

## I) Introduction

En 1896, le physicien néerlandais Pieter Zeeman a découvert que lorsqu'un spectre atomique émis par des atomes est soumis à un champ magnétique, certaines raies spectrales sont susceptibles de se diviser en plusieurs composantes décalées en fréquence et polarisées. Nous nous proposons ici d'observer et de mesurer expérimentalement l'effet Zeeman sur l'émission de la raie rouge par des atomes de Cadmium soumis à un champ magnétique.



**figure1:** Pieter Zeeman  
Prix Nobel de physique en 1902

La longueur d'onde de cette raie rouge, caractéristique du Cadmium, est égale à  $\lambda = 6438 \text{ \AA}$  et le très faible décalage Zeeman induit par le champ magnétique ( $\approx$ Tesla) est ici typiquement de l'ordre de la fraction d'Angström. La mesure de ce décalage en longueur d'onde est tout à fait possible en utilisant, par exemple, un interféromètre de Fabry-Perot dont l'écartement est maximum.

## II) Bases théoriques

### a) Les nombres quantiques

Le spectre discret d'un atome quelconque n'a pu être compris que dans le cadre de la mécanique quantique décrivant les niveaux d'énergie bien définis occupés par les électrons du cortège électronique. Les radiations émises ou absorbées correspondent aux sauts des électrons excités d'un niveau d'énergie à un autre. Dans le cas de l'émission d'une raie lumineuse, on communique de l'énergie aux atomes d'une vapeur ou d'un plasma par des collisions électroniques ou par l'interaction avec un rayonnement, les atomes ainsi excités reviennent à l'état fondamental en restituant cette énergie sous forme de lumière dont la fréquence est reliée à la différence d'énergie entre le niveau d'arrivée et le niveau de départ de l'électron. Pour comprendre la quantification des niveaux d'énergie, il est nécessaire d'introduire les nombres quantiques **n, l, s et j**.

Un premier niveau de quantification concerne les couches électroniques plus ou moins complètes pour lesquelles un nombre quantique principal **n** est attribué. A l'intérieur d'une couche un électron peut occuper différentes sous-couches ou niveaux d'énergie définis par l'intermédiaire du nombre

quantique orbital **l** associé à la quantification du moment cinétique. L'électron possède aussi un moment cinétique intrinsèque quantifié que l'on appelle le spin **s**.

**n**: nombre quantique principal caractérisant les différentes couches électroniques  $n = 1, 2, 3, 4...$  (on utilise aussi parfois la notation K, L, M, N...)

**l**: nombre quantique orbital associé à la quantification du moment cinétique pouvant prendre les valeurs entières allant de 0 à  $n-1$ . Une couche électronique  $n$  comporte donc  $n$  sous-couches. Les valeurs  $l=0, 1, 2, 3, 4...$  sont désignés par une lettre : s, p, d, f, g...

**$m_l$** : nombre associé à la projection de  $l$  :  $m_l = -l, -l+1, \dots, l-1, l$ . On a donc  $(2l+1)$  valeurs possibles pour  $m_l$ .

**s**: nombre quantique de spin associé à la quantification du moment cinétique intrinsèque de l'électron (spin de l'électron).

**$m_s$** : nombre associé à la projection de  $s$  :  $m_s = -s, -s+1, \dots, s-1, s$ . Dans le cas de l'électron le spin  $s$  est égal à  $1/2$  conduisant à deux valeurs pour  $m_s$  :  $m_s = \pm 1/2$ . Dans le cas d'un atome à plusieurs électrons le spin total peut prendre des valeurs entières ou demi-entières.

Les nombres quantiques **n**, **l** et **s** ne sont généralement pas suffisants pour expliquer la multitude des raies spectrales et l'effet Zeeman. En effet, en général, le moment angulaire orbital **l** se combine avec le spin **s** de l'électron. Les niveaux d'énergie se subdivisent alors en sous-niveaux d'énergie très voisines, responsables de la structure fine des raies spectrales de l'atome. Le moment angulaire résultant conduit à un terme dit de couplage spin-orbite et à l'apparition d'un nouveau nombre quantique **j** relié au moment angulaire total  $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$ .

**j**: nombre quantique de spin-orbite relié au moment angulaire total  $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$ . Cette somme est prise au sens quantique du terme, c'est-à-dire que  $j$  peut prendre toutes les valeurs entières (ou demi-entières si  $s$  est demi-entier) entre  $l+s$  et  $l-s$ .

**$m_j$** : nombre associé à la projection de  $j$  :  $m_j = -j, -j+1, \dots, j-1, j$ . On a donc  $(2j+1)$  valeurs possibles pour  $m_j$ . On a  $m_j = m_l + m_s$ .

