

Faculté des arts et des sciences

Département de physique

PHY 3040

LABORATOIRE D'OPTIQUE

NOTES DE TRAVAUX PRATIQUES

AUTOMNE 2022

Andrea BIANCHI, Simon DANEAU, Vlad-Alexandru DRAGOMIR



Table des matières

Préface	v
1 Faisceaux gaussiens	1
1.1 But	1
1.2 Objectifs	1
1.3 Théorie	1
1.4 Manipulations	5
1.5 Instructions particulières	6
1.6 Références	6
2 Absorption optique	7
2.1 But	7
2.2 Objectifs	7
2.3 Théorie : approche matricielle	7
2.4 Manipulations	9
2.5 Références	10
3 Fibres optiques	11
3.1 But	11
3.2 Objectifs	11
3.3 Manipulations	11
3.4 Instructions particulières	13
4 Holographie	15
4.1 But	15
4.2 Objectifs	15
4.3 Théorie	15
4.4 Instructions particulières	17

5 Optique non-linéaire	19
5.1 But	19
5.2 Théorie	19
5.3 Manipulations	22
6 Diffusion Raman	25
6.1 But	25
6.2 Objectifs	25
6.3 Théorie	25
6.4 Système de mesure	28
6.5 Manipulations	30
6.6 Références	31
7 Cohérence de la lumière	33
7.1 But	33
7.2 Objectifs	33
7.3 Théorie	33
8 Rotation de Faraday	35
8.1 Introduction	35
8.2 Objectifs	35
8.3 Manipulations	35
8.4 Références	36
9 Effet Zeeman	37
9.1 But	37
9.2 Objectifs	37
9.3 Introduction	37
9.4 Théorie	38
9.5 Interféromètre de Fabry-Pérot	40
9.6 Manipulations	44
9.7 Instructions particulières	45
9.8 Références	46
10 Photons intriqués	47
10.1 But	47
10.2 Objectifs	47
10.3 Théorie	47
10.4 Manipulations	50

10.5 Références	50
Annexes	51
A Ajustement par moindre carrés	53
A.1 Théorie	53
A.2 Exemple de minimisation avec Matlab	54
A.3 Exemple de minimisation avec Python	55
B Réseaux de diffraction	57
B.1 Équation du réseau de diffraction	57
B.2 Intervalle spectral libre	58
B.3 Résolution	58
B.4 Dispersion angulaire	59
B.5 Dispersion linéaire	59
B.6 Distribution en énergie	60
B.7 Blaze	61
C Sécurité laser	63
C.1 Classes de laser	63
C.2 Effets potentiels	63
C.3 Mesures préventives	64

Préface

Le laboratoire d'optique a été développé par le Professeur John Low Brebner. Il a su monter une série d'expériences fascinantes et il a instauré dans ce laboratoire des méthodes qui laissent une large part à l'initiative et à la créativité des étudiants. John n'a jamais ménagé ses efforts pour captiver les étudiants et leur donner le maximum d'information. Atteint d'une grave maladie, il n'a jamais cessé de fournir un enseignement de grande qualité.

Le Professeur Brebner est décédé en janvier 2001. Nous espérons être à la hauteur des standards élevés qui le guidaient et nous lui dédions ces notes de travaux pratiques.

La version originale de ces notes a été rédigée par Richard Leonelli et Sjoerd Roorda. Au fil des années, d'autres professeurs y ont apporté diverses modifications et faits quelques ajouts, notamment David Lafrenière, Rikard Blunck et Carlos Silva. Enfin, notons la contribution de l'étudiant au baccalauréat Jean-Luc Shaw à l'été 2015 à qui l'on doit l'ajout de plusieurs éléments d'information et l'harmonisation de la présentation des diverses expériences.

Laboratoire 1

Propagation de faisceaux gaussiens

1.1 But

Étudier les propriétés et la propagation de faisceaux optiques à section gaussienne dans l'approximation paraxiale. Se familiariser avec la technique de la matrice ABCD.

1.2 Objectifs

- Pour un montage sans lentille, avec une lentille et avec deux lentilles, mesurer le profil de propagation du faisceau laser et déterminer ses paramètres ω_0 , z_0 , q_0 et θ_0 ;
- Pour les montages avec lentilles, comparer les valeurs expérimentales aux valeurs calculées théoriquement par la méthode de la matrice ABCD.

1.3 Théorie

Optique géométrique

Vous êtes déjà familiers avec les lois de l'optique géométrique dans l'approximation paraxiale et en particulier avec les lois de combinaison de lentilles. Il existe toutefois une façon plus puissante d'évaluer les trajets optiques dans le cas de systèmes optiques complexes : la technique de la matrice ABCD.

Soit un faisceau optique qui se déplace de gauche à droite le long de l'axe z et qui rencontre une surface ayant un rayon de courbure R . Par convention, on place l'origine du système de coordonnées au point de rencontre de la surface et de l'axe z . Si le centre de courbure de la surface est à gauche de l'origine, R sera négatif. En une position z donnée, un rayon optique est décrit par une position x et un angle γ . La propagation du rayon dans un milieu d'indice de réfraction constant est décrite par une matrice de transfert \mathbf{T} et la réfraction à la surface par une matrice de réfraction \mathbf{R} . La matrice ABCD, ou matrice du système, est égale au produit de toutes les matrices impliquées par le déplacement du rayon d'un point a à un point b :

$$\begin{pmatrix} x' \\ \gamma' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ \gamma \end{pmatrix} = \mathbf{T}_{n+1} \mathbf{R}_n \mathbf{T}_n \mathbf{R}_{n-1} \mathbf{T}_{n-1} \dots \mathbf{R}_1 \mathbf{T}_1 \begin{pmatrix} x \\ \gamma \end{pmatrix}. \quad (1.1)$$

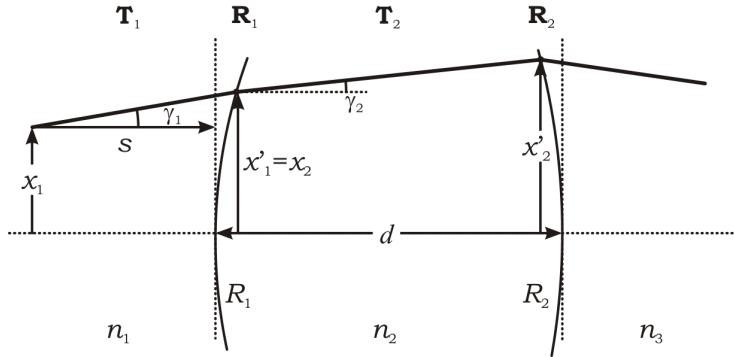


Figure 1.1 : Construction pour la propagation d'un rayon dans trois milieux d'indices différents.

Pour fixer les idées, prenons trois milieux d'indices n_1 , n_2 et n_3 séparés par deux surfaces de rayons de courbures R_1 (positif) et R_2 (négatif), voir figure 1.1. Pour la propagation du faisceau à partir d'un point une distance s devant la première surface, on a, dans l'approximation des angles paraxiaux ($\sin \gamma = \gamma$), que :

$$x'_1 = x_1 - s\gamma_1, \quad (1.2)$$

et donc,

$$\mathbf{T}_1 = \begin{pmatrix} 1 & -s \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

(N'oubliez pas que, par convention, s est négatif et donc $-s$ positif). Il n'est pas trop difficile de montrer que la matrice de réfraction de la première surface est telle que :

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ \gamma_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_1 - n_2}{n_2 R_1} & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x'_1 \\ \gamma'_1 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

Puis, la matrice de transfert d'une surface à l'autre et la matrice de réfraction à la deuxième surface s'écriront :

$$\mathbf{T}_2 = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{R}_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_2 - n_3}{n_3 R_2} & \frac{n_2}{n_3} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

et ainsi de suite.

Quelques matrices ABCD de base sont données dans la table suivante.

Table 1.1 : Matrices ABCD pour quelques opérations de base.

Opération	Matrice
Transfert sur une distance d	$\begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
Réfraction par lentille mince de focale f	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix}$
Réfraction à une surface de rayon de courbure R	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_1 - n_2}{n_2 R} & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix}$
Réflexion sur un miroir sphérique de rayon de courbure R	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{2}{R} & -1 \end{pmatrix}$

Faisceaux gaussiens

L'optique géométrique simple décrite ci-dessus ne tient pas compte de la nature ondulatoire de la lumière, ce qui conduit à des prédictions non physiques. Par exemple, selon l'optique géométrique, un faisceau parallèle sera focalisé par une lentille en un point de taille infinitésimale, ce que les lois de la diffraction empêchent. Pour aller au-delà de l'optique géométrique, il faut résoudre explicitement l'équation d'onde déduite de l'électromagnétisme. Dans l'approximation paraxiale, qui implique une symétrie cylindrique et des angles de convergence ou divergence petits, une solution robuste de l'équation d'onde s'écrit,

$$E(\vec{r}) = \Psi(x, y, z)e^{-ikz}, \quad (1.6)$$

avec,

$$\Psi(x, y, z) = E_0 \exp \left\{ \frac{-(x^2 + y^2)}{w(z)^2} \right\}. \quad (1.7)$$

La fonction enveloppe du faisceau est donc une gaussienne, d'où le nom d'*optique gaussienne* pour décrire cette théorie. La quantité $w(z)$ représente la demi-largeur à $1/e$ de cette gaussienne. L'optique gaussienne prédit que (voir l'annexe),

$$w(z)^2 = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right] \quad \text{avec} \quad z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \quad (1.8)$$

où w_0 est la demi-largeur minimale qu'atteindra le faisceau en $z = 0$. z_R est appelée la portée de Rayleigh, distance pour laquelle la largeur du faisceau à augmenté d'un facteur $\sqrt{2}$ (pour les amateurs de photographie, z_R correspond à la profondeur de champ). On définit aussi $b = 2z_R$, le paramètre confocal.

De même, le rayon de courbure du front d'onde est donné par,

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right] \quad (1.9)$$

Dans un régime où $z \gg z_R$, on a que,

$$w(z) \approx \frac{\lambda z}{\pi w_0}, \quad (1.10)$$

donc la largeur du faisceau augmente linéairement avec z , l'angle de divergence étant donné par $\theta = \lambda/\pi w_0$. De même dans ce régime, $R(z) \approx z$.

ATTENTION

Les équations qui précèdent sont relatives au champ électrique de l'onde alors que vous en mesurerez l'intensité! N'oubliez donc pas que $I \propto E^2$.

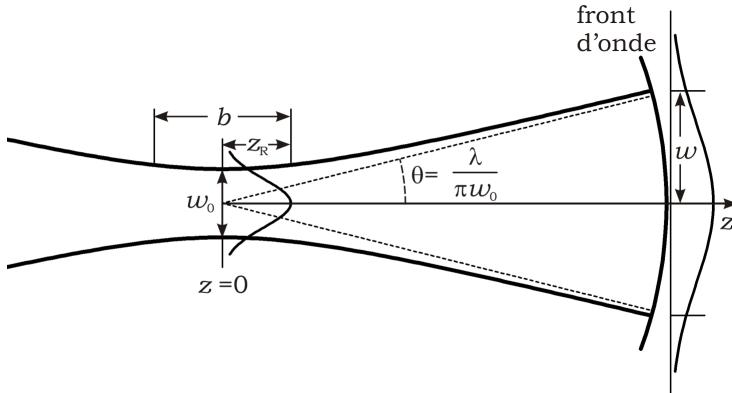


Figure 1.2 : Propagation d'un faisceau gaussien.

Beaucoup de faisceaux optiques peuvent être décrits adéquatement par l'optique gaussienne. En particulier, tous les faisceaux lasers dont la cavité résonante est à symétrie cylindrique auront une section gaussienne.

On peut combiner la théorie des faisceaux gaussiens et celle de la matrice ABCD en introduisant le paramètre de taille complexe q' :

$$q'(z) = z + iz_R \quad (1.11)$$

En multipliant par $(z - iz_R)/(z - iz_R)$ et en utilisant les équations ci-dessus, on obtient que,

$$\frac{1}{q'(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{i\lambda}{\pi w(z)^2}. \quad (1.12)$$

C'est donc dire que la partie réelle de l'inverse de q' est l'inverse du rayon de courbure et que sa partie imaginaire est reliée à la demi-largeur du faisceau. Finalement, le paramètre de taille complexe obéit à la loi :

$$q'(z_2) = \frac{Aq'(z_1) + B}{Cq'(z_1) + D}, \quad (1.13)$$

où les valeurs A , B , C et D sont les éléments de la matrice ABCD relative à la propagation du faisceau de z_1 à z_2 . De façon équivalente, cette expression peut s'écrire :

$$\frac{1}{q'(z_2)} = \frac{C + D/q'(z_1)}{A + B/q'(z_1)} \quad (1.14)$$

Méthode de mesure

On peut mesurer avec précision la demi-largeur d'un faisceau gaussien en déplaçant une lame de rasoir placée devant un détecteur (une photodiode). Le signal enregistré par le détecteur (i.e. le courant) en fonction de la position x de la lame le long de l'axe de déplacement sera alors proportionnel à l'intégrale d'une fonction gaussienne, c'est-à-dire la fonction d'erreur :

$$I(x) = \frac{I_{\max}}{2} \left(1 - \text{erf} \left[\frac{\sqrt{2}(x - x_0)}{w} \right] \right) \quad (1.15)$$

où I_{\max} est le courant maximal (faisceau laser non occulté), x_0 est la position où l'intensité du faisceau est maximale et w est la demi-largeur à $1/e^2$ du faisceau laser. On peut ainsi trouver w en ajustant la fonction ci-dessus sur les données mesurées ; consultez l'annexe A sur l'ajustement par moindres carrés au besoin. Une façon approximative mais rapide d'estimer un point de départ pour w pour faire l'ajustement est de mesurer la distance entre les points où le signal vaut 10% et 90% de I_{\max} : cette distance est égale à $1.28w$.

La prise de mesures se fait par ordinateur : le déplacement de la lame, la mesure du courant, et la sauvegarde dans un fichiers sont fait automatiquement. Pour démarrer le logiciel de contrôle et de prise de mesures, cliquez sur l'icône FGA. Notez que les positions de la lame sauvegardées dans le fichier sont en μm . Les données seront sauvegardées en format ASCII sous la forme de deux colonnes. La première ligne donne le nombre de points et le nombre de balayage. Les autres lignes contiennent les positions et amplitudes du signal mesuré. Vous pouvez prédire le comportement de votre système de lentilles à l'aide de la routine Matlab propagation.m. Vous pouvez aussi lire vos données dans Matlab avec la routine lecture.m.

1.4 Manipulations

1. Caractérissez le faisceau laser : déterminez sa demi-largeur à plusieurs positions le long du rail optique (en ajustant l'équation (1.15) sur vos mesures de courant en fonction de la position de la lame de rasoir), et ensuite déterminez sa demi-largeur minimale w_0 et la position z_0 de ce minimum ($w(z_0) = w_0$), son paramètre confocal b (en ajustant l'équation (1.8) sur vos mesures de $w(z)$) ; déterminez aussi l'angle de divergence du laser.
2. Une fois le laser caractérisé, placez une lentille convergente de votre choix sur le rail et mesurez la demi-largeur $w(z)$ en plusieurs points au voisinage du point focal de façon à pouvoir déterminer les nouvelles valeurs de w_0 , z_0 et b après passage du faisceau par la lentille (toujours en ajustant l'équation (1.8) sur vos mesures de $w(z)$). Comparez vos résultats expérimentaux des nouvelles valeurs de w_0 , z_0 et b aux valeurs prédictes en utilisant le formalisme ABCD appliqué aux faisceaux gaussiens (équations (1.11) à (1.14)). Vous pouvez utiliser la routine propagation.m pour faire vos calculs de prédiction.
3. Répétez maintenant l'étape précédente avec deux lentilles de votre choix.

