

I) Introduction

En 1896, le physicien néerlandais Pieter Zeeman a découvert que lorsque des atomes sont soumis à un champ magnétique, certaines raies spectrales d'émission sont susceptibles de se diviser en plusieurs composantes décalées en fréquence. Nous nous proposons ici d'observer et de mesurer expérimentalement l'effet Zeeman sur l'émission de la raie rouge à $\lambda = 6438 \text{ \AA}$ caractéristique des atomes de Cadmium.



figure1: Pieter Zeeman
Prix Nobel de physique en 1902

Le très faible décalage Zeeman induit par un champ magnétique de quelques centaines de mT est dans notre cas de l'ordre de la fraction d'Angström (300 mT donne un décalage de $0,05 \text{ \AA}$).

La mesure de ce décalage en longueur d'onde, bien que difficile, est tout à fait possible en utilisant, par exemple, un interféromètre de Fabry-Perot.

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 des niveaux d'énergie bien définis occupés par les électrons. Un photon de fréquence ν est émis lorsqu'un électron passe d'un niveau d'énergie supérieur E_2 à un niveau d'énergie inférieur E_1 : $\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu$ avec h la constante de Planck.

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 **$j=l+s$** .

- j**: nombre quantique de couplage spin-orbite relié au moment angulaire total **$j=l+s$** . 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 :

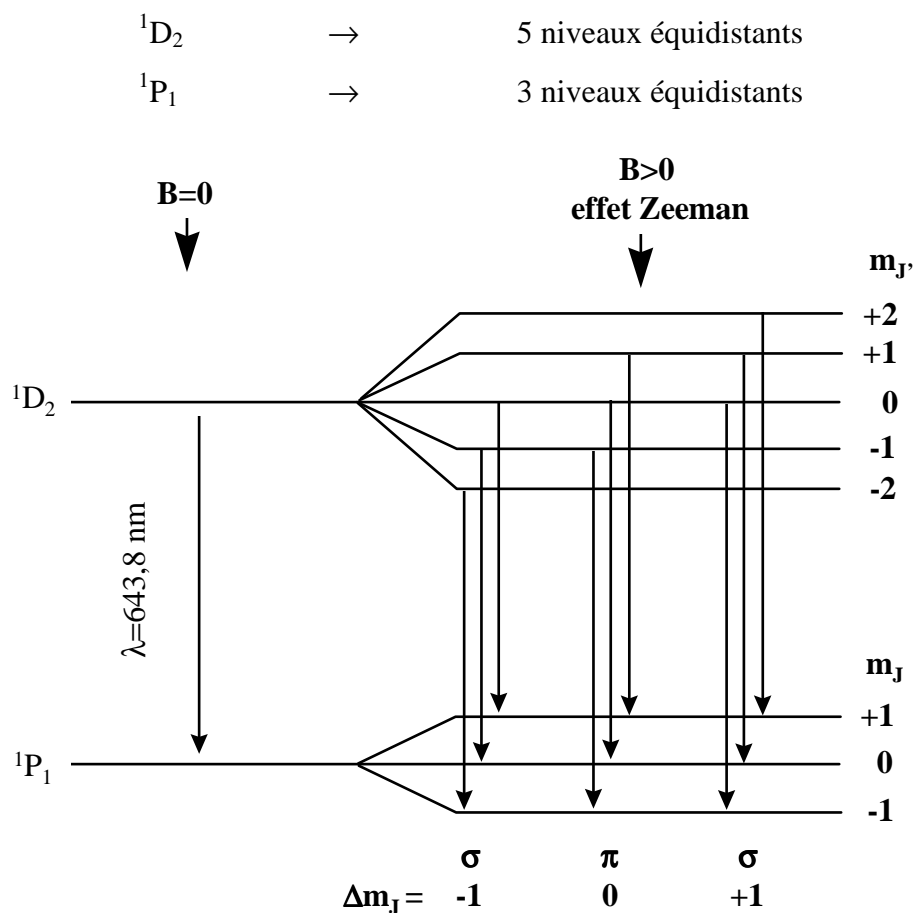


Figure 2: Effet Zeeman sur la transition $^1D_2 \rightarrow ^1P_1$ (raie rouge du Cadmium à 643,8 nm)

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 π . 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 σ (σ^+ et σ^-). 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 σ 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