L'électron est alors défini par les 5 nombres quantiques : **n, l, s, j,  $m_j$**

### b) Les niveaux d'énergie électronique dans l'atome

Une règle, qui trouve son application dans la table de Mendeleïev, donne la répartition des électrons dans les différentes couches **n** et sous-couches **l** pour l'atome dans son état fondamental, c'est à dire la configuration de plus basse énergie : l'énergie  $E_{nl}$  d'une orbitale croît avec  $(n+l)$  et, pour une valeur de  $(n+l)$  identique, avec  $n$ . Le nombre d'électrons dans une sous-couche  $(n,l)$  est au maximum de  $2(2l+1)$ .

Exemple : l'atome de Cadmium (Cd) possède 48 électrons

Niveaux d'énergie croissante  $E_{nl}$  :  $E_{1s} < E_{2s} < E_{2p} < E_{3s} < E_{3p} < E_{4s} < E_{3d} < E_{4p} < E_{5s} < E_{4d} < E_{5p} \dots$

Remplissage des niveaux :  $1s^2 \ 2s^2 \ 2p^6 \ 3s^2 \ 3p^6 \ 4s^2 \ 3d^{10} \ 4p^6 \ 5s^2 \ 4d^{10}$

L'atome de Cd, dans son état fondamental, possède 48 électrons répartis sur 5 couches électroniques:

2 électrons sur la couche  $n=1$ , 8 électrons sur la couche  $n=2$ , 18 électrons sur la couche  $n=3$ , 18 électrons sur la couche  $n=4$  et 2 électrons sur la couche  $n=5$ .

### c) Les niveaux d'énergie d'un atome

Dans cette classification, nous devons bien entendu tenir compte aussi des différents couplages spin-orbite entre les électrons d'un même atome. Pour noter l'état d'énergie d'un atome dans une configuration électronique donnée, on utilise la notation usuelle de spectroscopie atomique :

$$^{2S+1}L_J$$

**L**: nombre quantique orbital total des électrons de l'atome. Les valeurs  $L=0, 1, 2, 3, 4, \dots$  sont désignés comme pour les niveaux électroniques par une lettre : S, P, D, F...

**S**: nombre quantique total de spin des électrons de l'atome.  $2S+1$  exprime la multiplicité de l'état.

**J**: nombre quantique (couplage spin-orbite) de moment cinétique total de l'atome  $\mathbf{J}=\mathbf{L}+\mathbf{S}$

$m_J$  : nombre associé à J :  $m_J=-J, -J+1, \dots, J-1, J$ . On a donc  $(2J+1)$  valeurs possibles pour  $m_J$ .

Exemple:  $^1D_2$  est un niveau pour lequel  $L=2, S=0$  et  $J=2$ .

A un état atomique donné correspond une valeur de l'énergie et une seule, que le système soit placé ou non dans un champ extérieur, mais plusieurs états peuvent avoir la même énergie : on dit alors qu'il y a **dégénérescence**. Pour un atome "isolé", son énergie ne dépend que des nombres quantiques L, S et J et ne dépend pas de la valeur de  $m_J$ . Sous l'action d'un champ magnétique extérieur la dégénérescence est levée, c'est-à-dire que chaque état est associé à une énergie différente repérée par la valeur de  $m_J$ . Un niveau d'énergie caractérisé par une valeur de J est donc dégénéré  $(2J+1)$  fois. Par exemple le niveau  $^1D_2$  se scindera en 5 niveaux d'énergie sous l'action d'un champ magnétique B, la distance entre deux niveaux consécutifs étant proportionnelle à B.

### d) Transition entre deux niveaux d'énergie du Cadmium

La longueur d'onde d'une raie d'émission est égale à la différence d'énergie entre deux états d'un atome :