1.5 Instructions particulières

Alignement

Il est important que toutes les pièces optiques soient bien centrées sur un axe optique commun. Commencez par aligner le faisceau laser par rapport au rail optique. Centrez le faisceau laser sur une cible et déplacez celle-ci le long du banc en vous assurant que le faisceau y demeure toujours centré. Du même coup, assurez-vous que le faisceau est bien centré sur le détecteur, de façon à ce que le signal détecté lorsque la lame de rasoir est à mi-course soit approximativement la moitié du signal maximum (faisceau non occulté). Ne touchez plus par la suite à l'orientation du faisceau laser.

De même, pour introduire une lentille sur le banc, placez la lentille sur son support et ajustez celui-ci de façon à ce que le faisceau laser ne soit pas dévié par la lentille; vous pouvez vérifier ceci à l'aide de la cible utilisée précédemment, placée au bout du rail. De même, vous pouvez vérifier que la réflexion du laser par la lentille recoupe la sortie du laser.

1.6 Références

- Robert D. Guenther *Modern Optics* (Wiley, 1990).
- Alexander Hornberg *Propagation of Gaussian beams – A comprehensive introduction*, Laser Technik Journal **2**, no. 2, 1613 (2005) doi.org/10.1002/latj.200790044.

Laboratoire 2

Absorption optique

2.1 But

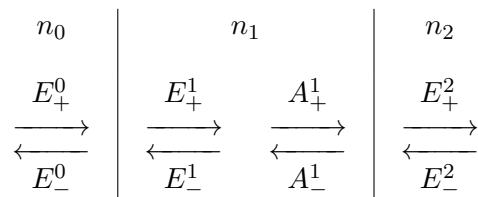
Le but de cette expérience est de familiariser les étudiants avec certaines techniques de bases de spectroscopie optique. L'équipement principal se compose d'une source de lumière "blanche" et d'une fibre optique multimode reliée à un spectromètre qui est lui-même interfacé à un ordinateur. Dans un premier temps, vous devrez caractériser la résolution de ce spectromètre en tentant de résoudre les raies du doublet jaune du sodium. Vous pourrez ainsi étudier les spectres de transmission et réflexion de divers échantillons ayant des propriétés intéressantes dans la gamme du visible.

2.2 Objectifs

- Déterminer la résolution du spectromètre avec le doublet du sodium ;
- Mesurer le spectre d'absorption d'un échantillon de GaSe et déterminer la bande d'énergie interdite ;
- Mesurer le spectre d'absorption d'un échantillon d'or colloïdal et déterminer la densité de particules d'or ;
- Mesurer le spectre d'absorption de plusieurs échantillons ayant une couche TiO₂/verre et déterminer l'épaisseur de la couche.

2.3 Théorie : approche matricielle

Il est possible de générer des filtres diélectriques taillés sur mesure par le dépôt d'une succession de couches minces de matériaux d'épaisseur et d'indice de réfraction différents : miroirs de réflectance supérieure à 99.5 %, miroirs "chauds" et "froids", filtres interférentiels, etc.



Soit le système illustré ci-dessus, comportant trois couches séparées par deux interfaces parallèles. Pour simplifier, une incidence normale a été illustrée mais le cas général où l'onde incidente arrive sur la première interface avec un angle d'incidence sera traité. Il faut distinguer les deux états de polarisation possible : i) polarisation s (de l'allemand “senkrecht”, perpendiculaire) où le vecteur champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence, et ii) polarisation p (de l'allemand “parallel”) le champ est plutôt parallèle au plan d'incidence. Les conditions aux frontières imposent, à l'interface entre les milieux i et $i + 1$, pour un rayon lumineux qui arrive avec un angle θ_i avec la surface :

$$\begin{aligned} E_{s+}^i + E_{s-}^i &= E_{s+}^{i+1} + E_{s-}^{i+1}, \\ n_i \cos \theta_i (E_{s+}^i - E_{s-}^i) &= n_{i+1} \cos \theta_{i+1} (E_{s+}^{i+1} - E_{s-}^{i+1}), \\ \cos \theta_i (E_{p+}^i - E_{p-}^i) &= \cos \theta_{i+1} (E_{p+}^{i+1} - E_{p-}^{i+1}), \\ n_i (E_{p+}^i + E_{p-}^i) &= n_{i+1} (E_{p+}^{i+1} + E_{p-}^{i+1}), \end{aligned} \quad (2.1)$$

qui expriment la conservation de l'énergie par, la conservation du champs électrique pour une polarisation s , la conservation de la composante parallèle à la surface des champs magnétiques pour une polarisation s , la conservation de la composante parallèle à la surface des champs électriques pour une polarisation p et finalement la conservation des champs magnétiques pour une polarisation p . À noter ici que $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ fut utilisé avec $\vec{F} = 0$ (diélectrique) pour exprimer les champs magnétiques en terme des champs électriques. Si on suppose que les champs, dans le matériel, se propageant à contre sens du champ incident sont nuls, on trouve, pour les deux premières équations, soit le **cas s** :

$$\begin{aligned} r_{i,s} &= \frac{n_i \cos \theta_i - n_{i+1} \cos \theta_{i+1}}{n_i \cos \theta_i + n_{i+1} \cos \theta_{i+1}}, \\ t_{i,s} &= \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_{i+1} \cos \theta_{i+1}}, \end{aligned} \quad (2.2)$$

tandis que l'on a pour les deux dernières équations, soit le **cas p** :

$$\begin{aligned} r_{i,p} &= \frac{n_{i+1} \cos \theta_i - n_i \cos \theta_{i+1}}{n_{i+1} \cos \theta_i + n_i \cos \theta_{i+1}}, \\ t_{i,p} &= \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_{i+1} \cos \theta_i + n_i \cos \theta_{i+1}}. \end{aligned} \quad (2.3)$$

On peut maintenant écrire la solution des deux couples d'équation aux frontières sous une forme matricielle compacte. Dans le cas d'une interface entre deux milieu, on peut écrire,

$$\mathbf{E}^i = \mathbf{I}^i \mathbf{E}^{i+1}, \quad (2.4)$$

$$\mathbf{E}^i = \begin{bmatrix} E_+^i \\ E_-^i \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E}^{i+1} = \begin{bmatrix} E_+^{i+1} \\ E_-^{i+1} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{I}_p^i = \frac{\cos \theta_{i+1}}{\cos \theta_i} \begin{bmatrix} 1 & \frac{r_i}{t_i} \\ \frac{t_i}{r_i} & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.5)$$

Il faut aussi propager les faisceaux de l'interface $i + 1$ à l'interface i :

$$\mathbf{E}^i = \mathbf{T}^i \mathbf{A}^i, \quad (2.6)$$

$$\mathbf{T}^i = \begin{bmatrix} e^{-i\delta_i} & 0 \\ 0 & e^{i\delta_i} \end{bmatrix}, \quad \delta_i = \frac{4\pi d_i n_i \cos \theta_i}{\lambda_0}, \quad (2.7)$$

où d_i est l'épaisseur de la couche i et λ_0 est la longueur d'onde dans le vide de l'onde incidente. Le processus se généralise au cas de $k + 1$ couches (numérotées de 0 à k) via la matrice \mathbf{M} :

$$\mathbf{E}^0 = \mathbf{ME}^k, \quad \mathbf{M} = \mathbf{I}^0 \mathbf{T}^1 \mathbf{I}^1 \mathbf{T}^2 \dots \mathbf{T}^{k-1} \mathbf{I}^{k-1}, \quad \mathbf{E}^k = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (2.8)$$

avec le dernier milieu étant d'épaisseur suffisamment grande pour qu'il n'y ait pas d'interférence. En remplaçant les éléments de \mathbf{M} par leurs valeurs, on peut déterminer les coefficients de réflexion et de transmission :

$$r = \frac{E_-^0}{E_+^0}, \quad t = \frac{E_+^k}{E_-^0} = \frac{1}{E_+^0}, \quad (2.9)$$

de même que sa réflectance R et sa transmittance T :

$$R = |t|^2, \quad T = \frac{n_k \cos \theta_k}{n_0 \cos \theta_0} |t|^2 \quad (2.10)$$

Inversement, un spectre d'absorption ou de réflexion d'une multicouche diélectrique peut permettre de trouver les épaisseurs et indices des couches par une procédure d'optimisation par moindres carrés.

D'autre part, la variation des indices de réfraction en fonction de la longueur d'onde est décrite pour chacun des matériaux par une loi empirique que l'on nomme loi de Sellmeier. Voici certaine d'entre elles que vous aurez à utiliser :

$$n_{air} - 1 = \frac{0.05792105}{238.0185 - \lambda^{-2}} + \frac{0.00167917}{57.362 - \lambda^{-2}}, \quad (\lambda \text{ en } \mu\text{m}) \quad (2.11)$$

$$n_{B270}^2 = \frac{1.676\lambda^2}{\lambda^2 - 99.19^2} + \frac{0.3728\lambda^2}{\lambda^2 - 6.359^2} + \frac{0.2172\lambda^2}{\lambda^2 - 6.436^2}, \quad (\lambda \text{ en nm}) \quad (2.12)$$

$$n_{TiO_2}^2 = 5.913 + \frac{0.2441}{\lambda^2 - 0.0803}. \quad (\lambda \text{ en } \mu\text{m}) \quad (2.13)$$

2.4 Manipulations

L'expérience principale consiste à établir le trajet optique et à mesurer la transmittance et la réflectance de plusieurs échantillons pour les polarisations parallèle et perpendiculaire. En premier lieu, vous devrez déterminer la résolution du spectromètre grâce à la lampe de sodium. Le réseau du spectromètre actuel comporte 1200 traits/mm. Vous disposez aussi d'un échantillon semi-conducteur (GaSe) dont vous pourrez déterminer le seuil de transmission, où l'énergie devient suffisante pour envoyer des électrons de la bande valence vers la bande de conduction. Vous pourrez aussi établir s'il s'agit d'une transition directe ou indirecte. Puis, vous examinerez un échantillon de verre contenant des nanoparticules d'or. À une certaine fréquence, l'oscillation des charges électriques formeront des ondes de plasma que l'on appelle aussi plasmon. Vous devrez trouver la densité de nanoparticules présente dans l'échantillon.

Ensuite, vous aurez à étudier un échantillon constitué d'une couche mince de TiO_2 déposée sur une lame de verre B270. En vous inspirant de la théorie explicitée et en utilisant un logiciel de programmation de votre choix, vous pourrez déterminer à partir de vos mesures les épaisseurs respectives des couches de plusieurs échantillons. Ceci constitue la majeure partie du laboratoire.

2.5 Références

- G. R. Fowles, *Introduction to Modern Optics* (Dover Publications) ; formalisme un peu différent, incidence normale seulement.
- E. Hecht, *Optics* (Pearson) ; même formalisme que Fowles, incidence oblique incluse.
- R. D. Guenther, *Modern Optics* (Oxford University Press) ; formalisme présenté dans l'annexe.

Laboratoire 3

Fibres optiques

3.1 But

Le but de cette expérience est de vous familiariser avec quelques unes des propriétés des fibres optiques, lesquelles jouent aujourd’hui un rôle crucial dans les technologies de l’information et des communications. Vous travaillerez avec des fibres multimode et monomode. Vous apprendrez d’abords à faire des clivages propres des bouts de fibres afin d’obtenir un bon couplage avec la lumière d’une source laser. Ensuite vous observerez quelques propriétés des fibres et étudierez la propagation des modes dans celles-ci.

Comme préparation pour cette expérience, on recommande aux étudiants de regarder le fonctionnement des fibres optiques. Le livre d’expériences avec des fibres optiques, disponible pour consultation au laboratoire, contient une excellente introduction au sujet.

3.2 Objectifs

- Déterminer l’ouverture numérique de toutes les fibres ;
- Déterminer tous les modes qui se propagent dans chaque fibre monomode ;
- Déterminer les types de fibres monomodes que vous avez, monomode I, II ou III.

3.3 Manipulations

Pour faire l’expérience, chaque équipe dispose d’un bout de fibre multimode et de deux bouts de fibre monomode. Les deux bouts de fibre monomode ont été choisis au hasard parmi les trois types de fibre monomode spécifiés ci-dessous ; par vos mesures vous aurez à déterminer quels types vous avez.

Avant de procéder aux mesures pour chaque bout de fibre, vous devez en préparer les deux extrémités selon la procédure expliquée par le responsable de l’expérience.

Les caractéristiques des caméras numériques à votre disposition sont : Caméra CCD Point-Grey (dimension des pixels : $3.75 \mu\text{m}$, carré) ou CMOS Thorlabs (dimension des pixels : $5.2 \mu\text{m}$, carré).

Table 3.1 : Caractéristiques des fibres disponibles, telles que spécifiées par le manufacturier

Fibre	Rayon du coeur (μm)	Ouverture numérique
Multimode	52.5	0.22
Monomode I	1.75	0.13
Monomode II	2.2	0.13
Monomode III	1.8	0.20

Fibre multimode

Couplez la lumière du laser dans la fibre. Pour maximiser l'efficacité du couplage, mesurez l'intensité lumineuse à la sortie de la fibre à l'aide de la photodiode et jouez avec les diverses vis d'ajustement pour en maximiser l'intensité. Une fois un bon couplage atteint, dirigez la sortie de la fibre de façon à projeter la lumière sur l'écran. Observez le patron lumineux produit, et si vous le désirez prenez-le en photo. Comment expliquez-vous ce que vous voyez ?

Mesurez ensuite l'ouverture numérique à la sortie de la fibre en mesurant la taille du patron lumineux sur l'écran et la distance de celui-ci à la sortie de la fibre. Déterminez le nombre V .

Vous pouvez faire ces mesures à une seule longueur d'onde.

Fibres monomodes

Couplez la lumière du laser dans la fibre, tel qu'expliqué ci-haut. Une fois un bon couplage atteint, dirigez la sortie de la fibre de façon à projeter la lumière sur le capteur CCD (ou CMOS). Le logiciel FlyCapture (ou UCviewer) installé sur l'ordinateur vous permettra de visualiser et de sauvegarder les images captées par le CCD/CMOS.

Déterminez quels modes sont transmis par la fibre. Vous pouvez sélectionner différents modes en modifiant légèrement la position et/ou l'orientation de l'entrée de la fibre par rapport au laser à l'aide des vis d'ajustement. Tentez de détecter autant de modes que possible. Enregistrez une image de chaque mode détecté. Faites ces mesures à 405 nm et à 632.8 nm.

Mesurez l'ouverture numérique de la fibre. Pour une fibre monomode, la relation entre l'ouverture numérique et l'angle de divergence du faisceau à la sortie de la fibre n'est pas parfaite et est sujette à une certaine ambiguïté car le patron lumineux n'a pas de bord bien défini. Néanmoins, il est commun d'approximer l'ouverture numérique comme étant le sinus de l'angle de divergence du faisceau à la sortie de la fibre, en adoptant comme angle de divergence l'angle par rapport à l'axe optique pour lequel l'intensité lumineuse est réduite à 5% de sa valeur sur l'axe, pour le mode fondamental (i.e. LP₀₁). Vous pouvez mesurer cet angle de divergence en enregistrant des images du mode fondamental en plaçant le détecteur à différentes distances du bout de la fibre à l'aide de la plateforme mobile. En analysant chaque image par ordinateur, vous pouvez déterminer la largeur en pixels pour que l'intensité décroisse à 5% de son maximum, et convertir cette largeur en unité de longueur sachant qu'un pixel fait $5.2 \mu\text{m}$. Sachant que les graduations de la plateforme mobile sont en dixième de pouce, vous pouvez ensuite calculer l'angle de divergence du faisceau et ainsi l'ouverture numérique. Vous pouvez faire cette mesure à une seule longueur d'onde.

Déterminez lesquels des 3 types de fibre monomode vous aviez. Commentez les modes que vous avez observés pour les différentes fibres/lasers étant donné le nombre d'onde normalisé V et la théorie de propagation des modes.