Le dispositif expérimental est indiqué sur la figure 3 ci-dessous :

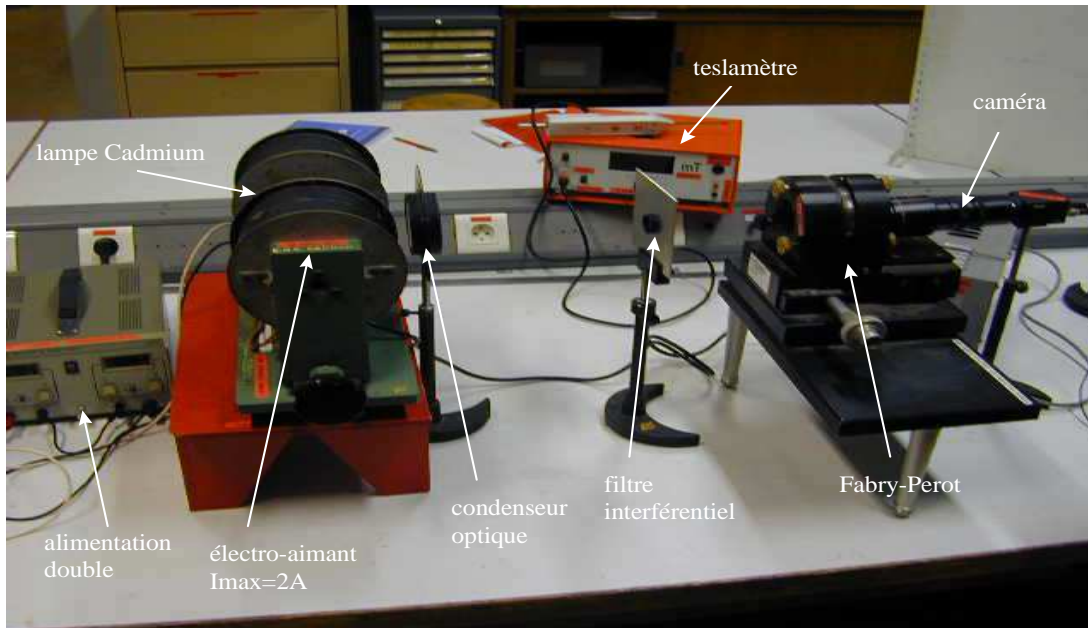


Figure 3 : Dispositif expérimental pour l'effet Zeeman

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. Des interférences à ondes multiples ont lieu entre les ondes se réfléchissant sur les deux faces, 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 :

$$\delta = 2e \cos i$$

avec e représentant la distance entre les deux miroirs.

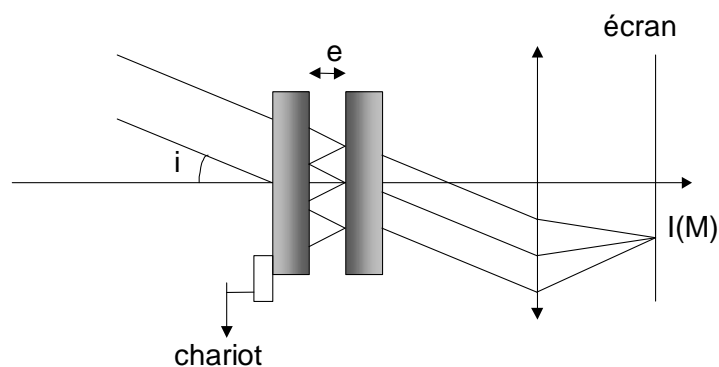


Figure 4: Principe du Fabry-Perot (lame d'air à face parallèle)

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.

Réglage grossier

On éclairera tout d'abord le Fabry-Perot avec un faisceau laser placé en incidence normale: si les miroirs ne sont pas parallèles, on observera de multiples points sur l'écran qu'il s'agit de superposer en s'aidant des vis de réglages grossiers. Les miroirs de l'interféromètre sont alors grossièrement parallèles.

Réglage fin

Une fois le réglage grossier terminé, et de manière à observer un nombre important d'anneaux, on remplacera le laser par un éclairage diffus en utilisant de préférence une lampe à vapeur de sodium (Na) avec un écran diffuseur (papier calque ou dépoli) . On observera alors à l'œil des interférences en transmission en forme d'anneaux d'égale inclinaison. Si les miroirs sont strictement parallèles, le rayon de ces anneaux ne devrait pas se modifier lorsque l'observateur déplace son œil devant les miroirs, et il ne devrait pas y avoir d'anneaux sortant ou rentrant au centre.