$$h\nu = \left| E_{L',S',J'} - E_{L,S,J} \right|$$

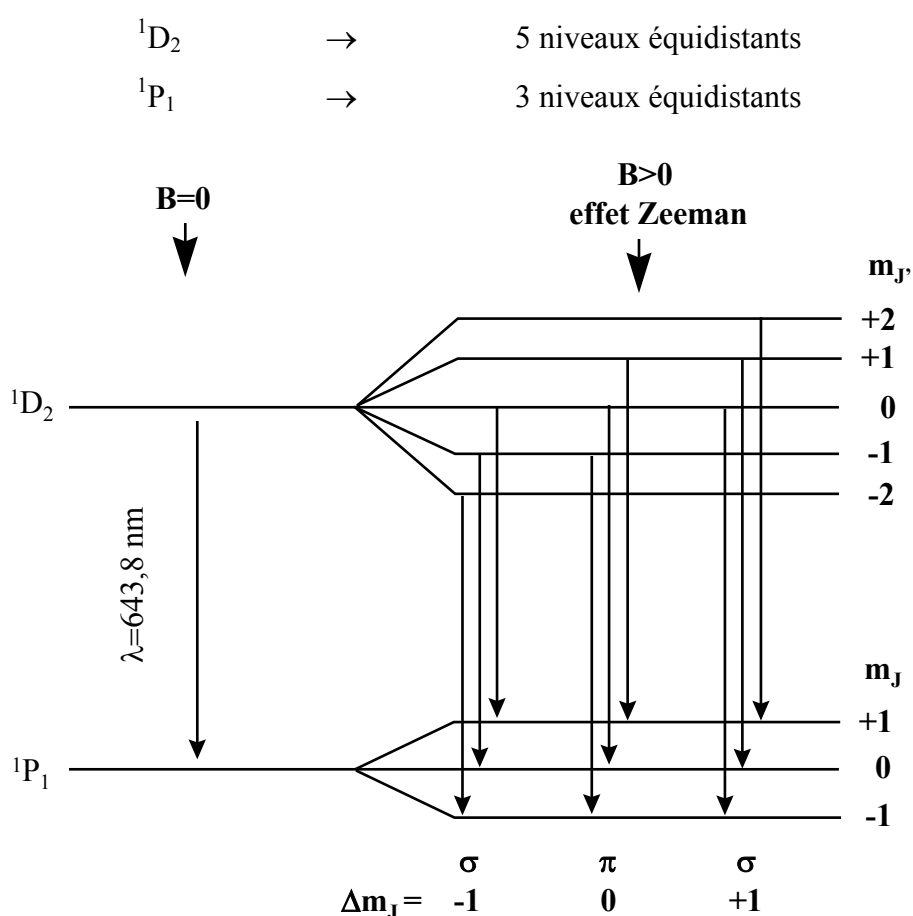
Cette transition, dite radiative, est possible si certaines conditions sur les nombres quantiques sont vérifiées, ces conditions étant appelées "règles de sélection" :

$$\Delta L = \pm 1 \quad \Delta J = 0, \pm 1 \quad \Delta m_J = 0, \pm 1$$

La transition entre deux niveaux  $J=0$  étant interdite.

La raie rouge du Cadmium à 643,8 nm correspond à la transition entre le niveau de départ  $^1D_2$  ( $L=2, S=0, J=2$ ) et le niveau d'arrivée  $^1P_1$  ( $L=1, S=0, J=1$ ).

Lorsque l'atome de Cadmium qui rayonne est placé dans un champ magnétique extérieur, il y a alors levée de dégénérescence provoquant la séparation des raies en plusieurs composantes :



**Figure 2:** Effet Zeeman sur la transition  $^1D_2 \rightarrow ^1P_1$  (raie rouge du Cadmium à 643,8 nm)

Il y a donc au total 9 transitions permises, mais seulement trois fréquences différentes donc trois longueurs d'ondes différentes. Ces transitions peuvent s'interpréter sans faire intervenir le spin car ici  $S=0$  donc  $J=L$ , on parle alors d'**effet Zeeman "normal"**.

- Une transition  $\Delta m_J=0$  est dite transition  $\pi$ . Elle est polarisée rectilignement, parallèlement au champ magnétique appliqué. Elle n'apparaît donc pas lorsque l'on observe dans la direction de B.
- Les transitions  $\Delta m_J=\pm 1$  sont dites transitions  $\sigma$  ( $\sigma^+$  et  $\sigma^-$ ). Pour une direction d'observation quelconque la polarisation est elliptique, elle apparaît circulaire lorsque l'on observe dans la direction de B et rectiligne pour une observation perpendiculaire à la direction de B.

La mécanique quantique donne l'expression de la variation d'énergie des transitions entre niveaux en présence d'un champ B :

$$\Delta E = h \Delta \nu = \left( \frac{e\hbar}{2m} \right) B (g_{J'} m_{J'} - g_J m_J)$$

avec  $g_J$  le facteur de Landé qui s'exprime en fonction de L, S et J par la relation :

$$g_J = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

La quantité  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$  est appelée le magnéton de Bohr. La valeur  $\left( \frac{e\hbar}{2m} \right) B g_J m_J$  est la différence d'énergie induite par le champ magnétique entre les sous niveaux  $m_J$ .

Pour les niveaux  $^1D_2$  (L=2, S=0, J=2) et  $^1P_1$  (L=1, S=0, J=1) le facteur de Landé est égal à :

$$^1D_2 \rightarrow g_{J'} = 1 \quad ^1P_1 \rightarrow g_J = 1$$

- la raie à  $\Delta m_J=0$  a la même longueur d'onde que la raie rouge du Cadmium sans champ magnétique.
- les raies  $\sigma$  à  $\Delta m_J=\pm 1$ , sont décalées en fréquence:

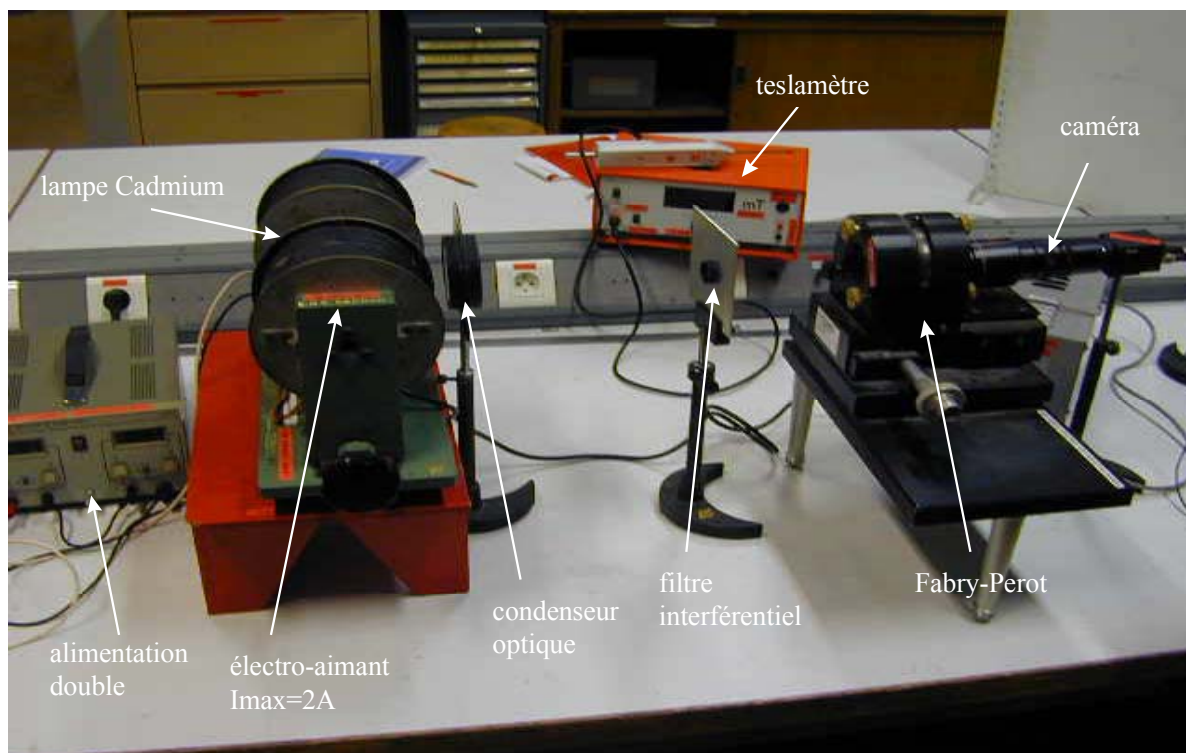
$$\Delta \nu = \pm \frac{e}{4\pi m} B = \pm 1,3995 \cdot 10^{10} B \quad (1)$$

avec  $\Delta \nu$  en Hz et B en Tesla.

Il est possible d'observer l'effet Zeeman sur d'autres raies du Cadmium. On a par exemple un effet sur trois raies caractéristiques partant du même niveau  $^3S_1$  et aboutissant aux niveaux  $^3P_0$ ,  $^3P_1$ ,  $^3P_2$  ( $\lambda = 4678, 4800, 5085 \text{ \AA}$ ). Cette fois-ci le spin S=1 intervient et on parle alors d'**effet Zeeman "anormal"**.

### III) Expérience et manipulations

**Attention:** L'unique lampe spectrale au Cadmium que possède le département de physique, sera installée dans l'entrefer d'un électro-aimant et ne devra pas être démontée afin d'éviter les éventuels risques de casse. Il est conseillé d'éteindre la lampe et d'attendre que celle-ci soit suffisamment froide avant d'introduire le capteur à effet hall (sonde du teslamètre) dans l'entrefer.



**Figure 3 :** Dispositif expérimental pour l'effet Zeeman

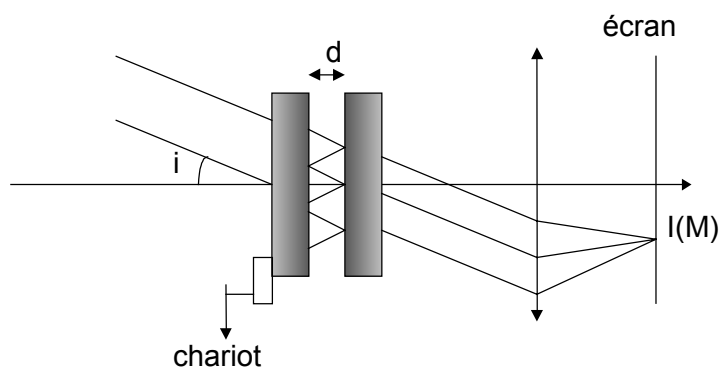
#### a) Rappels sur l'interféromètre de Fabry-Perot

L'interféromètre de Fabry-Perot est constitué de deux miroirs plans de réflectivité  $R$  proche de 1. Les interférences ont lieu entre les ondes se réfléchissant sur les deux faces, elles sont appelées interférences à ondes multiples et sont localisées à l'infini, on les observera donc au foyer d'une lentille ou à l'aide d'une caméra munie d'un objectif.