3.4 Instructions particulières

Préparation des fibres

Pour les manipulations de base de ce laboratoire, on suggère d'utiliser des bouts de fibre d'une longueur d'environ 1–1.5 m. Avant de cliver chaque bout, il faut d'abords retirer la gaine protectrice de la fibre sur une longueur d'environ 3 cm, ce qu'on peut faire en faisant, très délicatement, une petite incision dans la gaine de la fibre à l'aide d'une lame de rasoir et en laissant ensuite tremper le bout dans l'acétone pendant quelques minutes.

Clivage

Les bouts de fibre optique peuvent aisément pénétrer dans la peau et causés des blessures. Le cliveur est muni d'un réservoir (voir figure 3.1) pouvant accueillir les bouts de fibre coupés. Il faut donc vérifier que ce réservoir soit en place avant de manipuler le cliveur. Il faut aussi s'assurer que la fibre à couper dépasse d'une longueur comprise entre 14 et 25 mm au-delà de la lame du cliveur. Une échelle permet de mesurer la longueur de la partie dégainée qui restera après la coupe. Positionner la fibre correctement dans le guide du cliveur, refermer le couvercle et peser sur la gâchette lentement et jusqu'au fond pour faire glisser la lame sur la fibre et la trancher. On vérifie la qualité du clivage à l'aide d'un microscope optique. Une fibre bien clivée montrera une surface uniforme et circulaire au microscope.

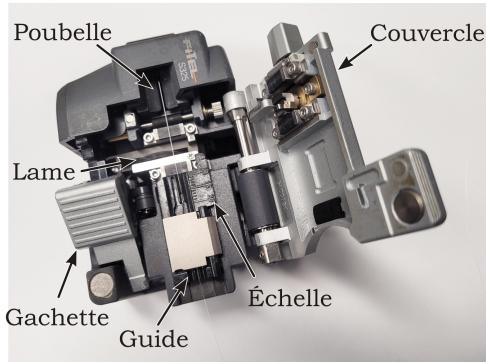


Figure 3.1 : Photographie du cliveur Fitel S325 indiquant ses principales composantes.

Couplage

L'idée est de bien aligner et de bien focaliser le faisceau laser sur le cœur de la fibre, de façon à maximiser l'intensité du signal lumineux à la sortie de la fibre. Pour la fibre multimode, un bon couplage est aisément à obtenir car son cœur est relativement gros. Par contre, comme le cœur guidant de la fibre monomode n'a que quelques micromètres de diamètre, la focalisation du faisceau laser et son alignement sont plus critiques et obtenir un bon couplage peut prendre beaucoup plus de temps.

Laboratoire 4

Holographie

4.1 But

Le but de cette expérience est de se familiariser avec les propriétés interférentielles de la lumière à travers l'holographie, une technique largement répandue aujourd'hui. L'holographie permet d'enregistrer l'information tridimensionnelle d'une scène visuelle (amplitude et phase de la lumière transmise ou réfléchie par un objet) sur un support photographique, et ensuite de recréer la scène tridimensionnelle (ou son champ de lumière) à partir de cet enregistrement. En outre, l'hologramme reconstruit montre la même perspective que la scène réelle.

4.2 Objectifs

- Faire un hologramme en réflexion ;
- Faire un hologramme en transmission simple faisceau ;
- Faire un hologramme en transmission double faisceau ;
- Mesurer le coefficient de rigidité d'une poutre en polymère par interférométrie holographique ;
- Réaliser un réseau de diffraction holographique avec un miroir de Lloyd et mesurer l'espace-ment de ses franges.

4.3 Théorie

Un hologramme est créé en enregistrant le patron de franges d'interférence produites par l'interaction d'un faisceau de lumière cohérente réfléchi (ou transmis) par un objet avec un faisceau de référence. La figure ci-dessous montre une configuration possible ; il en existe plusieurs autres.

L'hologramme produit selon le montage de la figure 1 peut être reconstruit, en l'absence de l'objet réel, simplement en illuminant l'enregistrement avec le faisceau de référence. Un exemple est montré à la figure ci-dessous.

Dans cette expérience, les étudiants vont créer différents types d'hologrammes simples à l'aide d'une lumière cohérente (en l'occurrence un laser hélium-néon) sur des plaques photosensibles. Deux montages sont disponibles, l'un utilisant des plaques photographiques, et l'autre utilisant des plaques de photopolymères.

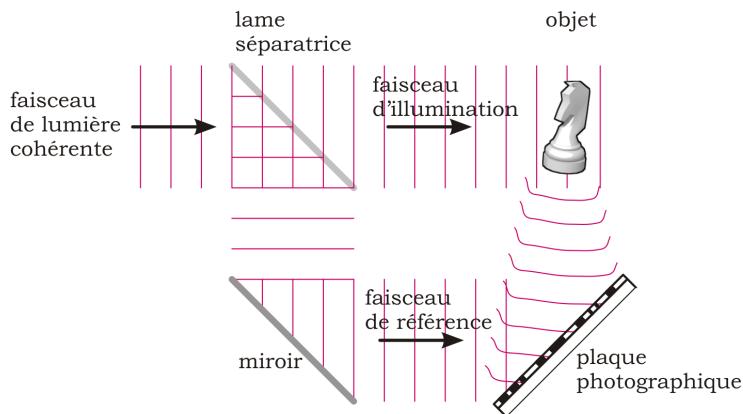


Figure 4.1 : Enregistrement d'un hologramme par transmission double faisceau.

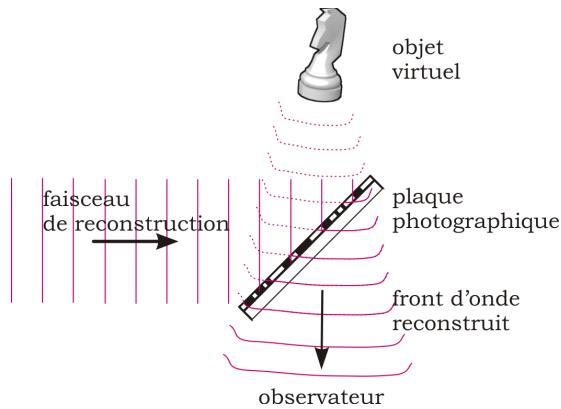


Figure 4.2 : Reconstruction d'un hologramme.

La création d'un hologramme nécessite deux étapes : l'exposition et le développement. L'exposition se fait sur une table optique. Outre le laser, les étudiants disposent d'un jeu de lentilles, de miroirs et peuvent penser à apporter un objet réfléchissant bien la lumière, ou transparent à celle-ci. Les temps d'exposition varient selon l'intensité de lumière reçue et par conséquent selon le type d'hologramme. La deuxième étape, le développement, a lieu dans la chambre noire pour les plaques photographiques, ou en lumière ambiante pour les plaques de photopolymères. Les directives pour le développement des plaques sont données plus bas.

Pour se préparer à cette expérience il est préférable d'être familier avec les propriétés interférentielles de la lumière et avec les principes de l'holographie. Une bonne description se trouve dans *Optical Holography*, par P. Hariharan, en réserve à la bibliothèque. Un autre ouvrage bien illustré est *Holographie*, par M. Françon. Un cahier de laboratoire décrit les différents montages, mais les étudiants peuvent prendre des libertés quant aux hologrammes à réaliser (en discuter avec les moniteurs). La compréhension du phénomène prime sur la réussite des hologrammes.

Remarque : merci de bien prendre soin de tout le matériel optique.

4.4 Instructions particulières

Plaques photographiques

Coupe

La coupe se fait à l'aide d'un couteau à verre. Posez d'abords la plaque à plat sur un papier propre. Tenez le couteau en position verticale, et en appliquant une forte pression vers le bas, déplacez-le pour marquer la coupe désirée. Cassez ensuite la plaque selon la marque effectuée.

Exposition

Le temps d'exposition nécessaire avec le laser fourni et dans une configuration par réflexion est typiquement de l'ordre de 15 s.

Développement

Les produits de développement doivent être utilisés avec prudence,
nous vous recommandons fortement de porter des gants
et des lunettes de protection lorsque vous les manipulez.

Le développement des plaques photographiques nécessite trois solutions nommées A, B et "Bleach". Ces trois solutions sont disponibles dans la chambre noire et au besoin, seront préparées par le responsable de l'expérience. Vous aurez également besoin d'environ deux litres d'eau distillée.

Pour développer votre plaque photographique, suivez les étapes suivantes :

1. Mélangez environ 25 mL de solution A et 25 mL de solution B dans un petit bassin.
2. Versez environ 50 mL de "Bleach" dans un petit bassin.
3. Préparez deux bassins contenant environ 1 L d'eau distillée.
4. Fermez la lumière de la pièce.
5. Trempez votre plaque photographique dans la solution A&B pendant 10 à 20 secondes.
Jusqu'à ce qu'elle devienne complètement noirâtre.
6. Rincez votre plaque dans le premier bassin d'eau distillée pendant 20 à 30 secondes.
7. Trempez votre plaque photographique dans la solution "Bleach" pendant 10 à 20 secondes.
Jusqu'à ce qu'elle soit complètement claire.
8. Rincez votre plaque dans le deuxième bassin d'eau distillée pendant 20 à 30 secondes.
9. Placez votre plaque à un endroit propre et assurez vous que les deux faces sont en plein contact avec l'air ambiant.
10. Laissez sécher votre plaque pendant environ 1 heure.

Il est fortement recommandé que vous lisiez la section "Santé sécurité" à la fin de ce texte de sorte que vous soyez conscient des risques associés aux produits chimiques que vous utilisez et des démarches à suivre en cas d'exposition. Vous pouvez toutefois manipuler votre plaque dans toutes les solutions du moment que vous portez des gants en nitrile.

Notez aussi que le développement doit de se faire dans l'obscurité complète, mais que l'exposition des plaques à une faible lumière verte lors du processus de développement n'affecte pas la qualité de l'hologramme obtenu.

La solution A doit être réfrigérée entre ses périodes d'utilisation. Elle se dénature également lorsqu'elle s'oxyde alors il est important de limiter son contact à l'air ambiant. Les solutions B et "Bleach" peuvent être conservées à température de la pièce. La solution A&B se conserve pendant plusieurs heures à l'air ambiant.

Lorsque vous avez terminé de vous en servir, vous pouvez vider le contenu de vos bassins dans l'évier avec beaucoup d'eau. Vous êtes priés de bien rincer tout votre matériel.

Santé et sécurité

IMPORTANT

En cas de contact avec les yeux, rincer les yeux pendant 10 minutes à l'aide du lave-yeux situé près du lavabo de la chambre noire.

En cas de contact avec la peau, laver abondamment la partie affectée avec de l'eau et du savon.

Aviser immédiatement le professeur, l'auxiliaire d'enseignement ou la coordonnatrice du laboratoire de tout incident.

Les produits de développement que vous utiliserez peuvent présenter un risque pour la santé s'ils sont mal manipulés. Portez toujours des gants et des lunettes de sécurité afin de réduire ces risques. Les fiches signalétiques de tous les produits chimiques avec lesquels vous pourriez être en contact sont disponibles, au besoin, dans l'armoire de gauche au-dessus du comptoir dans la chambre noire.

Sodium hydroxide Bien que le kit de développement ne contienne que peu d'hydroxyde de sodium, ce produit doit être manipulé avec prudence. L'hydroxyde de sodium, sous forme solide ou liquide, est un produit chimique dangereux. C'est un composé corrosif et, s'il entre en contact avec la peau, il en résulte une brûlure chimique. Son action est insidieuse parce que les brûlures n'occasionnent pas de douleur. Si vous manipulez ce produit, rincez vous les mains fréquemment sans utiliser de savon. Si vous ressentez une sensation "savonneuse" en vous rinçant les mains, c'est que vous avez été contaminé. Il faut alors se laver abondamment les mains à l'eau et au savon. La forme solide de l'hydroxyde de sodium peut facilement être répandu pendant la préparation de la solution. Si le déversement se fait hors du lavabo, il doit être nettoyé à l'aide d'un linge humide. Si le solide n'est pas récupéré, il absorbera l'humidité de l'air et formera une flaque hautement caustique d'hydroxyde qui ne s'évaporera pas. Il est fortement recommandé de porter des gants et des lunettes de protection lorsque vous manipulez que ce soit la forme solide ou liquide de ce produit.

Metol Certaines personnes deviennent sensibles, développent des symptômes d'allergie ou des éruptions, lorsqu'elle utilise du métol. S'il y a présence de ces signes, cessez son utilisation et consultez un médecin.

Autres produits du kit Tous les autres produits contenus dans le kit de développement sont considérés non-dangereux mais l'utilisation de moyens de protection est néanmoins recommandée.

Laboratoire 5

Optique non-linéaire

5.1 But

Les buts de l'expérience optique non-linéaire sont de se familiariser avec le principe des lasers, le doublage de la fréquence et le principe de fluorescence.

5.2 Théorie

Émission stimulée

Aux températures typiques, la majorité des atomes d'un matériel se trouve dans l'état de base. La distribution entre deux états séparés d'une énergie ΔE est une distribution Maxwell-Boltzmann,

$$\frac{N_i}{N_j} = \exp(-\Delta E/k_B T) \quad (5.1)$$

avec N_i (j) la population dans l'état i (j), k_B la constante de Boltzmann et T la température. L'atome peut traverser de l'état i à l'état j par absorption d'un photon de fréquence $\nu = \Delta E/h$ (Fig. 5.1a). Le retour à l'état i peut être accompagné par l'émission d'un photon de même énergie $\nu = \Delta E/h$ (émission spontanée). Si l'atome se trouve dans l'état excité, l'émission du photon peut aussi être "stimulée" par un photon de même énergie. Ce photon peut interagir avec l'atome excité tel qu'un deuxième photon de même fréquence, phase, polarisation et direction soit émis (émission stimulée). Dans les conditions typiques, l'émission stimulée survient très rarement parce que le temps de vie de l'état excité est très court (10^{-10} – 10^{-9} s).

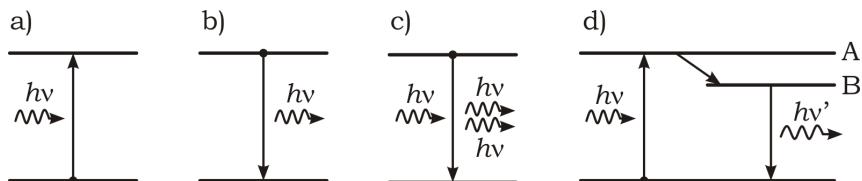


Figure 5.1 : Schéma d'absorption et d'émission dans un atome : a) absorption ; b) émission spontanée ; c) émission stimulée ; d) inversion de population.

Le nombre de transitions dépend des taux de transition, mais il est aussi proportionnel à l'occupation de l'état d'origine. Le taux de transition pour l'état excité est l'inverse du temps de vie et est ainsi une propriété intrinsèque du matériau. Afin de parvenir à une probabilité plus élevée d'émission stimulée, il faut que la majorité des atomes se trouve dans l'état excité (inversion de population). On peut optimiser les conditions en utilisant un matériel où le temps de vie d'un état transitoire est plus long (état B en figure 5-1.b). On accumule les atomes dans l'état B par excitation vers l'état A, avec une longueur d'onde plus courte, suivie d'une relaxation vers l'état B. À cause de ce détours, les photons d'excitation (vers A) ne déclencheront pas l'émission stimulée (à partir de B) car leur énergie est trop haute. Enfin, l'accumulation ne se produit que si le taux d'excitation est plus grand que le taux d'émission spontanée.

