glan jouant le rôle de polariseur. Le faisceau réfléchi par l'interface de la cellule est sélectionné par la lame séparatrice et est envoyé sur une photodétectrice puis vers la détection électronique.

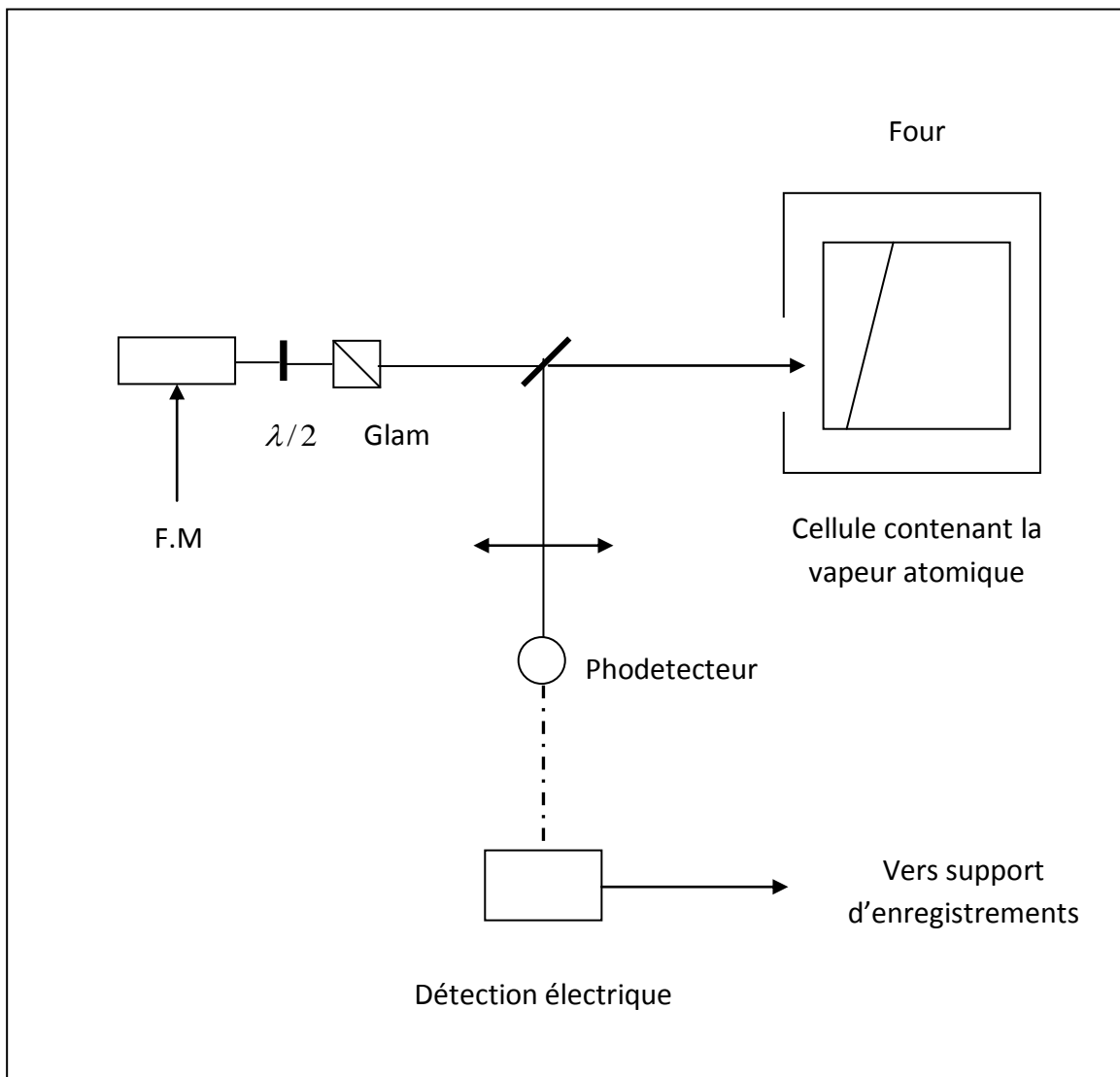


Fig. (III-1) : Dispositif expérimentale