En incidence sous un angle  $i$ , la différence de marche entre deux rayons lumineux successivement réfléchis ou transmis s'écrit :

$$\delta = 2nd \cos i$$

avec  $d$  la distance entre les deux miroirs,  $n$  l'indice du milieu séparant ces miroirs (dans la suite on prendra  $n=1$  pour l'air).



**Figure 4:** Fabry-Perot en configuration lame d'air à face parallèle

### b) Réglages du Fabry-Perot

Le réglage consiste à rendre les deux miroirs strictement parallèles, de manière à se situer dans de bonnes conditions d'observation des interférences à ondes multiples, menant à l'observation d'anneaux bien contrastés localisés à l'infini. Ce réglage est du même genre que celui utilisé pour le Michelson. Avant d'effectuer les réglages du F.P, il est conseillé de repérer auparavant la graduation sur le vernier correspondant à  $d=0$ .

#### *Réglage grossier*

On formera tout d'abord un faisceau parallèle issu d'un diaphragme source illuminé par une source lumineuse quelconque, et on observera à l'œil l'image de cette source au travers du Fabry-Pérot : si les miroirs ne sont pas parallèles, on observe de multiples points sources images à l'infini qu'il s'agit de superposer en s'aidant des réglages en rotation des miroirs. Ceux-ci sont alors grossièrement parallèles.

#### *Réglage fin*

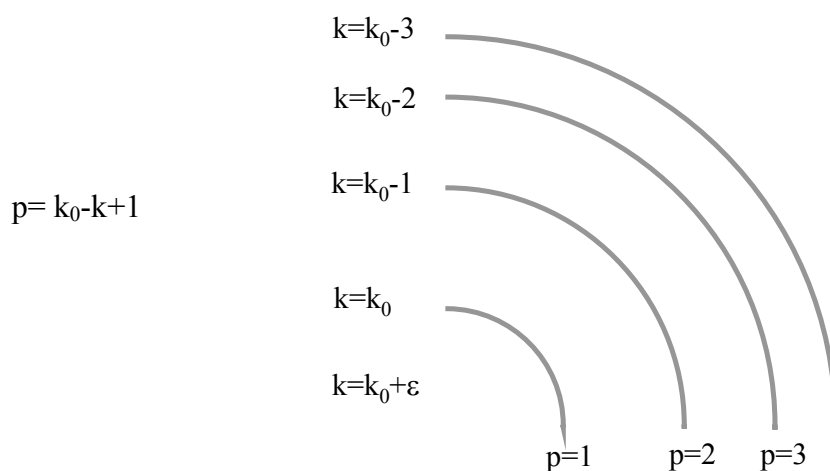
Une fois le réglage grossier terminé, et de manière à observer un nombre important d'anneaux, on remplacera l'éclairage ponctuel parallèle par un éclairage diffus en utilisant de préférence une lampe à vapeur de sodium (Na) (l'éclairage diffus est obtenu en utilisant un simple papier calque en général) . On observera alors à l'œil des franges d'interférences en transmission en forme d'anneaux d'égale inclinaison. Si les miroirs sont strictement parallèles, ces anneaux ne devraient pas se modifier lorsque l'observateur déplace son œil devant les miroirs. Si ce n'est pas le cas, le principe consiste à bouger la tête le long d'un des diamètres vers le bouton de réglage en rotation sur lequel vous agissez. Dans le cas du Fabry-Perot, la rotation des miroirs s'effectue à l'aide de deux vis dont le rôle n'est pas indépendant (réglage à  $45^\circ$ ): on procédera donc par itération en jouant sur ces deux vis successivement jusqu'à un bon alignement.

Une fois ce réglage fin terminé, mettez en place la caméra munie de son objectif afin de visualiser le système d'anneaux fins sur le moniteur. Pour observer la subdivision en plusieurs anneaux sous

l'influence d'un champ magnétique (fig7a et 7b), il est nécessaire que le F.P soit écarté au maximum pour augmenter son pouvoir de résolution. On augmentera l'épaisseur  $d$  du F.P en "chariotant" la vis micrométrique ce qui, en général, dérègle légèrement le parallélisme entre les deux miroirs. On devra donc, régulièrement, refaire le réglage fin en regardant cette fois-ci directement sur le moniteur (lorsque l'épaisseur de la lame d'air devient trop importante, les anneaux deviennent trop petits pour être visibles à l'œil nu).