Principe du laser

Un laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) se sert du principe d'inversion de population pour émettre un faisceau cohérent de photons. Le laser restera en fonction tant que l'inversion de population sera maintenue. L'émission d'un laser n'est pas uniquement tributaire de l'amplification laser, il faut aussi une rétroaction. Pour ce faire, la cavité est composée de deux miroirs séparés d'une distance L . Le miroir de sortie est semi-transparent pour la fréquence finale du laser. La cavité est plus efficace si la lumière émise forme des ondes stationnaires (résonateur optique) ; ce sera le cas si la longueur de la cavité correspond à un multiple d'une demi-longueur d'onde,

$$L = m \frac{\lambda}{2} = m \frac{c}{2\nu} \quad (5.2)$$

avec m l'ordre du mode longitudinal et c la vitesse de la lumière dans la cavité. Il y a plusieurs concepts pour la cavité (Fig. 5.2). Le plus simple se compose de deux miroirs plans, mais des miroirs convexes sont généralement plus stables.

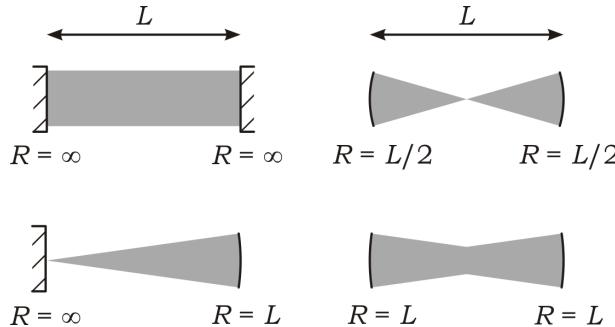


Figure 5.2 : Schéma représentant quatre concepts de cavité laser.

Dans l'expérience, vous utiliserez un cristal de vanadate d'yttrium dopé avec du Néodyme (Nd :YVO_4). Ce matériel peut être excité à une longueur d'onde de 808 nm. L'émission principale a lieu à 1064 nm avec les raies additionnelles à 914 nm et 1342 nm. Le temps de vie de l'état excité est de $90 \mu\text{s}$. Le montage contient une diode laser de GaAs/AlGaAs de 808 nm qui est focalisée avec une lentille à gradient d'indice sur le cristal Nd :YVO₄. La cavité est complétée avec un deuxième miroir convexe. Vous analyserez la lumière avec un spectromètre compact (Fig.5.3a).

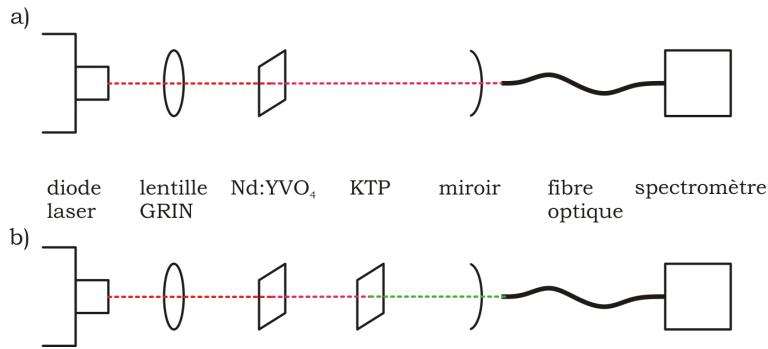


Figure 5.3 : Montage a) pour l'analyse de l'émission laser avec un cristal de Nd :YVO₄; b) pour pour l'analyse de l'émission avec le doubleur de fréquence (cristal KTP).

Génération de seconde harmonique (doublage de la fréquence)

La quasi-totalité des phénomènes optiques observables dans notre quotidien peuvent être expliquées dans le cadre de l'optique linéaire, c'est-à-dire qu'un champ électrique induit une polarisation qui lui est proportionnelle. Pour de très grands champs électriques, cette supposition est invalide et les phénomènes observés doivent être traités dans le cadre de l'optique non-linéaire. Soit un champ électrique d'amplitude E ,

$$E = E_0 \sin(\omega t) \quad (5.3)$$

avec ω la fréquence angulaire, la polarisation P , composée de termes linéaire et non-linéaire en E est donnée par,

$$P = \epsilon_0 \chi \sin(\omega t) + \epsilon_0 \chi_2 E_0^2 \sin^2(\omega t) + \epsilon_0 \chi_3 E_0^3 \sin^3(\omega t) + \dots \quad (5.4)$$

avec ϵ_0 la constante diélectrique dans le vide et χ la susceptibilité électrique. Typiquement, les perturbations sont assez petites pour qu'on puisse négliger les ordres plus élevés. En conséquence, la polarisation P est proportionnelle à la force du champ électrique E ,

$$P = \epsilon_0 \chi E \quad (5.5)$$

Si E augmente au-delà de 10^8 V/m, par exemple quand on utilise la lumière d'un laser, les termes d'ordre plus haut en P ne sont plus négligeables. On peut alors écrire,

$$P = \epsilon_0 \chi E_0 \sin(\omega t) + \frac{\epsilon_0 \chi_2}{2} E_0^2 (1 - \cos(2\omega t)) + \frac{\epsilon_0 \chi_3}{4} E_0^3 (3 \sin(\omega t) + \sin(3\omega t)) \quad (5.6)$$

Si $P(E)$ est une fonction impaire, c'est-à-dire si une inversion de la direction de E inverse simplement la direction de P , alors les termes pairs disparaissent nécessairement et la fréquence double n'existe pas. Cette situation arrive dans tous les matériaux isotropes. Afin de générer la seconde harmonique, il faut que les cristaux n'aient aucune symétrie d'inversion. C'est typiquement le cas dans les cristaux piézoélectriques.

Il reste le problème que les ondes d'origine (de la fréquence ω) vont continuer de produire les secondes harmoniques (2ω). Généralement la vitesse, ou l'indice de réfraction n , est une fonction de la fréquence (dispersion). La longueur de cohérence sera très courte et on ne pourra plus produire d'ondes stationnaires. On peut résoudre ce problème en utilisant un cristal biréfringent. On peut trouver une orientation du cristal où les phases de ω et 2ω sont égales (phase matching).

Dans l'expérience, on va utiliser un cristal de potassium-titanyle-phosphate (KTiOPO₄; KTP), qui est introduit à l'intérieur de la cavité (Fig.5.3b).

Fluorescence

Lorsque les matériaux fluorescents sont excités avec une certaine longueur d'onde λ_1 , ils émettent de la lumière d'une longueur d'onde plus longue λ_2 . La différence entre les deux, appelée déplacement de Stokes, est générée par les niveaux de vibration. Le fluorophore est excité de l'état de base de S_0 à un état vibrationnel de S_0 (Fig. 5.4). L'énergie vibrationnelle est rapidement dissipée à l'environnement, de sorte que le fluorophore se retrouve au niveau de base de S_1 , et il retourne ensuite (après 1–5 ns) à un état de vibration de S_0 par l'émission d'un photon. Le fluorophore pourrait donc agir comme matériel du laser dans les lasers à colorants organiques (dye lasers). Si la densité de photons est assez grande, on peut aussi exciter les fluorophores avec deux photons ayant le double de la longueur d'onde (2-photon excitation).

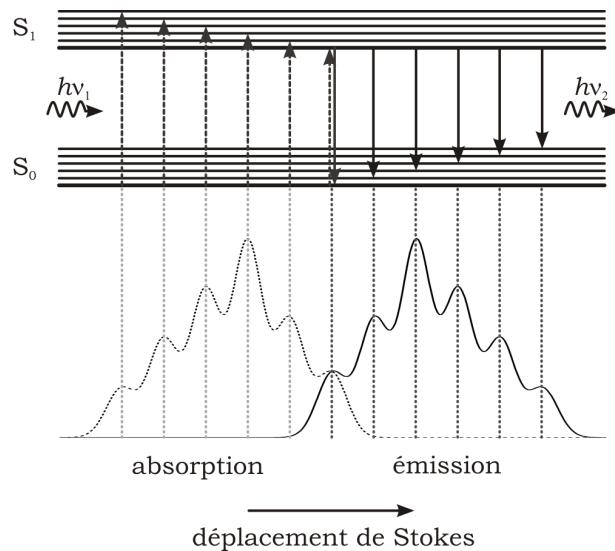


Figure 5.4 : Schéma décrivant le déplacement de Stokes.

5.3 Manipulations

1. Alignez le laser rouge en utilisant l'ouverture. Le rayon du laser doit passer à travers l'ouverture à toutes les positions sur le banc optique. Le laser définit l'axe optique pour tout l'alignement.
2. Alignez la diode laser (808 nm) avec la lentille GRIN. La réflexion du laser rouge sur la lentille doit passer à travers l'ouverture.
3. Ajoutez le cristal NdYVO₄ sur le banc optique. La lentille GRIN a une distance focale de 2–3 mm. La lumière de la diode devrait être focalisée dans le cristal afin de maximiser l'efficacité. Le cristal devrait être aligné tel que la réflexion passe par l'ouverture.
4. Finalement, la cavité du laser est complétée avec un miroir. Placez le miroir sur le banc optique. Alignez le miroir en utilisant l'ouverture.
5. Fermez le laser rouge et allumez la diode (808 nm). **Ne Jamais faire passer un courant de plus de 470 mA à travers la diode.**
6. Déterminez le ratio entre 808 nm et 1064 nm en fonction du courant de la diode.
7. Ajoutez le cristal KTP (enlever le miroir et faire l'alignement pour le KTP et le miroir).
8. Déterminez l'intensité à 808 nm, 1064 nm et 532 nm en fonction de l'orientation du cristal KTP.

9. Déterminez l'intensité à 808 nm, 1064 nm et 532 nm en fonction de la puissance de la diode.
10. Préparez une solution de concentration 1 mM de Rhodamine B dans l'eau et dans l'octanol.
11. Pour les deux solutions, déterminez le spectre d'émission avec excitation à 532 nm (filtre vert).

ATTENTION

Les lasers de 808 nm et 1064 nm (Nd :YVO₄, ≤ 500 mW)
sont assez puissants mais ne sont pas visibles.

Portez toujours les lunettes de protection lors des manipulations
lorsque les lasers sont allumés.

Enlevez tous les bijoux (bagues, montres...) ⇒ réflexions !

Laboratoire 6

Diffusion Raman

6.1 But

Tout en se familiarisant avec l'utilisation d'un spectromètre à réseau et avec un système de détection par comptage de photons, caractériser des échantillons possédant différents types de réseau cristallin, soit le SiC, le Si ou l'InP, le SnS₂ ou le TiS₂.

6.2 Objectifs

- Vérifier expérimentalement la fonction de dispersion du spectrographe (équation (6.8)) ;
- Prendre un spectre de Raman de l'échantillon 1 et déterminer le polytype du SiC ;
- Prendre un spectre de Raman de l'échantillon 2 et déterminer s'il agit du Si ou du InP ;
- Prendre un spectre de Raman de l'échantillon 3 et déterminer s'il agit du SnS₂ ou de TiS₂ ;
- Déterminer la température de la pièce à partir d'une comparaison de l'intensité entre les raies anti-Stokes et Stokes.

6.3 Théorie

Susceptibilité électrique

Lorsqu'une onde électromagnétique arrive à une interface "vide-matière", elle y induit une onde de polarisation $\vec{P} = \epsilon_0\chi\vec{E}$, où χ est appelée susceptibilité électrique. À l'ordre un de l'interaction lumière-matière, χ détermine l'indice de réfraction :

$$n = \sqrt{\chi + 1} \tag{6.1}$$

et l'onde incidente est séparée en ondes réfléchies spéculairement et transmise. Cependant, la nature granulaire de la matière provoque également une diffusion non-spéculaire de la lumière. On parle alors de diffusion Rayleigh, responsable par exemple de la couleur bleue du ciel. Typiquement, l'intensité de la diffusion Rayleigh est de 10⁻³ à 10⁻⁶ fois l'intensité incidente, selon le type de matériau et la rugosité de l'interface.

Phonons

Dans un cristal parfait, les atomes sont disposés selon une certaine périodicité. Si un atome est déplacé de sa position d'équilibre, il activera un ou plusieurs modes normaux de vibration du cristal. Ces modes normaux de vibration sont appelés phonons. On distingue deux types de phonons : les phonons acoustiques et les phonons optiques. Les phonons acoustiques sont caractérisés par une relation de dispersion du type

$$\omega_a = \nu_s k \quad (6.2)$$

où ω_a est la fréquence de vibration, k le vecteur d'onde et ν_s la vitesse du son dans le matériau. Par contre, les phonons optiques ont une relation du type

$$\omega_0 \approx \text{constante} \quad (6.3)$$

La figure 6.1 présente les courbes de dispersion pour un matériau simple : le silicium. On y distingue trois branches acoustiques, dont la fréquence est nulle pour $k = 0$ (point Γ de la figure), et deux branches optiques dont l'énergie est d'environ 15 THz au point Γ .

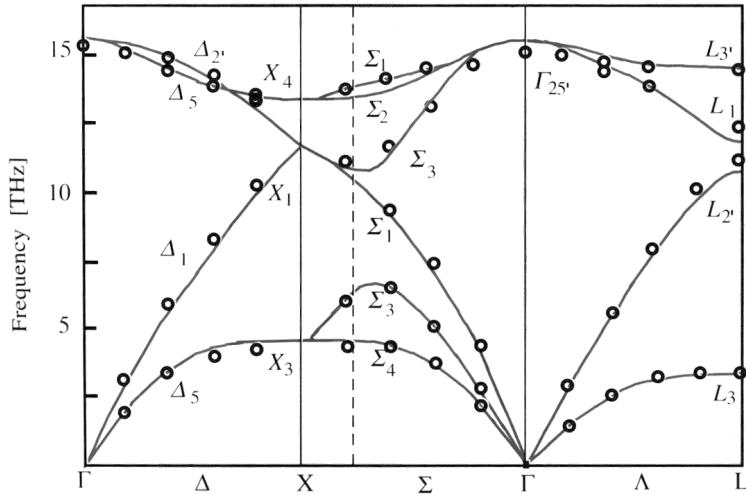


Figure 6.1 : Courbes de dispersion des phonons dans le silicium le long des axes de haute symétrie (tiré de *Fundamentals of Semiconductors*, par P. Y. Yu et M. Cardona (Springer 1996), p. 103).

Diffusion Raman

Lorsqu'un phonon d'un cristal est activé, il en modifie de façon dynamique la susceptibilité électrique :

$$\chi \rightarrow \chi(\omega_p) \quad (6.4)$$

où ω_p est la fréquence du phonon activé. Classiquement, si une onde de fréquence ω_I arrive sur l'échantillon, on aura :

$$\vec{P} = \chi(\omega_p) \vec{E}(\omega_I) \quad (6.5)$$

En plus des onde réfléchie, réfractée et diffusé élastiquement (diffusion Rayleigh) de fréquence ω_I , il y aura aussi apparition d'une onde diffusée inélastiquement, de fréquence $\omega_d = \omega_L \pm \omega_p$. La description quantique de la diffusion inélastique fait quant-à-elle appel aux processus suivants :

1. Le photon ω_l incident de fréquence crée une paire électron-trou virtuelle.
2. L'électron ou le trou de la paire émet ou absorbe un phonon de fréquence ω_p .
3. La paire virtuelle se recombine et génère un photon de fréquence $\omega_l - \omega_p$ s'il y a eu émission d'un phonon (processus Stokes) ou de fréquence $\omega_l + \omega_p$ s'il y a eu absorption (processus anti-Stokes).

Si le phonon impliqué est de type acoustique, on parle de diffusion Brillouin, tandis que s'il est de type optique, on parle de diffusion Raman.