Si ce n'est pas le cas, le principe du réglage fin de ce parallélisme consiste à déplacer l'œil le long du diamètre des anneaux 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°): on procédera donc par itération en jouant sur ces deux vis successivement.

Le réglage fin est achevé lorsque l'on obtient des anneaux de rayon constant et ne défilant pas au centre quelque soit le point d'observation. Il est à noter que le centre des anneaux se déplace toujours avec l'œil.

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 e du F.P en "chariotant" avec la vis micrométrique ce qui, en général, dérègle légèrement le parallélisme entre les deux miroirs. Un réglage fin, parfaitement réalisé, sera absolument nécessaire lorsque l'écartement maximum est atteint.

Une fois ce réglage final terminé, mettez en place la caméra munie de son objectif afin de visualiser le système d'anneaux sur le moniteur.

c) Utilisation du Fabry-Perot et intervalle spectral libre

L'interféromètre de Fabry-Perot est l'instrument idéal pour mesurer un écart spectral très faible $\Delta\lambda$. Le fait d'avoir un interféromètre à ondes multiples, permet de visualiser très distinctement les anneaux provenant de deux longueurs d'ondes très proches λ_1 et λ_2 . En général pour mesurer $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$, il suffit simplement de faire varier l'écartement e de l'interféromètre, et de mesurer la variation Δe entre les différentes anti-coïncidences des anneaux. Lorsque l'on fait varier l'épaisseur e entre deux anti-coïncidences, il y a Δp anneaux qui ont défilés pour λ_1 et $\Delta p + 1$ anneaux pour λ_2 . Il y a en quelque sorte un système d'anneaux qui va "plus vite" que l'autre et qui gagne un ordre d'interférence entre deux anti-coïncidences consécutives (ou deux coïncidences consécutives moins précises à repérer). On peut donc écrire: $\Delta\delta = 2\Delta e = \Delta p \lambda_1 = (\Delta p + 1)\lambda_2$ donnant la relation:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2\Delta e} \approx \frac{\lambda_{moyenne}^2}{2\Delta e}$$

Cette valeur $\Delta\lambda$ représente aussi ce que l'on appelle "l'intervalle spectral libre" qu'il faudra évaluer pour ne pas se tromper dans les ordres d'interférences respectifs des deux systèmes d'anneaux à λ_1 et λ_2 . On utilise fréquemment cette technique pour, par exemple, déterminer précisément l'écart spectral du doublet jaune du Sodium ($\Delta\lambda_{Na} = 6 \text{ \AA}$ donnant $\Delta e = 0,29 \text{ mm}$).

La mécanique du Fabry-Perot utilisé ici donne au maximum un écartement $\Delta e = 9 \text{ mm}$ correspondant à un intervalle spectral libre $\Delta\lambda = 0,23 \text{ \AA}$ (pour $\lambda_{cadmium} = 643,8 \text{ nm}$). Dans notre expérience, les écarts spectraux obtenus par effet Zeeman sont de l'ordre de $\Delta\lambda = 0,05 \text{ \AA}$ et ne pourront donc pas être mesurés par la technique des anti-coïncidences décrite ci-dessus (avec $0,05 \text{ \AA}$ le calcul donne $\Delta e = 40 \text{ mm}$ entre deux anti-coïncidences !).

Une autre technique un peu moins précise, mais la seule possible dans notre cas, consiste à relier le rayon des anneaux R_{λ_1} et R_{λ_2} avec l'écart spectral cherché $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$. Elle sera mise en oeuvre ici à l'aide d'une exploitation graphique adéquate.