**c) Rayons des anneaux et effet Zeeman**

La différence de marche est égale à:  $\delta = k\lambda = 2d \cos i$  avec  $k$  entier pour des interférences constructives (anneaux brillants) et  $\lambda$  la longueur d'onde incidente. Le point central à  $i=0$  n'a pas forcément un ordre d'interférence entier ou demi-entier. On le note :  $(k_0 + \epsilon)\lambda = 2d$  où  $k_0$  est la partie entière de  $(k_0 + \epsilon)$  avec  $\epsilon$  compris entre 0 et 1 ( $k_0$  est l'ordre d'interférence du premier anneau brillant). On remarquera que  $\epsilon$  dépend aussi de la longueur d'onde et que l'ordre d'interférence  $k$  diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre. Par soucis de simplification dans la numérotation des anneaux, il est souvent préférable d'introduire l'ordre  $p = k_0 - k + 1$ :



**Figure 5** : Ordre d'interférence et numérotation des anneaux d'égale inclinaison obtenus avec un Fabry-Perot :  $p=1, 2, 3, \dots$  en partant de l'anneau de plus petit rayon.

Si on note  $f$  la focale de l'objectif de la caméra et  $G$  le grandissement entre le capteur CCD de cette même caméra et un support quelconque (moniteur, imprimante ...), on aura la relation exacte :

$$\cos i = \frac{I}{\sqrt{I + \frac{R^2}{b}}} \tag{2}$$

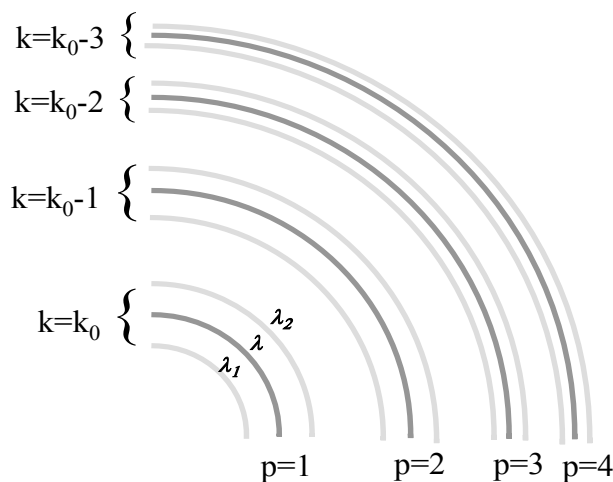


R étant le rayon des anneaux directement mesuré sur le support choisi (il est préférable bien entendu, en pratique, de mesurer le diamètre des anneaux). On a posé  $b = f^2 G^2$

On obtient alors, à l'aide de la relation  $\delta = k\lambda = 2d \cos i$ , l'expression :

$$R^2 = b \left( \left( \frac{2d}{k\lambda} \right)^2 - 1 \right) \tag{3}$$

Dans notre cas, la subdivision des anneaux se produit à k constant:



**Figure 6** : Effet Zeeman sur les anneaux d'égale inclinaison (vu perpendiculairement au champ magnétique). Une raie spectrale se scinde en trois avec un même ordre d'interférence.  $R_2 > R > R_1$  et  $\lambda_2 < \lambda < \lambda_1$ .

Afin d'éliminer le facteur constant b, il est judicieux de déterminer  $\Delta\lambda$  à partir d'une exploitation graphique des mesures des différents rayons  $R_1(\lambda_1)$ ,  $R(\lambda)$ ,  $R_2(\lambda_2)$ . La relation (3) permet de calculer entre autre l'écart spectral  $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$  du à l'effet Zeeman:

$$\frac{R_\lambda^2}{R_{\lambda_2}^2 - R_{\lambda_1}^2} = - \frac{k^2 \lambda^3}{(4d)^2 \Delta\lambda} + \frac{\lambda}{4 \Delta\lambda} \tag{4a}$$

ou en ne tenant compte que des valeurs  $R_1(\lambda_1)$  et  $R_2(\lambda_2)$ :