Les caractéristiques principales du processus de diffusion Raman sont :

1. La diffusion Raman est un processus inélastique (changement de fréquence de la lumière), cohérent et linéaire.
2. La diffusion Raman est un processus de deuxième ordre. La section efficace de diffusion Raman est donc très faible : l'intensité du signal Raman est de 10^{-4} à 10^{-9} fois plus petite que celle de la diffusion Rayleigh ! Néanmoins, la diffusion Raman permet d'aller mesurer les petites énergies des phonons optiques avec des techniques optimisées pour des longueurs d'onde dans le visible.
3. Tous les phonons optiques ne sont pas nécessairement actifs en diffusion Raman : il faut faire respecter certaines règles de sélection.
4. Pour la grande majorité des matériaux cristallins, la fréquence d'un phonon optique varie entre 3 et 10 THz (100 cm^{-1} à 700 cm^{-1} - voir la section suivante pour les unités).
5. Pour qu'il y ait un processus Raman anti-Stokes, il faut qu'il y ait des phonons optiques excités dans le cristal. Le nombre de phonons excités dépend de la température de l'échantillon. La théorie quantique prévoit que le rapport d'intensité entre une raie anti-Stokes et une raie Stokes vaut

$$\frac{I_{AS}}{I_S} = \left(\frac{\omega_l + \omega_p}{\omega_l - \omega_p} \right)^4 \exp \left\{ -\frac{\hbar \omega_p}{k_B T} \right\} \quad (6.6)$$

Unités en spectroscopie

On retrouve en spectroscopie différents types d'unités : longueur d'onde (λ en nm), fréquence (ν en s^{-1} , ν en THz), nombre d'onde (ν en cm^{-1}), énergie (E en eV). Le tableau 6.1 donne la correspondance entre ces diverses unités.

Table 6.1 : Tableau donnant la correspondance entre les diverses unités utilisées en spectroscopie

Nom	Symbole	Unités	Relation avec λ	Correspondance avec λ
Fréquence	ν	Hz	$\nu = c/\lambda$	$1000\text{ nm} = 299.710\text{ THz}$
Nombre d'onde	ν	cm^{-1}	$\nu = 1/\lambda$	$1000\text{ nm} = 10\,000\text{ cm}^{-1}$
Énergie	E	eV	$E = e hc/\lambda$	$1000\text{ nm} = 1.2399\text{ eV}^a)$ $1000\text{ nm} = 1.2395\text{ eV}^b)$

a) Longueur d'onde dans le vide.

b) Longueur d'onde dans l'air sec à 15°C et pression de 101.3 kPa (1 atmosphère).

Comme les spectres Raman visent à donner l'énergie des phonons optiques, il faut effectuer la transformation suivante à partir des spectres obtenus en nm absolus :

$$\nu_{\text{spectre}} = \left(\frac{1}{\lambda_{\text{laser}}} - \frac{1}{\lambda_{\text{spectre}}} \right) \times 10^7 \quad (6.7)$$

où ν est en cm^{-1} et λ en nm. Par convention, des valeurs de ν positives représentent un spectre Stokes tandis que des valeurs négatives correspondent à un spectre anti-Stokes.

6.4 Système de mesure

Spectromètre double

Vous trouverez dans l'annexe B sur spectromètres plus de détails sur la façon dont ils fonctionnent le mode de fonctionnement d'un spectromètre à réseau. Rappelons toutefois l'équation de dispersion du spectromètre :

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{10^6 \cos \beta}{nF} \quad (\text{nm/mm}) \quad (6.8)$$

où β est l'angle de rotation du réseau, n le nombre de traits par mm gravés sur le réseau et F la longueur focale du spectromètre. Les réseaux du spectromètre actuel comportent 1200 traits/mm et sa longueur focale est de 220 mm.

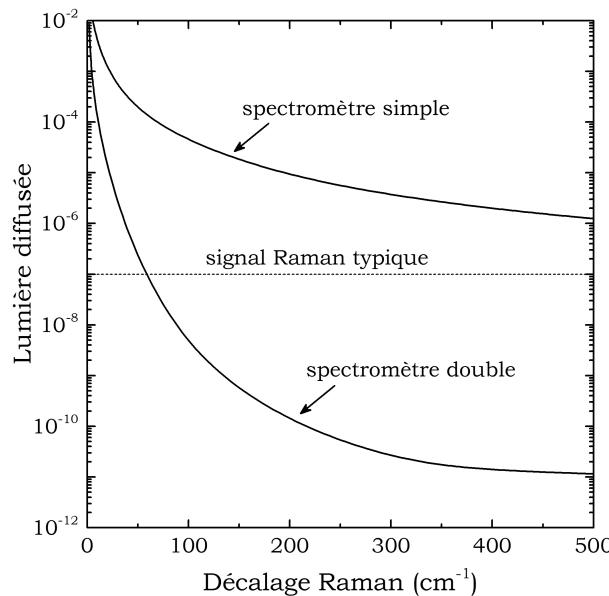


Figure 6.2 : Rapport entre l'intensité de la lumière diffusée et celle de la raie Rayleigh du laser excitateur pour des spectromètres simple et double

Il est cependant important de noter qu'aucun spectromètre n'est parfait. Un raie spectrale monochromatique se traduira par un pic d'une certaine largeur à mi-hauteur associée à la largeur des fentes tel que donné par l'équation (6.8), accompagné d'un "pied" qui peut s'étendre assez loin en longueur d'onde (voir la figure 6.2). Typiquement, l'intensité du signal parasite à 200 cm^{-1} du maximum de la raie vaut 10^{-5} fois l'intensité du maximum de la raie. C'est donc dire que le signal du pied de la raie Rayleigh du laser qui sonde l'échantillon est du même ordre de grandeur

que le signal Raman attendu ! Afin de pallier à ce problème, on couple deux spectromètres en série. Les facteurs de rejets de chacun des spectromètres se multiplient alors et atteignent ainsi 10^{-10} , tandis que la longueur focale effective du spectromètre est doublée (ajout d'un facteur 2 au dénominateur du terme de droite de l'équation (6.8)).

Comptage de photons

Comme expliqué précédemment, le signal Raman est très faible. Il faut donc associer au spectromètre une détection ayant une excellente sensibilité associée avec un grand rapport signal/bruit. Vous utiliserez un tube photomultiplicateur GaAs refroidi à -20°C opérant en mode de comptage de photons. Dans ce mode, un photon incident a une certaine probabilité (de l'ordre de 10%) d'éjecter un électron de la surface photosensible en GaAs par effet photoélectrique. L'électron éjecté est accéléré par un fort champ électrique vers une autre surface. Le choc de l'électron avec cette surface se traduira par l'éjection de 4 ou 5 nouveaux électrons. Le processus est répété une dizaine de fois de telle sorte qu'au bout de la chaîne d'amplification, on obtient un impulsyon électrique comportant quelques 10^5 électrons. L'impulsyon est mise en forme et expédiée dans un compteur. Le taux de comptage est donc directement proportionnel au nombres de photons incidents sur le détecteur. Le niveau de bruit de ce système, essentiellement de nature thermique, est inférieur à 10 comptes par seconde (cps).

Il est à noter qu'outre le bruit de nature thermique, il existe dans un tel système un bruit de nature purement statistique : l'incertitude sur un nombre de comptes N vaut \sqrt{N} . Ainsi, pour mesurer un signal de 100 cps avec une précision de 5%, il faut compter durant 4 secondes.

Diode laser

Vous utiliserez une diode laser stabilisée en fréquence pour sonder les échantillons. La longueur d'onde d'émission de ce laser est de 632.8 nm ($15\ 803\ \text{cm}^{-1}$). Toutefois, ce type de laser génère aussi une bande large au voisinage de la raie principale causée par le phénomène d'émission spontanée amplifiée (ÉSA). L'intensité de cette bande est de l'ordre de 10^{-5} fois l'intensité de l'émission principale. Elle est donc du même ordre de grandeur que l'intensité Raman. Afin de réduire l'ÉSA, le faisceau laser passe d'abord par un filtre composé d'un prisme à forte dispersion, suivi d'un masque percé d'un petit trou.

Table 6.2 : Conversion entre nombre d'onde ν en cm^{-1} et longueur d'onde λ en nm par rapport au rayonnement de la diode laser.

ν (cm^{-1})	λ (nm)	ν (cm^{-1})	λ (nm)	ν (cm^{-1})	λ (nm)
-1000	595.1	-300	621.0	400	649.3
-900	598.7	-200	624.9	500	653.5
-800	602.3	-100	628.8	600	657.8
-700	606.0	0	632.8	700	662.2
-600	609.7	100	636.8	800	666.6
-500	613.4	200	640.9	900	671.0
-400	617.2	300	645.1	1000	675.6

6.5 Manipulations

Vous devez tout d'abord étalonner le spectromètre. Insérez la lampe au néon derrière le masque percé. Les principales raies d'émission du néon au voisinage de la raie laser sont présentées à la figure 6.3. Choisissez une plage de balayage au voisinage de 640 nm où se trouvent deux raies intenses. Utilisez différentes combinaisons de largeur de fentes afin d'évaluer la dispersion du spectromètre (équation (6.8)).

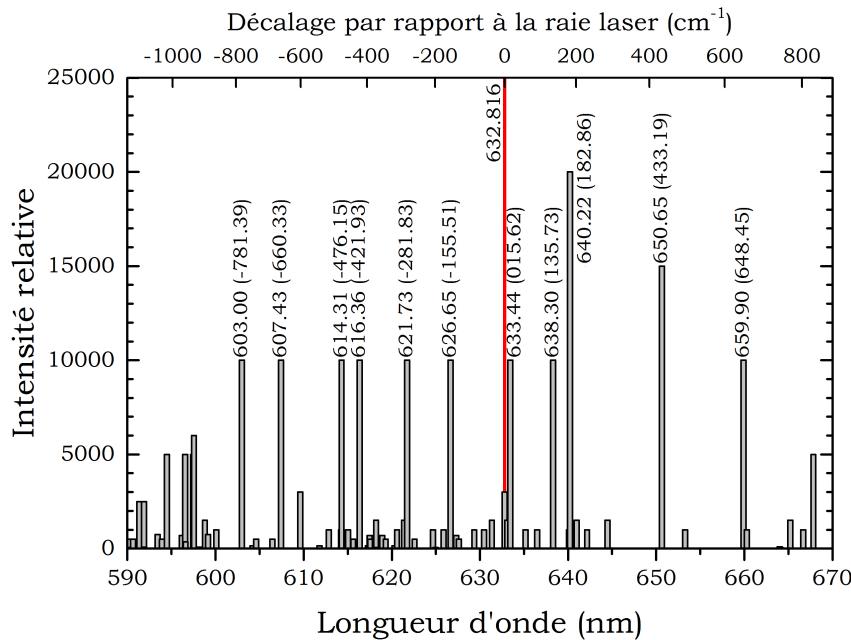


Figure 6.3 : Spectre des raies d'émission du néon présentes dans un plasma He-Ne près de la longueur d'onde de la raie laser. La longueur d'onde (en nm) et le décalage (en cm^{-1}) des émissions les plus intenses y sont indiqués. L'hélium possède aussi une faible raie d'émission à 667.815 nm. (Données provenant du *NIST Atomic Spectra Database*)

DANGER ! DANGER ! DANGER !

**Le détecteur peut être détruit s'il est trop illuminé.
Ne dépassez pas 10^6 cps.**

N'ouvrez l'obturateur que lorsque vous êtes prêts à prendre un spectre.

**Ne vous approchez pas trop de la longueur d'onde du laser :
évitez la plage 630–635 nm.**

Vous disposez de trois échantillons ainsi que d'une cible métallique.

1. Pour chaque échantillon, déterminez au préalable la plage de longueurs d'onde sur laquelle faire balayer le spectromètre. Dans tous les cas, ne vous approchez pas à moins de 100 cm^{-1} de la raie laser (636.8 nm du côté Stokes, 628.8 nm du côté anti-Stokes). Fixer la puissance laser à 50% de sa valeur maximale, quitte à augmenter si nécessaire.
2. Pour les échantillons 1 et 2, obtenez un spectre Raman du côté Stokes seulement. Dans le cas de l'échantillon 3, mesurez aussi le spectre anti-Stokes.

3. L'échantillon 1 est du SiC. Pouvez-vous identifier le polytype ? Voir *Journal of Applied Physics* **84**, no. 11, page 6268 (1998), <https://doi.org/10.1063/1.368947>.
4. Déterminez si l'échantillon 2 est du Si ou du InP. Voir *Solid State Communications* **4**, no. 9, page 431 (1966), [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(66\)90321-8](https://doi.org/10.1016/0038-1098(66)90321-8).
5. Déterminez si l'échantillon 3 est du SnS₂ ou du TiS₂. Voir *Solid State Communications* **20**, no. 9, page 885 (1976), [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(76\)91297-7](https://doi.org/10.1016/0038-1098(76)91297-7) et *Physical Review Letters* **45**, no. 15, page 1291 (1980), <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.45.1291>.

Dans votre rapport, les spectres Raman doivent être présentés avec l'abscisse en cm⁻¹ !

6.6 Références

Pour plus d'information sur la diffusion Raman, l'étudiant peut se référer à la section 7.2 du livre *Fundamentals of semiconductors* (Springer, 2005) par P.Y. Yu et M. Cardona disponible en ligne via le site internet des bibliothèques de l'université (<https://link.springer.com/book/10.1007%2F978-3-642-00710-1>).

Laboratoire 7

Cohérence de la lumière

7.1 But

Se familiariser avec les propriétés d'interférence de la lumière et avec l'utilisation d'un interféromètre de Michelson pour la mesure de plusieurs propriétés de faisceaux lumineux et de matériaux.

7.2 Objectifs

- Mesurer la longueur d'onde de la raie verte de la lampe de mercure ;
- Mesurer la longueur d'onde moyenne du doublet de la lampe de sodium ainsi que la séparation de ses deux composantes ;
- Mesurer la longueur de cohérence et la largeur spectrale des faisceaux de lumière blanche après passage à travers les différents filtres interférentiels ;
- Mesurer l'indice de réfraction de l'hélium, de l'hexafluorure de soufre (SF_6) et de l'air à température et pression ambiante.

Vous avez à votre disposition, une roulette de filtres passe-bande (longueur d'onde de 400 à 700 nm par pas de 50 nm, largeur spectrale de 10 nm)

7.3 Théorie

Les bases de l'interférométrie et le principe de fonctionnement de l'interféromètre de type Michelson sont couverts dans tout bon bouquin de physique générale, trouvez celui qui vous convient.

Laboratoire 8

Rotation de Faraday

8.1 Introduction

L'une des premières observations d'une relation entre la lumière et le magnétisme fut l'observation, par Faraday en 1845, que l'orientation du plan de polarisation d'une onde lumineuse peut être modifiée par l'application d'un champ magnétique. Cet effet est appelé "effet Faraday" ou encore "rotation de Faraday". L'angle de rotation du plan de polarisation de la lumière est directement proportionnel à l'amplitude du champ magnétique dans la direction de propagation, la constante de proportionnalité étant appelée constante de Verdet.

Dans cette expérience, nous allons mesurer la rotation de Faraday dans une tige de verre SF-57 (longueur 10 cm, diamètre 5 mm), qui a une constante de Verdet élevée. On peut mesurer l'angle de rotation du plan de polarisation directement, en mode courant continu (CC), ou en mode courant alternatif (CA) avec un amplificateur à verrouillage. Vous déterminerez quelle méthode est plus sensible. On peut aussi mesurer et comparer la constante de Verdet du verre à plusieurs longueurs d'onde.

8.2 Objectifs

- Mesurer la constante de verdet de l'échantillon de SF-57 soumis à un champ magnétique constant en utilisant trois méthodes différentes (voir ci-bas) et identifier la plus précise;
- Mesurer la constante de verdet de l'échantillon de SF-57 soumis à un champ magnétique alternatif et comparer aux mesures avec champ constant.

8.3 Manipulations

Vous devez commencer par calibrer le champ magnétique au centre du solénoïde en fonction du courant électrique qui y circule. Pour ce faire, vous disposez d'une sonde à effet Hall. Mesurez l'amplitude du champ pour différentes valeurs du courant électrique, et calculez ensuite la relation entre ces deux quantités. Ne pas dépasser 3 A de façon continue, ou 10 A pour une période de moins de 30 secondes. L'inductance du solénoïde est de 6.25 mH.