d) Rayons des anneaux et effet Zeeman

Dans un Fabry-Perot les mesures s'effectuent sur les anneaux brillants donc avec des différences de marche égales à: $\delta = k\lambda = 2e \cos i_k$ avec k entier obtenu pour une valeur particulière de l'angle d'incidence $i = i_k$ (anneaux d'égale inclinaison). On notera k_0 l'ordre d'interférence du premier

anneau brillant observé en partant du centre, et on remarquera d'après la formule, que lorsque l'angle i_k augmente (ou que le rayon des anneaux augmente) alors l'ordre k diminue. L'ordre d'interférence du centre, à $i_k = 0$, n'est pas forcément entier ou demi-entier, mais prend une valeur légèrement supérieure à k_0 sans toutefois dépasser l'ordre suivant à $k_0 + 1$. On notera donc cet ordre particulier au centre: $k_0 + \varepsilon$, avec $0 \leq \varepsilon < 1$ l'excédent fractionnaire. On a la relation:

$$k_0 + \varepsilon = \frac{2e}{\lambda}$$

Lors de mesures expérimentales sur les rayons, il est souvent préférable, par soucis de simplification, d'introduire une nouvelle numérotation p telle que: $p = k_0 - k + 1$:

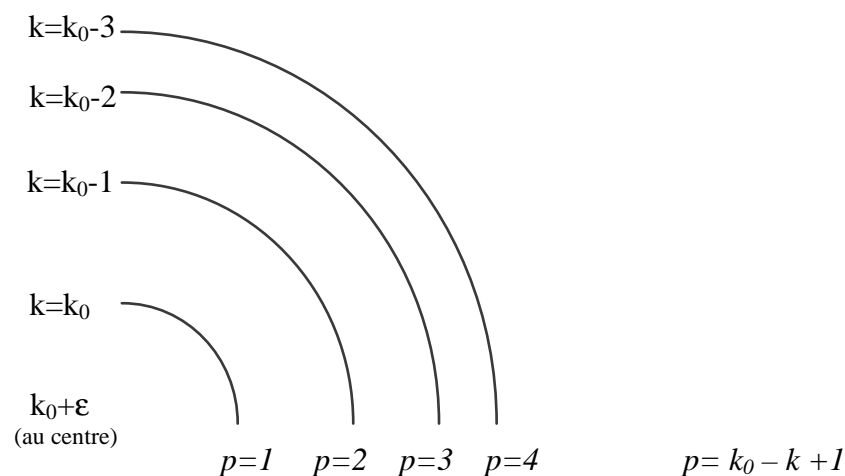
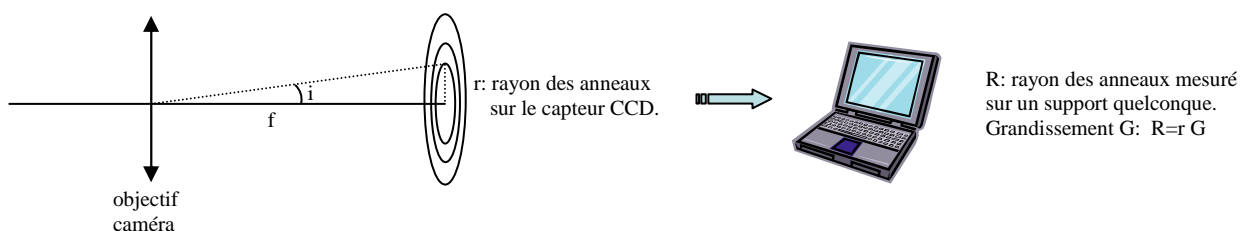


Figure 5 : Ordre d'interférence et numérotation des anneaux: $p=1, 2, 3, \dots$ en partant de l'anneau de plus petit rayon.

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 :

$$\cos i = \frac{f}{\sqrt{f^2 + r^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{R}{b}\right)^2}} \tag{2}$$

R étant le rayon des anneaux directement mesuré sur le support choisi. On a posé $b = f G$



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

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

remarque: dans une approximation petits angles ($\cos i \approx 1 - \frac{i^2}{2}$) avec $i \approx \frac{R}{b}$, on aurait obtenu:

$$R^2 \approx 2b^2 \left(1 - \frac{k\lambda}{2e} \right),$$

mais étant donné qu'il est difficile de savoir si cette approximation reste valable dans un objectif de caméra utilisé avec un fort grossissement, il est plus prudent de garder la formule exacte (3) qui ne complique en rien les calculs ultérieurs.