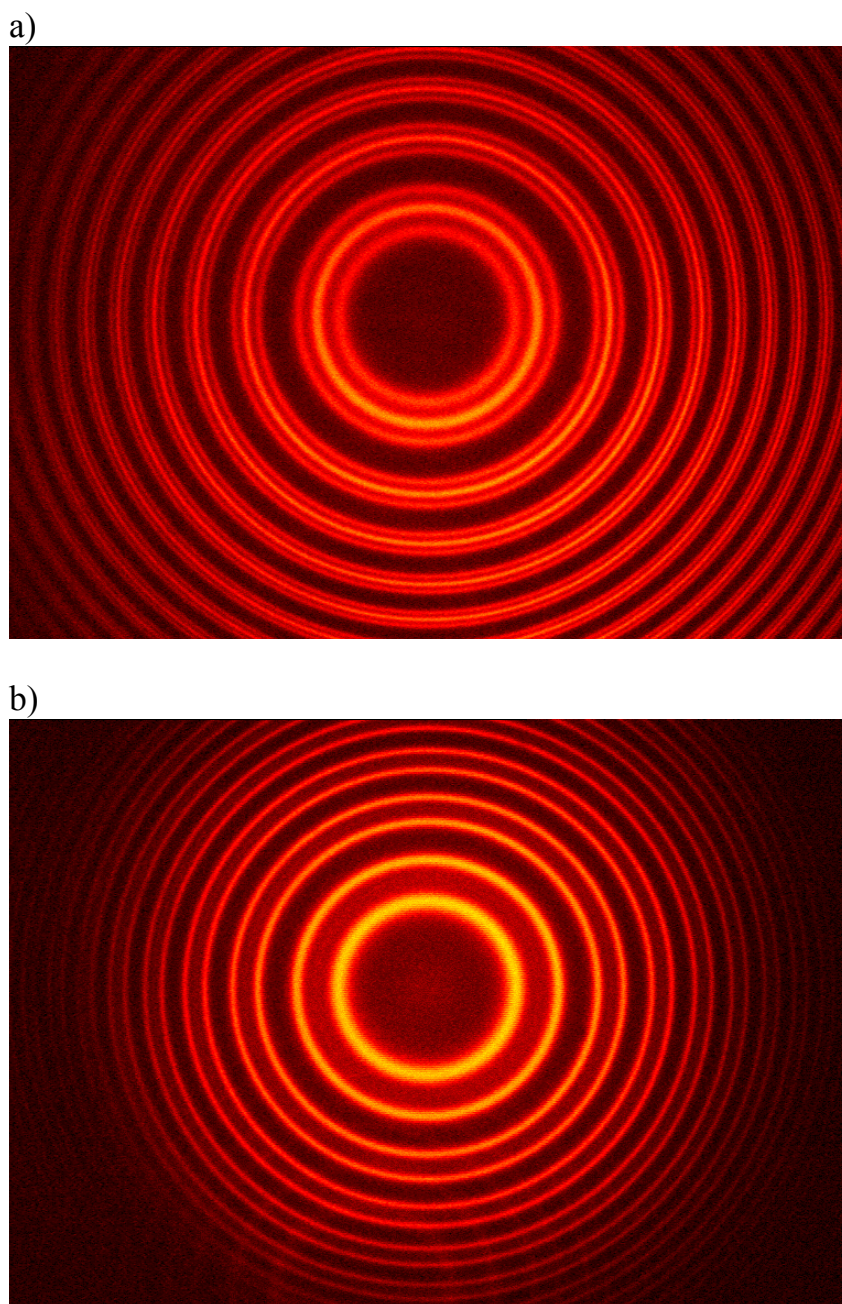
$$\frac{R_{\lambda_2}^2 + R_{\lambda_1}^2}{2(R_{\lambda_2}^2 - R_{\lambda_1}^2)} = - \frac{k^2 \lambda^3}{(4d)^2 \Delta\lambda} + \frac{\lambda}{4 \Delta\lambda} \tag{4b}$$

Il est préférable ici d'introduire l'ordre p avec  $p \ll k$  et  $p \ll k_0$ . La courbe représentant  $\frac{R_\lambda^2}{R_{\lambda_2}^2 - R_{\lambda_1}^2}$  ou

$\frac{R_{\lambda_2}^2 + R_{\lambda_1}^2}{2(R_{\lambda_2}^2 - R_{\lambda_1}^2)}$  en fonction de p, est alors une droite de pente  $\frac{\lambda^2}{4d\Delta\lambda}$ .