La détermination de la constante de Verdet se fait en mesurant l'angle de rotation du plan de polarisation de la lumière pour différentes valeurs du champ magnétique; l'ajustement d'une droite sur ces mesures permet de calculer la constante de Verdet.

Dans la première partie de l'expérience, vous travaillerez en mode CC (courant continu), menant à un champ magnétique constant. Vous devez mesurer l'angle de rotation du plan de polarisation de la lumière de 3 façons :

1. Par extinction. Avec un champ magnétique nul, placez les axes des deux polariseurs à un angle relatif de 90° , de façon à minimiser l'intensité captée par la photodiode. Puis allumez le champ magnétique et ajustez le second polariseur de façon à retrouver un minimum d'intensité à la photodiode. Notez la rotation effectuée.
2. À 45° . Avec un champ magnétique nul, placez les axes des deux polariseurs à un angle relatif de 45° , puis notez l'intensité captée par la photodiode. Puis allumez le champ magnétique et ajustez le second polariseur de façon à retrouver la même intensité que sans champ magnétique. Notez la rotation effectuée.
3. Par la loi de Malus. Avec un champ magnétique nul, placez les axes des deux polariseurs à un angle relatif de 45° , puis notez l'intensité captée par la photodiode. Puis allumez le champ magnétique et notez la nouvelle intensité. Avec ces deux mesures d'intensité et de la loi de Malus, calculez l'angle de rotation du plan de polarisation de la lumière. Il pourrait être souhaitable pour cette mesure de soustraire un estimé de l'intensité du rayonnement ambiant à vos valeurs d'intensité.

Quelle approche est la plus précise ?

Dans la deuxième partie de l'expérience, vous travaillerez en mode CA (courant alternatif), menant à un champ magnétique oscillant autour d'une valeur de zéro. Le principe de cette technique de mesure est décrit dans un article de A. Jain et al (*A simple experiment for determining Verdet constants using alternating current magnetic fields*, American Journal of Physics **67**, 714 (1999)), <https://doi.org/10.1119/1.19358>.

Le circuit électrique que vous avez à faire est un circuit LC, que vous opérerez près de la fréquence de résonance, $f = 1/(2\pi\sqrt{LC})$, de façon à obtenir un courant appréciable. Un générateur d'onde vous permet d'envoyer une onde sinusoïdale de la fréquence de votre choix dans votre circuit, laquelle doit être amplifiée par un amplificateur alimenté par une source 12 V. Le principe de la mesure et les équations nécessaires sont donnés à l'annexe B. Vous devez mesurer le niveau moyen de l'intensité I_0 à l'aide de l'ampèremètre et l'amplitude de variation de l'intensité, ΔI , à l'aide de l'amplificateur à détection synchrone (ADS). Notez que I_0 doit être inférieur à $10 \mu\text{A}$ pour que l'ADS fonctionne correctement. Comment l'approche CA se compare-t-elle à l'approche CC ?

8.4 Références

- E. Hecht, *Optics* (5e édition, Pearson Education Inc.) 2017. ISBN 9780133977226.
- Aloke Jain et al, *A simple experiment for determining Verdet constants using alternating current magnetic fields* (1999) American Journal of Physics **67** 714. <https://doi.org/10.1119/1.19358>.
- D.A. Van Baak *Resonant Faraday rotation as a probe of atomic dispersion* (1996) American Journal of Physics **64** 724. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1996AmJPh..64.724V>

Laboratoire 9

Effet Zeeman

9.1 But

Observer l'effet d'un champ magnétique sur l'énergie de niveaux atomiques. Obtenir une valeur pour le magnéton de Bohr. Se familiariser avec l'utilisation d'un interféromètre de Fabry-Pérot.

9.2 Objectifs

- Déterminer la valeur du magnéton de Bohr de la série verte (546.08 nm) d'une lampe de mercure ;
- Déterminer la valeur du magnéton de Bohr de la série bleue (435.83 nm) d'une lampe de mercure ;
- Déterminer la finesse du Fabry-Pérot.

9.3 Introduction

Michael Faraday fut le premier à s'intéresser, dès 1862, à l'effet d'un champ magnétique sur une source lumineuse. La trop faible résolution de son appareillage (il travaillait avec un spectromètre à prisme) l'empêcha toutefois de détecter un quelconque effet. Plus tard, Pieter Zeeman, un jeune physicien néerlandais, s'inspirant des travaux de Faraday, constata que :

Si un Faraday a pensé à la possibilité de la relation mentionnée plus haut, cela peut valoir la peine de tenter à nouveau cette expérience avec les excellents dispositifs spectroscopiques actuels ce qui, autant que je sache, n'a jamais été tenté par personne.

[Phil. Mag. 5, 226 (1897)]

En 1896, à l'âge de 31 ans, il tenta l'expérience et constata que les raies jaunes du sodium se séparaient en plusieurs composantes polarisées sous l'action d'un fort champ magnétique. Il communiqua sa découverte à Hendrik Antoon Lorentz qui donna rapidement une explication à ses observations.

L'idée fondamentale était que la lumière était émise par des particules chargées se déplaçant dans l'atome. Leur mouvement était influencé par les lois de l'électromagnétisme émises une

vingtaine d'années plus tôt par Maxwell. À partir du changement de fréquence de la lumière émise et de sa polarisation, Zeeman et Lorentz purent déterminer le rapport e/m aussi bien que le signe de la charge. Le signe était négatif et la valeur de e/m environ mille fois supérieure à ce qu'on s'attendait pour l'atome entier, sur la base des notions sommaires que l'on possédait alors des masses atomiques. Zeeman venait, sans s'en rendre compte, de découvrir l'électron un an avant Thomson ! Par la suite, l'effet Zeeman se révéla un outil puissant pour élucider la structure atomique et joua un rôle décisif dans la découverte du principe d'exclusion de Pauli et du spin de l'électron.

9.4 Théorie

Analyse classique

L'analyse initialement effectuée par Lorentz est évidemment une analyse classique : la mécanique quantique n'existe pas à l'époque. Lorentz considéra une charge e en rotation autour d'un point auquel elle est liée par une force harmonique : $F = -kr$. La fréquence d'oscillation est alors,

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (9.1)$$

Les lois de l'électromagnétisme classique impliquent que la charge émet de la lumière de fréquence ν_0 **polarisée linéairement** si l'observation est selon le plan de rotation et **polarisée circulairement** si l'observation se fait perpendiculairement au plan de rotation.

Sous l'action d'un champ magnétique B parallèle à l'axe de rotation de la charge, la constante de rappel devient $k \pm e\nu B/r$. Si $e\nu B/r \ll k$ on a que :

$$\nu = \nu_0 \pm \frac{e}{4\pi m} B. \quad (9.2)$$

Ainsi, le changement d'énergie optique entre le niveau initiale ($B = 0$) et ceux générés s'écrit $\Delta E = \pm \mu_B B$, avec μ_B appelé magnéton de Bohr,

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 9.274 \times 10^{-24} \text{ J T}^{-1} = 0.4669 \text{ cm}^{-1} \text{T}^{-1}. \quad (9.3)$$

Par contre, si le champ magnétique est parallèle au plan de rotation, le mouvement de la charge n'est pas affecté. Aussi, comment expliquer la séparation d'un niveau en plus de deux niveaux énergétiques ?

Analyse quantique

Il devint rapidement apparent que le nombre, la forme spectrale et la polarisation de nombreuses raies d'émission ne pouvaient être expliquées par la théorie de Lorentz. Une explication globale et complète de l'effet Zeeman ne peut être obtenu que dans le cadre de la mécanique quantique.

Soient L le moment cinétique, S le spin et $J = L + S$ le moment cinétique total associés à une orbitale électronique. Les états propres de cette orbitale peuvent alors s'écrire sous la forme $|n, L, S, J, M_J\rangle$, où n est le nombre quantique principal, $\hbar^2 L(L+1)$, $\hbar^2 S(S+1)$ et $\hbar^2 J(J+1)$ sont les valeurs propres des opérateurs L^2 , S^2 et J^2 , et $\hbar M_J$ est la valeur propre de J_z . L'interaction entre un atome et un champ magnétique s'effectue par l'intermédiaire du moment cinétique de cet atome. Dans ce qui suit, on supposera que :

1. L'interaction est suffisamment faible par rapport à l'interaction coulombienne pour pouvoir être traitée dans le cadre de la théorie des perturbations. Ceci implique que les décalages énergétiques demeurent faibles par rapport à l'énergie de la transition.
2. Le couplage avec le champ magnétique est beaucoup plus faible que le couplage spin-orbite, responsable de la structure fine, et beaucoup plus fort que le couplage avec le spin nucléaire, responsable de la structure hyperfine.
3. Les transitions entre les états initiaux et finaux d'où provient la lumière émise par les atomes sont induites par une interaction dipolaire électrique, donc décrites via l'opérateur dipolaire \hat{D} .

Sans perdre de généralité, on pose que le champ magnétique est selon l'axe z , l'hamiltonien s'écrit alors $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{FS} + \hat{H}_Z$, avec la contribution de Zeeman \hat{H}_Z qui s'exprime comme :

$$\hat{H}_Z = -\frac{\mu_B}{\hbar}(\hat{L}_z + 2\hat{S}_z)B = -\frac{\mu_B}{\hbar}(\hat{J}_z + \hat{S}_z)B. \quad (9.4)$$

Le théorème de Wigner-Eckart et la théorie des perturbations au premier ordre permettent d'écrire :

$$\langle n, L, S, J, M_J | \hat{J}_z | n, L, S, J, M_J \rangle = \hbar M_J, \quad (9.5)$$

$$\langle n, L, S, J, M_J | \hat{S}_z | n, L, S, J, M_J \rangle = \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)} \hbar M_J. \quad (9.6)$$

Ceci réduit l'expression l'hamiltonien de Zeeman à $\hat{H}_Z = -g_j\mu_B\hat{J}_zB/\hbar$, avec g_j , appelé facteur de Landé, qui s'écrit,

$$g_j = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (9.7)$$

La dégénérescence des $2J+1$ niveaux d'énergie en champ magnétique nul sera levée selon la relation,

$$\Delta E = E(B) - E(0) = g_j M_J \mu_B B, \quad (9.8)$$

avec $-J \leq M_J \leq J$ et où l'on a tenu compte de la charge de l'électron.

D'autre part, dans le cas d'une interaction médiée par l'opérateur dipolaire électrique, les transitions entre états initial (i) et final (f) doivent satisfaire les principales règles de sélection dipolaires,

$$L_f - L_i = \pm 1, \quad (9.9)$$

$$M_f - M_i = 0 \text{ ou } \pm 1, \quad (9.10)$$

$$J_f - J_i = \begin{cases} 0 \text{ ou } \pm 1 & \text{si } J_i \neq 0 \\ \pm 1 & \text{si } J_i = 0 \end{cases}, \quad (9.11)$$

et auront les polarisation précises :

$$\begin{aligned} M_f - M_i = 1 & : \text{polarisation circulaire droite dans le plan } xy \\ M_f - M_i = 0 & : \text{polarisation linéaire selon } z \\ M_f - M_i = -1 & : \text{polarisation circulaire gauche dans le plan } xy \end{aligned} \quad (9.12)$$

Toutefois, il existe deux règles de sélection supplémentaires qui surviennent moins couramment. Trivialement, aucun effet Zeeman ne sera observée si $J_i = 0$ et $J_f = 0$, car aucun moment cinétique n'entre en jeu. Enfin, si $J_i + J_f$ est un nombre pair, $M_i = 0$ et $M_f = 0$, la transition est interdite. Seriez-vous capable de prouver cette dernière ?

Pour connaître le décalage spectral en champ magnétique d'une transition donnée, il faut **absolument** établir le diagramme des niveaux d'énergie des états initiaux et finaux à partir des équations (9.7) et (9.8), et en déduire les diverses transitions en tenant compte des règles de sélection.

Finalement, il est à noter que dans le cas où $S = 0$ pour les états initial et final, la raie d'émission doit être un triplet en champ magnétique tel que prédit par Lorentz. On parle alors d'effet Zeeman dit normal. Dans la majorité des cas toutefois, les raies sont séparées en plusieurs composantes à cause du moment magnétique intrinsèque de l'électron associé à son spin et on parlera d'effet Zeeman anormal.

Niveaux d'énergie du mercure

Vous trouverez ci-joint un diagramme des niveaux d'énergie du mercure. Les orbitales sont désignées sous la forme $^{2S+1}X_J$ où X est une lettre qui donne le nombre quantique L :

L	0	1	2	3
X	S	P	D	F

9.5 Interféromètre de Fabry-Pérot

Le champ magnétique maximal que vous pourrez appliquer étant voisin de 1 T, le changement de nombre d'onde observé sera inférieur à 0.5 cm^{-1} . Une telle résolution ne peut être obtenue que par des spectromètres à réseau de haute résolution ou par des interféromètres. Un spectromètre à réseau de haute résolution coûte plus de 50 000 \$. Un interféromètre de Fabry-Pérot, quoique moins sensible et plus difficile à utiliser, coûte beaucoup moins cher.

Un interféromètre de Fabry-Pérot produit une série de cercles concentriques qui satisfont la condition d'interférence constructive (voir figure 9.2) :

$$m = \frac{\delta}{2\pi} = m_0 \cos \theta, \quad \delta = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) 2nl \cos \theta \quad (9.13)$$

où m est un entier, δ le déphasage subi par la lumière, λ la longueur d'onde, n l'indice de réfraction du milieu entre les deux miroirs séparés d'une distance l et $m_0 = 2nl/\lambda$. La fonction de réponse de l'interféromètre s'écrit

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{\delta}{2}}, \quad F = \frac{4R}{(1 - R)^2}, \quad (9.14)$$

où I_i et I_t sont les intensités incidente et transmise et R est la réflectivité des miroirs (on néglige ici l'absorption). La caractéristique la plus facilement mesurable d'un interféromètre est sa finesse, F , qui correspond au **rapport entre la séparation entre deux franges adjacentes et leur largeur à mi-hauteur**. On définit donc l'intervalle de fréquence $\Delta\nu_u$ comme la **différence de fréquence entre deux raies** qui résulte en un changement d'ordre de 1 :

$$\Delta\nu_u = \frac{1}{2nl}. \quad (9.15)$$

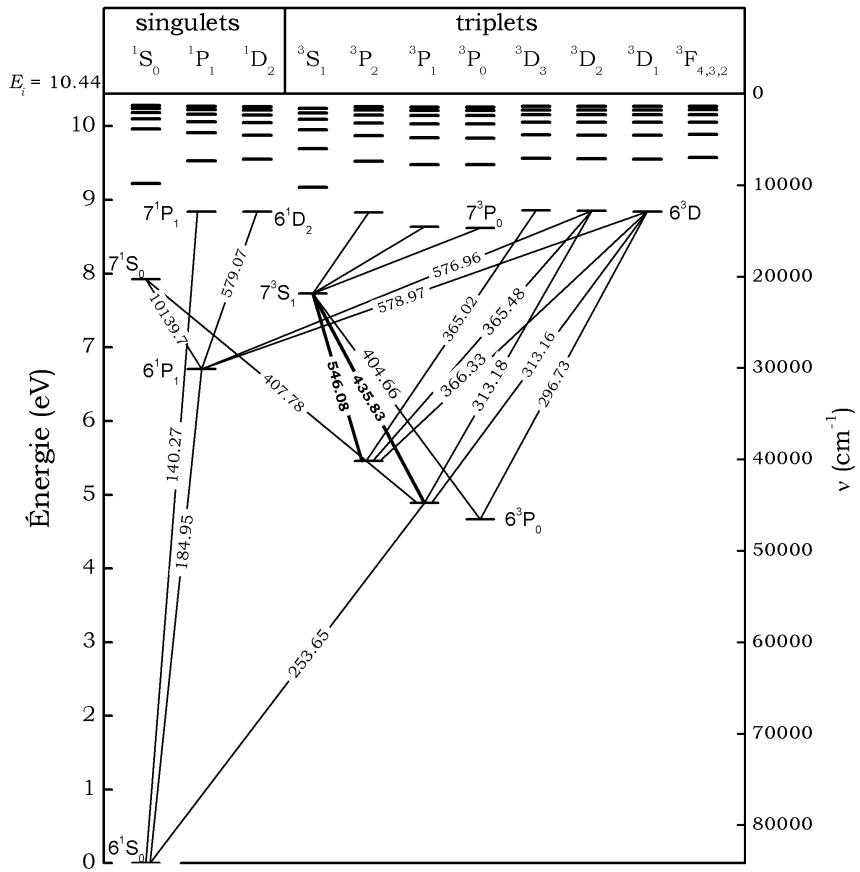


Figure 9.1 : Premiers niveaux excités du mercure et transitions optiques entre ces niveaux avec leur longueur d'onde en nanomètre (d'après *NIST Atomic Spectra Database*). Les transitions en trait gras sont celles utilisées pour étudier l'effet Zeeman anormal ($7^3S_1 \rightarrow 6^3P_1$ à 435.83 nm) et ($7^3S_1 \rightarrow 6^3P_2$ à 546.08 nm).