Dans notre cas, l'évaluation de l'intervalle spectral libre (voir chapitre précédent) nous indique que la subdivision des anneaux se produit à k constant:

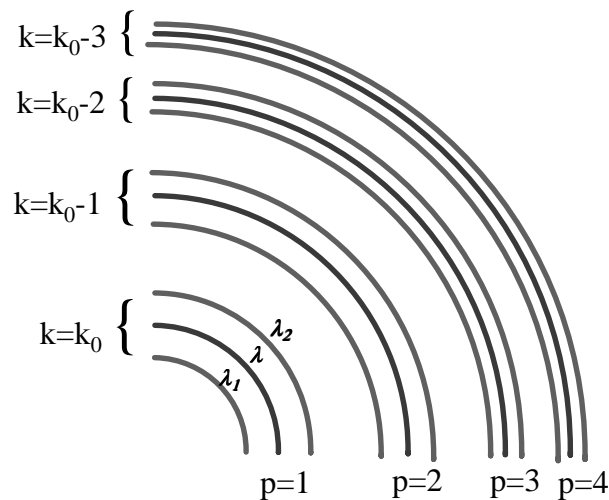


Figure 6 : Effet Zeeman sur les atomes de Cd (vu perpendiculairement au champ magnétique). Les anneaux d'égale inclinaison se scindent en trois avec un même ordre d'interférence k . $R_{\lambda_2} > R_{\lambda} > R_{\lambda_1}$ avec $\lambda_2 < \lambda < \lambda_1$.

Afin d'éliminer le facteur constant b , toujours difficile à estimer avec souvent peu de précision, il est judicieux, pour déterminer l'écart spectral $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_2 = \lambda_1 - \lambda$ du à l'effet Zeeman, d'utiliser une formule faisant intervenir un rapport de rayons R_{λ} , R_{λ_1} , R_{λ_2} . La relation (3) permet d'obtenir:

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

ou si l'on ne possède que les valeurs R_{λ_1} et R_{λ_2} :

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

Il est souvent plus pratique de travailler avec l'ordre p donné par la relation:

$$p = k_0 - k + l = \frac{2e}{\lambda} - \varepsilon - k + l \quad \Rightarrow \quad k = \frac{2e}{\lambda} - \varepsilon - p + l = \frac{2e}{\lambda} \left(1 - \frac{\lambda}{2e} (p - l + \varepsilon) \right) = \frac{2e}{\lambda} (1 - a)$$

$$\text{où } a = \frac{\lambda}{2e} (p - l + \varepsilon)$$

On peut alors par un développement limité sur k^2 avec $a \ll 1$, obtenir:

$$\frac{R_{\lambda}^2}{R_{\lambda_2}^2 - R_{\lambda_1}^2} = \frac{R_{\lambda_2}^2 + R_{\lambda_1}^2}{2(R_{\lambda_2}^2 - R_{\lambda_1}^2)} \approx \frac{\lambda^2}{4e\Delta\lambda} (p - l + \varepsilon) \quad (5)$$

L'excédent fractionnaire ε étant difficile à estimer, nous pourrions tracer un graphe représentant

$$\frac{R_{\lambda}^2}{R_{\lambda_2}^2 - R_{\lambda_1}^2} \quad \text{ou} \quad \frac{R_{\lambda_2}^2 + R_{\lambda_1}^2}{2(R_{\lambda_2}^2 - R_{\lambda_1}^2)}$$

en fonction de p . La pente de la droite permet alors d'obtenir l'écart

spectral cherché.

Si l'on veut estimer rapidement l'écart spectral $\Delta\lambda$, sans avoir à tracer de droite, il est possible de se placer dans une configuration particulière, obtenue pour un champ magnétique bien choisi, tel que l'on ait un recouvrement d'ordre. Le rayon des anneaux est alors donné par la relation:

$$R_{k;\lambda_2} = R_{k-l;\lambda_1} \quad \text{qui avec la relation (3) devient: } \Delta\lambda = \frac{\lambda_1}{2k} = \frac{\lambda\lambda_1}{4e(1-a)} \approx \frac{\lambda^2}{4e} \quad \text{avec}$$