### d) Manipulations

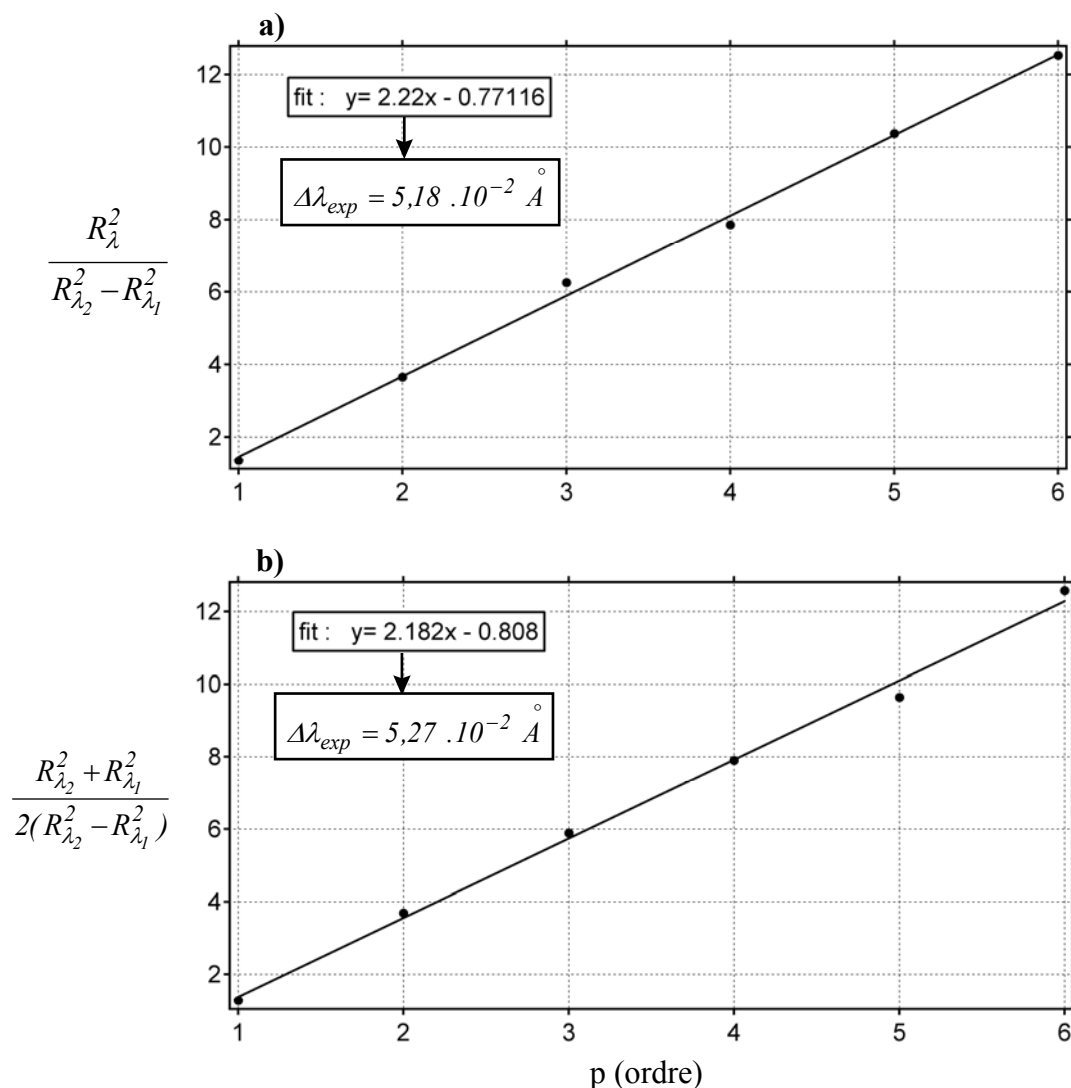
Exemple d'images des anneaux, pris perpendiculairement et parallèlement au champ B:



**Figure 7** : Effet Zeeman sur les anneaux d'égalé inclinaison de la raie rouge du Cadmium à 643,8 nm.  $B= 280\text{mT}$ .  $d= 9\text{mm}$ .

- a)** perpendiculairement au champ magnétique: triplement des anneaux.  
Polarisation rectiligne des raies  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$  et  $\pi$ .
- b)** parallèlement au champ magnétique: doublement des anneaux.  
Polarisation circulaire des raies  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$ .

Les courbes  $\frac{R_{\lambda}^2}{R_{\lambda_2}^2 - R_{\lambda_1}^2}$  et  $\frac{R_{\lambda_2}^2 + R_{\lambda_1}^2}{2(R_{\lambda_2}^2 - R_{\lambda_1}^2)}$  en fonction de p donnent (Logiciel IGOR):



**Figure 8 :** Détermination de l'écart spectral à partir de la mesure du diamètre des anneaux des figures 7a et 7b.  $B = 280\text{mT}$ .  $d = 9\text{mm}$ .

**a)** perpendiculairement au champ magnétique:  $R_{\lambda_1}, R_{\lambda}, R_{\lambda_2}$  : fig 7a

**b)** parallèlement au champ magnétique:  $R_{\lambda_1}, R_{\lambda_2}$  : fig 7b

Le décalage expérimental Zeeman est ici obtenu avec une précision de 4% environ. La valeur théorique, pour  $B = (280 \pm 20)\text{mT}$ , est  $\Delta\lambda_{theorique} = (5,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$ .

Il est aussi possible grâce à cette expérience de déterminer le rapport charge sur masse de l'électron:

$$\frac{e}{m} = \frac{4\pi c}{B} \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$$

## Effet Zeeman

### Matériel

- Fabry-Perot SOPRA à écartement variable
- Lampe spectrale au Cadmium + support
- Lampe spectrale Na + dépoli
- Filtre interférentiel rouge pour la raie de Cd à 643,8 nm
- Gros électro-aimant
- Alimentation de puissance (double alim 5A ou 2 alim en série 5A)
- Teslamètre
- Polariseur
- Diaphragme
- Condenseur optique
- Caméra noir et blanc + objectif + moniteur
- Ordinateur avec logiciel SCION et IGOR.