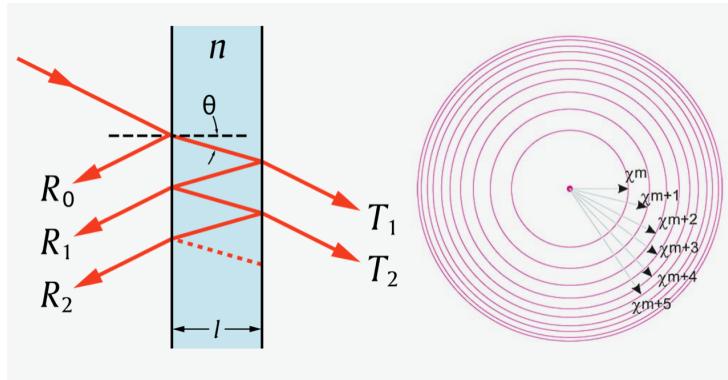


Figure 9.2 : La lumière qui entre entre deux milieux de réflectivité R fait de multiples réflexions internes ce qui génère une série de cercles concentriques. Une lentille placée après l'interféromètre permet de regrouper chaque longueur d'onde sous forme d'un cercle. Chaque cercle correspond à un ordre d'interférence m_p , avec $p = [1, 2, \dots]$.

Finalement, la résolution spectrale $\Delta\nu$ de l'interféromètre correspond à la bande spectrale balayée par la **largeur des franges**. Compte-tenu de la définition de la finesse,

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\nu_u}{F} = \frac{1}{2nlF}. \quad (9.16)$$

Pour pouvoir résoudre deux raies d'émission de nombres d'onde voisins ν_1 et ν_2 , il faut que leur différence en fréquence soit plus grande que la largeur de celles-ci, $|\nu_1 - \nu_2| > \Delta\nu$. L'analyse ci-dessus suppose que la largeur intrinsèque des raies d'émission est nulle. Bien entendu, cela n'est jamais le cas. En effet, à la largeur naturelle due au temps de vie des transitions optiques ($\tau > 10^{-9}$ s) s'ajoute les élargissements dus à l'effet Doppler, à la structure hyperfine ($\Delta\nu' \sim 2$ GHz), à l'effet Stark et aux collisions entre atomes. On doit alors écrire

$$\Delta\nu_{\text{observé}}^2 = \Delta\nu_{\text{instrumental}}^2 + \Delta\nu_{\text{intrinsèque}}^2. \quad (9.17)$$

Analyse des patrons d'interférence

L'interféromètre de Fabry-Pérot est composé de deux miroirs dont les surfaces partiellement réfléchissantes (réflexion de l'ordre de 90%) sont séparées d'une distance d (figure 9.3).

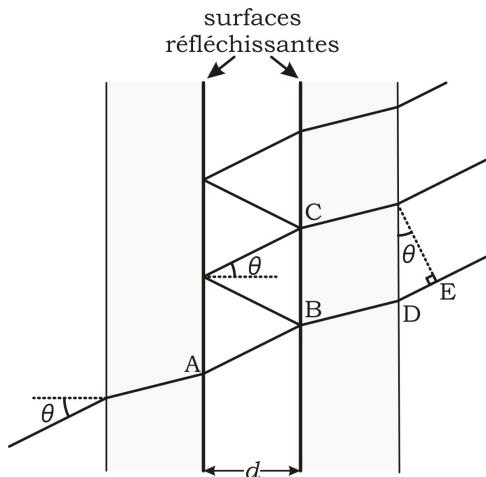


Figure 9.3 : Un faisceau lumineux entrant avec un angle θ dans le Fabry-Pérot composé de deux miroirs semi-réfléchissants espacés d'une distance d produira plusieurs faisceaux parallèles en sortie de l'interféromètre.

Un faisceau lumineux frappant le premier miroir à un angle θ avec la normale de la surface sera en partie réfléchie au point B pour atteindre le point C et en partie transmis vers le point D et ainsi de suite à chacune des réflexions. La différence de parcours entre chacun des rayons transmis, soit la distance DE, est donnée par :

$$2AB - DE = 2d \cos \theta$$

où d est la distance entre les miroirs.

Pour qu'il y ait interférence constructive à la sortie du Fabry-Pérot, il faut donc que

$$2d \cos \theta = n\lambda \quad (9.18)$$

où n est un entier et λ la longueur d'onde de la lumière.

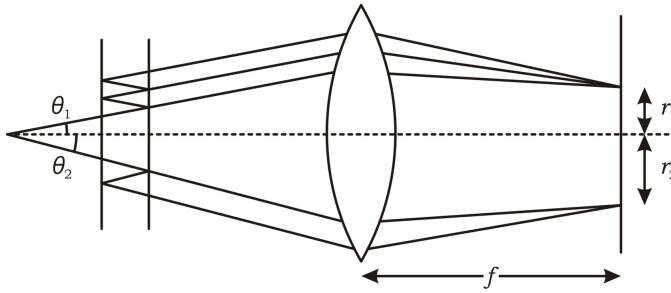


Figure 9.4 : Deux faisceaux lumineux arrivant à des angles θ_1 et θ_2 dans le Fabry-Pérot produiront des cercles lumineux respectivement de rayon r_1 et r_2 sur un écran posé à la distance focale f de la lentille.

Focalisons maintenant les faisceaux parallèles sortant de l'interféromètre à l'aide d'une lentille de focale f (figure 9.4). Pour un angle d'incidence θ satisfaisant l'équation (9.18), nous obtenons des cercles lumineux de rayon

$$r_n = f \tan \theta_n \simeq f \theta_n \quad (9.19)$$

pour de petits angles θ_n soit pour des faisceaux quasi-parallèles à l'axe optique du système. En posant $n_0 = 2d/\lambda$

$$n = n_0 \cos \theta_n = n_0 \left(1 - 2 \sin^2 \frac{\theta_n}{2} \right)$$

d'où

$$n = n_0 \left(1 - \frac{\theta_n^2}{2} \right)$$

ou

$$\theta_n = \sqrt{\frac{2(n_0 - n)}{n_0}}. \quad (9.20)$$

Si θ_n correspond à une frange lumineuse, n est alors un entier. Cependant, $n_0 = 2d/\lambda$ (pour $\theta = 0$) n'est généralement pas un entier.

Si n_1 est l'ordre de la première frange, $n_1 < n_0$ puisque $n_1 = n_0 \cos \theta_n$. Posons

$$n_1 = n_0 - \epsilon \quad 0 < \epsilon < 1$$

où n_1 est l'entier le plus près de n_0 .

Pour le cercle lumineux d'indice p mesuré à partir du centre du patron d'interférence, on peut écrire :

$$n_p = (n_0 - \epsilon) - (n_p - 1). \quad (9.21)$$

En combinant (9.21) avec (9.19) et (9.20), nous obtenons l'expression pour le rayon r_p de chaque cercle lumineux, soit :

$$r_p = \sqrt{\frac{2f^2}{n_0}} \sqrt{(p-1) + \epsilon}. \quad (9.22)$$

Nous remarquons ainsi que la différence entre le carré de du rayon de deux cercles adjacents est une constante qui vaut :

$$r_{p+1}^2 - r_p^2 = \frac{2f^2}{n_0} \quad (9.23)$$

ϵ peut alors être déterminé par l'extrapolation à $r_p^2 = 0$ de la relation $r_p^2(p)$.

Examinons maintenant la séparation d'une raie centrale en deux composantes de longueurs d'onde proches λ_a et λ_b , chacune ayant un ordre fractionnel correspondant ϵ_a et ϵ_b :

$$\begin{aligned}\epsilon_a &= \frac{2d}{\lambda_a} = n_{1,a} = 2d\nu_a - n_{1,a} \\ \epsilon_b &= \frac{2d}{\lambda_b} = n_{1,b} = 2d\nu_b - n_{1,b}\end{aligned}$$

où ν_a et ν_b sont leur nombre d'onde et $n_{1,a}$, $n_{1,b}$ l'ordre d'interférence de leur premier cercle. Si les cercles ne se superposent pas par un nombre entier tel que $n_{1,a} = n_{1,b}$, la différence $\Delta\nu$ entre les nombres d'onde des deux composantes est

$$\Delta\nu = \nu_a - \nu_b = \frac{\epsilon_a - \epsilon_b}{2d} \quad (9.24)$$

Des équations (9.22) et (9.23), nous pouvons écrire

$$\frac{r_{p+1}^2}{r_{p+1}^2 - r_p^2} - p = \epsilon \quad (9.25)$$

En utilisant la relation (9.25) pour chacun des ordres fractionnels dans l'équation (9.24), nous obtenons :

$$\Delta\nu = \frac{1}{2d} \left(\frac{r_{p+1,a}^2}{r_{p+1,a}^2 - r_{p,a}^2} - \frac{r_{p+1,b}^2}{r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2} \right). \quad (9.26)$$

De l'équation (9.23), nous écrivons la relation entre les carrés de rayons successifs pour chacune des composantes :

$$\begin{aligned}\Delta_a^{p+1,p} &= r_{p+1,a}^2 - r_{p,a}^2 = \frac{2f^2}{n_{0,a}} \\ \Delta_b^{p+1,p} &= r_{p+1,b}^2 - r_{p,b}^2 = \frac{2f^2}{n_{0,b}}\end{aligned}$$

ces deux valeurs étant, à très peu de chose près, égales.

Nous assumons alors que

$$\Delta_a^{p+1,p} = \Delta_b^{p+1,p}$$

pour toutes valeurs de p .

De façon équivalente, les écarts

$$\delta^p a, b = r_{p+1,a}^2 - r_{p+1,b}^2$$

doivent être égaux quelque soit p . Si δ (la différence entre le carré du rayon de différentes raies d'un même ordre d'interférence) et Δ (la différence entre le carré du rayon de différents ordres), de la moyenne de ces valeurs, nous pouvons calculer la différence en nombre d'onde des composantes a et b :

$$\Delta\nu = \frac{1}{2d} \frac{\delta}{\Delta}. \quad (9.27)$$

9.6 Manipulations

- Déterminez les diagrammes des niveaux d'énergie des états initiaux et finaux des deux transitions optiques figurant dans le but du laboratoire grâce aux équations et à la théorie de la section sur l'analyse quantique.

2. Sélectionnez la raie verte avec le filtre à 546 nm. En regardant directement avec vos yeux dans l'interféromètre, effectuez l'alignement de celui-ci en fermant l'iris. Il est impératif que les deux miroirs de l'interféromètre soient parallèles. Si vous ne voyez aucun patron d'interférence, ramenez la distance entre les deux miroirs à environ 2 mm. Si vous voyez un patron, efforcez vous de le centrer. Puis, déplacez votre oeil de gauche à droite et de bas en haut. Ajustez les miroirs pour que le patron ne se déplace pas lors des mouvements de tête.
3. Vérifiez le décalage des raies par le champ magnétique de la raie verte en prenant une série de photos avec des champs allant de 0 à 1 T pour une distance maximisant la résolution. Choisissez une séparation des deux miroirs entre 2 et 10 mm selon le champ magnétique appliqué : à faible champ, une distance trop petite entre les deux miroirs ne vous permettra pas de bien résoudre les raies Zeeman ; à fort champ, si la distance est trop grande, les raies des différents ordres se mélangeront et l'analyse sera difficile, voire impossible (truc : utilisez les équations (9.16) et (9.24) pour estimer la séparation requise).
4. Sélectionnez maintenant la raie bleue avec le filtre 436 nm. En champ magnétique nul, obtenez la "finesse" pour plusieurs distances entre 2 et environ 10 mm. À partir de l'équation (9.17), vous pourrez en déduire la finesse de l'interféromètre et la largeur intrinsèque de la raie.
5. Finalement, reprenez l'étape 2 pour la raie bleue.

9.7 Instructions particulières

L'expérience consiste à obtenir un bon patron d'interférence qui inclue plusieurs cercles de chaque raie, à mesurer le rayon de ces raies et à obtenir le décalage spectral entre les raies à partir des équations (9.22) et (9.24).

**La lampe de mercure émet du rayonnement ultraviolet :
ne la regardez pas directement à l'oeil nu de manière prolongée.**

Champ magnétique

Une calibration du champ magnétique est fournit pour vous permettre de traduire le courant circulant dans les bobines en champ magnétique.

**L'eau de refroidissement doit toujours circuler.
Le courant dans les bobines ne doit pas dépasser 5 A.**

Contrôle de l'appareil photo

L'appareil photo Sony et l'objectif qui lui est rattaché doivent être réglés manuellement. D'abord l'appareil est monté sur un trépied qui vous permettra l'ajustement dans l'espace de l'image. Quant à l'objectif, trois roulettes contrôlent dans l'ordre un obturateur et deux lentilles (une grossière et une fine) pour régler la netteté de l'image.

Une fois que l'alignement à l'oeil de l'interféromètre est fait, vous pourrez tourner la caméra devant l'interféromètre. Maintenant, vous devriez voir le patron dans l'ordinateur

via le logiciel Point Grey. À ce moment, vous devriez faire un ajustement plus fin de l'alignement de l'interféromètre. Vous pouvez aussi modifier le temps d'exposition et plusieurs autres paramètres de la caméra dans les options du logiciel. Pour prendre la photo, appuyez sur le bouton représentant une disquette. N'oubliez pas que de belles photos donnent de meilleurs résultats.

9.8 Références

Pour l'effet Zeeman, C. Cohen-Tanoudji et coll., *Mécanique quantique* (Hermann, Paris, 1995), ou S. Gasinowicz, *Quantum Physics* (Wiley, New-York, 1996).

L'interféromètre de Fabry-Pérot est traité en détail dans tous les livres d'optique. Voir aussi A. C. Melissinos, *Experiments in Modern Physics* (Academic Press, New-York, 1966), en réserve à la bibliothèque.

Laboratoire 10

Photons intriqués

10.1 But

Le but de cette expérience est d'étudier l'intrication quantique et le phénomène de non-localité. L'intrication quantique implique que deux éléments ne peuvent être décrits indépendamment l'un de l'autre par un simple produit d'états quantiques mais plutôt par une superposition de produit de d'états quantiques dont l'état d'un élément ne peut être décrit sans tenir compte de l'état du second élément.

Nous allons dans cette expérience, mesurer la polarisation des photons émis lors de la conversion descendante de photons provenant d'un laser à 405 nm traversant une paire de cristaux non linaires de BBO. L'analyse du taux de coïncidences de signaux provenant de deux détecteurs (compteurs de photons) situés à des endroits différents démontrera, ou non, le principe d'intrication quantique et de non-localité.

10.2 Objectifs

- Étudier l'intrication quantiques de photons ;
- Déterminer s'il y a violation de l'inégalité de Bell.