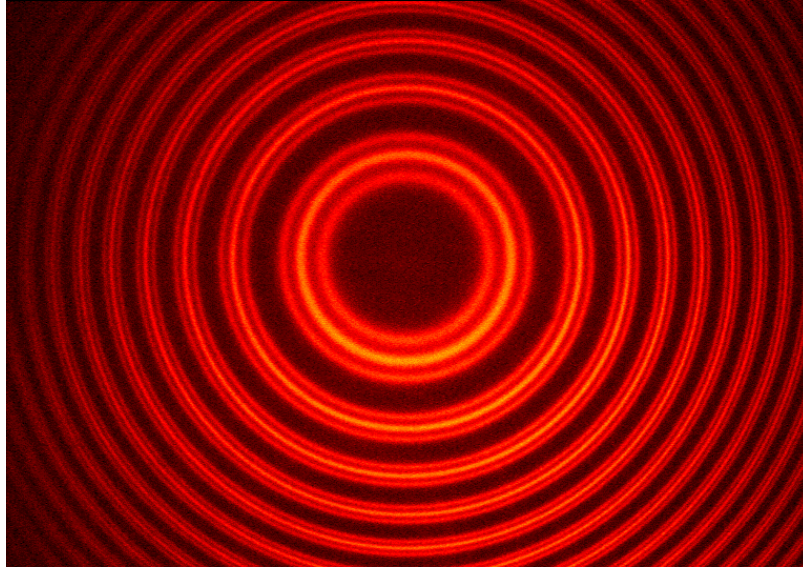
$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_2 = \lambda_1 - \lambda = \frac{l}{2} (\lambda_1 - \lambda_2). \quad \text{Nous remarquons que les anneaux sont dans une configuration}$$

de type *anticoïncidence* où les longueurs d'ondes décalées λ_1 et λ_2 sont situées entre les anneaux non décalés à λ . (on retrouve d'ailleurs la même formule !).

e) Manipulations

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

a)



b)

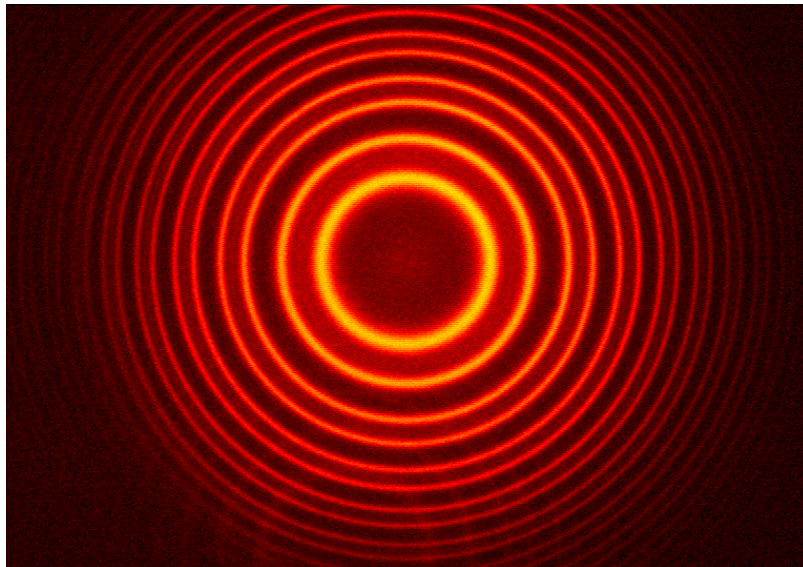


Figure 7 : Effet Zeeman sur les anneaux d'égale inclinaison de la raie rouge du Cadmium à 643,8 nm. B= 280mT. e= 9mm.

- a) perpendiculairement au champ magnétique: triplement des anneaux.
Polarisation rectiligne des raies σ^+ , σ^- et π .
- b) parallèlement au champ magnétique: doublement des anneaux.
Polarisation circulaire des raies σ^+ , σ^- .

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):

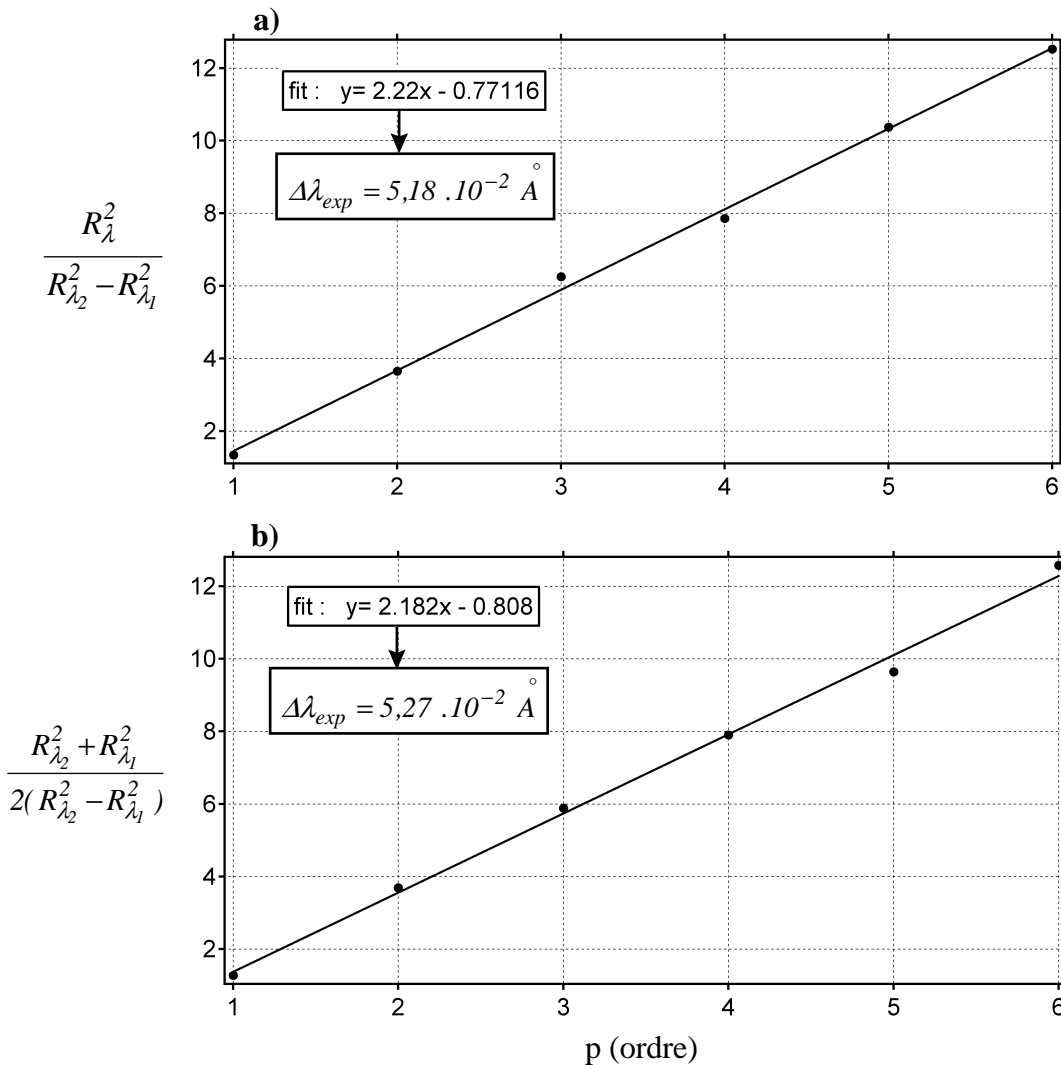


Figure 8 : Détermination de l'écart spectral à partir de la mesure du diamètre des anneaux des figures 7a et 7b. $B = 280\text{mT}$. $e = 9\text{mm}$.

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 $\Delta\lambda_{theorique} = (5,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-2} \text{ \AA}$. Les mesures de e peuvent s'effectuer très précisément à l'aide d'un pied à coulisse électronique (**attention:** pour éviter de toucher les miroirs on utilisera l'armature du Fabry-Perot). La mesure du champ B s'effectuera en enlevant la lampe spectrale de l'entrefer de l'électro-aimant (ne pas oublier de remettre le bon écartement de l'entrefer pour la mesure). On étudiera la polarisation des différents anneaux.

Effet Zeeman

Matériel

- Fabry-Perot SOPRA à écartement variable
- Lampe spectrale au Cadmium + support
- Lampe spectrale Na + dépoli
- Diode laser
- Filtre interférentiel rouge pour la raie de Cd à 643,8 nm
- Gros électro-aimant + alimentation dédiée
- Teslamètre
- Polariseur
- Diaphragme
- Condenseur optique
- Caméra noir et blanc + objectif + moniteur
- Ordinateur avec logiciel capture d'image et IGOR.
- Pied à coulisse électronique.