10.3 Théorie

Considérons un système d'une paire de photons que l'on appelle photon "signal" et (de l'anglais) photon "idler". Comme chacun de ces photons se propagent dans des directions différentes, ils peuvent être considérés comme distinguables. Nous supposons que les photons sont dans l'état

$$|\psi_{\text{int}}\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (|V\rangle_s |V\rangle_i + |H\rangle_s |H\rangle_i) ,$$

où $|V\rangle$ et $|H\rangle$ représente la polarisation verticale et horizontale respectivement, les indices indiquant s'il s'agit du photon signal, s , ou du photon "idler", i .

Cet état ne peut être représenté sous la forme d'un simple produit des états de chacun des photons, autrement dit $|\psi_{\text{int}}\rangle \neq |A\rangle_s |B\rangle_i$ pour tous états $|A\rangle_s$ et $|B\rangle_i$ ce qui signifie que l'état d'un photon ne peut être décrit sans connaître l'état de l'autre photon. De tels photons sont dits intriqués et l'état $|\psi_{\text{int}}\rangle$ est un état intriqué. Un tel état peut être obtenu avec un cristal non linéaire BBO suivant un processus de conversion descendante.

Si nous mesurons la polarisation des photons dans une base H, V , il n'y a que deux possibilités, de probabilité égale : les photons ont tous deux des polarisations verticales ou tous deux des polarisations horizontales. Si nous considérons maintenant la condition où l'angle de polarisation de la base est tourné de α , la base devient donc

$$\begin{aligned} |V_\alpha\rangle &= \cos \alpha |V\rangle - \sin \alpha |H\rangle \\ |H_\alpha\rangle &= \sin \alpha |V\rangle + \cos \alpha |H\rangle , \end{aligned} \quad (10.1)$$

où $|V_\alpha\rangle$ représente un état dont la polarisation fait un angle α avec la verticale et $|H_\alpha\rangle$, un état dont la polarisation fait un angle α avec l'horizontale.

Dans cette nouvelle base, l'état intriqué s'écrit

$$|\psi_{\text{int}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|V_\alpha\rangle_s |V_\alpha\rangle_i + |H_\alpha\rangle_s |H_\alpha\rangle_i) .$$

Dans cette expérience, nous utilisons une paire de cristaux de BBO. L'axe optique du second cristal de BBO étant orienté à 90° par rapport à celui du premier fait en sorte que toutes les polarisations du faisceau pompe peuvent être converties. La conversion suivra les règles suivantes :

$$\begin{aligned} |V\rangle_p &\rightarrow |H\rangle_s |H\rangle_i \\ |H\rangle_p &\rightarrow \exp(i\Delta) |V\rangle_s |V\rangle_i \end{aligned}$$

où Δ est une phase engendrée par la dispersion et la biréfringence des cristaux.

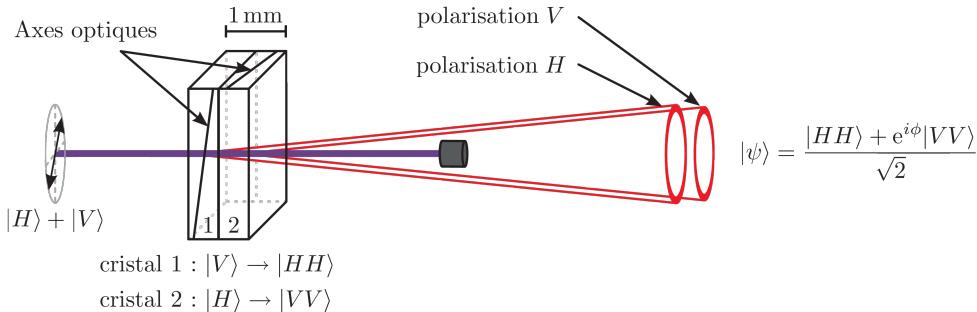


Figure 10.1 : Illustration de la conversion de photons de longueur d'onde de 405 nm en paire de photons intriqués à 810 nm par une paire de cristaux de BBO.

Pour créer un état intriqué, nous débutons par polariser linéairement le faisceau laser à un angle θ_l de la vertical puis nous déphasons l'une de polarisation de ϕ_l à l'aide d'une lame biréfringente en quartz. Les photons pompe sont alors dans l'état :

$$|\psi_p\rangle = \cos \theta_l |V\rangle_p + \exp(i\phi_l) \sin \theta_l |H\rangle_p .$$

Les photons convertis sortent des cristaux dans l'état :

$$|\psi_c\rangle = \cos \theta_l |H\rangle_s |H\rangle_i + \exp(i\phi) \sin \theta_l |V\rangle_s |V\rangle_i$$

où $\phi = \phi_l + \Delta$ est la différence de phase totale entre les composantes de chaque polarisation. Dans le cas particulier où $\phi = 0$ et $\Delta = \pi/4$, les photons sont dans l'état

$$|\phi_B\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|V\rangle_s |V\rangle_i + |H\rangle_s |H\rangle_i) , \quad (10.2)$$

l'intrication quantique est alors maximale : on parle alors d'état de Bell.

En plaçant, dans le trajet optique de chacun des deux photons de conversion, des polariseurs d'angle α pour le photon s et β pour le photon i , nous pouvons déterminer la polarisation des photons convertis. Pour une paire dans l'état $|\psi_c\rangle$, la probabilité de coïncidence est :

$$P_{VV}(\alpha, \beta) = |\langle V_\alpha|_s \langle V_\beta|_i |\psi_c\rangle|^2.$$

L'indice VV représente le résultat pour $V_\alpha V_\beta$, chacun des photons étant “vertical” dans la base de leur polariseur respectif. De manière générale, pour des angles quelconques α, β , nous avons quatre résultats possibles soit $V_\alpha V_\beta, V_\alpha H_\beta, H_\alpha V_\beta$ et $H_\alpha H_\beta$ c'est-à-dire VV, VH, HV et HH . De l'équation (10.1), on écrit

$$P_{VV}(\alpha, \beta) = |\sin \alpha \sin \beta \cos \theta_l + \exp(i\phi) \cos \alpha \cos \beta \sin \theta_l|^2$$

ou

$$P_{VV}(\alpha, \beta) = \sin^2 \alpha \sin^2 \beta \cos^2 \theta_l + \cos^2 \alpha \cos^2 \beta \sin^2 \theta_l + \frac{1}{4} \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin 2\theta_l \cos \phi.$$

Dans le cas de photons dans l'état de Bell (10.2)

$$P_{VV}(\alpha, \beta) = \frac{1}{2} \cos^2(\beta - \alpha)$$

qui ne dépend que de l'angle relatif $\beta - \alpha$.

Expérimentalement, le nombre de coïncidences mesurées sera

$$N(\alpha, \beta) = N_{\text{tot}} \left(\sin^2 \alpha \sin^2 \beta \cos^2 \theta_l + \cos^2 \alpha \cos^2 \beta \sin^2 \theta_l + \frac{1}{4} \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin 2\theta_l \cos \phi \right) + C$$

où N_{tot} est le nombre total de photons intriqués. C résulte des imperfections de l'optique du système : il peut-être vu comme le bruit provenant des “photons corrélés mais non-intriqués” et est généralement négligeable devant les autres termes. Le nombre total de photons intriqués peut être déterminé en sommant les coïncidences dans les quatre orientations HH, HV, VH et HH soit

$$\begin{aligned} N_{\text{tot}} &= N(\alpha, \beta) + N\left(\alpha + \frac{\pi}{2}, \beta + \frac{\pi}{2}\right) + N\left(\alpha + \frac{\pi}{2}, \beta\right) + N\left(\alpha, \beta + \frac{\pi}{2}\right) - 4C \\ &= N(0, 0) + N\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right) - 2C \end{aligned}$$

où

$$C = \frac{1}{2} \left(N\left(0, \frac{\pi}{2}\right) + N\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) \right).$$

Le degré de corrélation des polarisations des paires de photons s'obtient de l'expression

$$E(\alpha, \beta) = P_{VV}(\alpha, \beta) + P_{HH}(\alpha, \beta) - P_{VH}(\alpha, \beta) - P_{HV}(\alpha, \beta).$$

On définit le paramètre S de corrélation comme étant

$$S = |E(\alpha, \beta) - E(\alpha, \beta')| + |E(\alpha', \beta) + E(\alpha', \beta')|.$$

L'inégalité de Bell impose que dans le cas d'une théorie locale $|S| \leq 2$ alors que la mécanique quantique prédit que pour l'état de Bell et pour $\alpha = -45^\circ, \alpha' = 0^\circ, \beta = -22.5^\circ, \beta' = 22.5^\circ$, la valeur maximale de S vaut $2\sqrt{2}$.

10.4 Manipulations

ATTENTION

Le laser de 405 nm est assez puissant.

**Portez toujours les lunettes de protection
lors des manipulations lorsque le laser est allumé.**

Enlevez tous les bijoux (bagues, montres...) ⇒ réflexions !

**Ne pas déplacer les détecteurs sur le rail et
ne pas changer la hauteur de ceux-ci.**

Ne pas dépasser 50 mW de puissance sur le laser.

1. D'abord, assurez-vous que le faisceau laser est bien aligné avec la table optique ; c'est à dire qu'il passe au centre de chacun des iris. Une fois vérifié et ajusté, vous pouvez ouvrir les iris au maximum ;
2. Deuxièmement, établissez un état de polarisation de Bell avant le cristal ;
3. Par la suite, en retirant les polariseurs devant les détecteurs, ajustez l'orientation du cristal (2 axes) afin d'optimiser le nombre de compte dans chacun des bras. ATTENTION : optimiser ne signifie pas maximiser ! Cette étape est cruciale et demandera de la dextérité car l'angle d'accord de phase ("phase matching") du BBO est très fin ;
4. Ensuite, en plaçant les polariseurs dans les bras de détection, veillez à ce que les comptes aux angles 0° et 180° ainsi que 90° et 270° soient similaires pour un détecteur donné. Pour ajuster ces valeurs vous devrez délicatement tourner les vis à l'arrière des montures de détection. ATTENTION : ne pas déplacer les détecteurs sur le rail et ne pas changer la hauteur de ceux-ci ;
5. Ajustez le nombre de compte entre 0° , 90° , 180° et 270° en changeant l'angle de la lame demi-onde. Ce changement ne devrait pas être majeur afin de conserver l'état de Bell. Ajustez l'angle de la lame de manière à ce que $N(0, 0) \simeq N(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2})$ puis ajustez la lame de quartz pour maximiser $N(\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{4})$;
6. Refaites les dernières étapes jusqu'à l'obtention d'un nombre de compte similaire peu importe le détecteur et l'angle des polariseurs placés à l'avant. Obtenir un tel résultat est ardu mais vous donnera des mesures exceptionnelles. Cependant, vous aurez de bons résultats même si les comptes ne sont pas parfaits. Soyez patient et tentez de comprendre quel paramètre influence le nombre de compte.
7. Déterminer C ;
8. Pour un angle β (ou α) fixe, mesurez le taux de coïncidences en fonction de α (ou de β) ;
9. Mesurez le taux de coïncidences pour différentes angles de polarisation des photons convertis et déterminez le paramètre S .

10.5 Références

- J.S. Bell, *Speakable and unspeakable in quantum mechanics*, Cambridge University Press (1987).
- J.F. Clauser, A.H. Horne, A. Shimony et R.A. Holt, Phys. Rev. Lett. **23** 880 (1969). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.23.880>

Annexes

Annexe A

Ajustement par moindre carrés

A.1 Théorie

Soit une série de N points expérimentaux (x_i, y_i) avec des incertitudes σ_i . À ces données, on associe un modèle $F(p_k, x)$ qui contient n paramètres p_k . Une procédure d'optimisation consiste à trouver le jeu de paramètres $\{p_k\}_{\text{opt}}$ qui minimise le χ^2 , avec

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[y_i - F(p_k, x_i)]^2}{\sigma_i^2} \quad (\text{A.1})$$

La procédure d'optimisation consiste à partir d'un jeu de paramètres $\{p_k\}_o$ initiaux et de les varier jusqu'à ce qu'un minimum du χ^2 ait été obtenu. Il est à noter que toutes les méthodes utilisées ne peuvent trouver qu'un minimum local du χ^2 . Il revient à l'utilisateur de s'assurer que ce minimum est effectivement global.

Une fois le jeu de paramètres optimal $\{p_k\}_{\text{opt}}$ trouvé, les incertitudes Δp_k peuvent être obtenues de la matrice d'erreur ϵ :

$$\Delta p_k = \sqrt{\epsilon_{kk}} \quad (\text{A.2})$$

$$\text{avec } \epsilon = \alpha^{-1} \quad (\text{A.3})$$

$$\text{et } \alpha_{ij} = \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial p_i \partial p_j} \right|_{\{p_k\}_{\text{opt}}} \approx \sum_l \frac{1}{\sigma_l^2} \left. \frac{\partial F(p_k, x_l)}{\partial p_i} \frac{\partial F(p_k, x_l)}{\partial p_j} \right|_{\{p_k\}_{\text{opt}}} \quad (\text{A.4})$$

où α est la matrice de courbure. Celle-ci peut être calculée analytiquement si la fonction à ajuster est suffisamment simple, ou numériquement selon :

$$\frac{\partial F}{\partial p_i} \approx \frac{F(\dots, p_i + \Delta p_i, \dots) - F(\dots, p_i, \dots)}{\Delta p_i}. \quad (\text{A.5})$$

Si le modèle $F(p_k, x)$ est approprié, le chi carré normalisé $\chi_N^2 = \chi^2/(N - n)$ doit être voisin de 1. Cela signifie tout simplement que si le modèle est approprié, l'écart entre celui-ci et les points expérimentaux devrait être de l'ordre de σ_i , en autant bien sûr que les incertitudes soient réalistes.

Si les incertitudes σ_i ne sont pas a priori connues, on peut quand même effectuer l'optimisation avec

$$\chi^2 = \sum_i [y_i - F(p_k, x_i)]^2 \quad (\text{A.6})$$

$$\sigma^2 = \chi_N^2 = \chi^2 / (N - n - 1) \quad (\text{A.7})$$

On ne pourra par contre tester la validité du modèle puisque χ_N^2 / σ^2 vaut d'office 1.

A.2 Exemple de minimisation avec Matlab

Matlab contient différentes fonctions pour effectuer des minimisations. Une routine à la fois flexible et simple à utiliser est *fminunc* (de "unconstrained minimisation"). Pour l'utiliser, on doit toutefois commencer par construire une fonction qui calcule χ^2 .

L'exemple qui suit considère le cas d'un circuit *RLC* série dont on a mesuré la courbe de résonance. Les données sont sous la forme (x_i, y_i, σ_i) , où x_i est la fréquence angulaire ($\omega = 2\pi f$), y_i est le rapport $V_{\text{obs}}/V_{\text{source}}$ du voltage mesuré sur le voltage source et σ_i est l'incertitude sur y_i . On cherche à trouver les valeurs de C , L et R_L du circuit. Outre ces trois paramètres ajustables, on doit ajouter au modèle un quatrième paramètre fixe R , qui correspond à la valeur (connue) de la résistance sur laquelle V_{obs} a été mesuré. Pour une telle mesure, on a que $V_{\text{obs}}/V_{\text{source}} = R/Z$ où Z est la norme de l'impédance du circuit et est donnée par,

$$Z = \sqrt{(R + R_L)^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}. \quad (\text{A.8})$$

La fonction suivante calcule le chi carré selon ce modèle.

```

1 function chi2=chicarre_RLC(p,x,y,sig,R)
2 %Calcule le chi2 pour un circuit RLC
3 %p contient tous les paramètres ajustables
4 %x et y sont des vecteurs contenant les données expérimentales
5 %sig est le vecteur pour l'incertitude expérimentale
6 %R est un paramètre fixe
7
8 %Paramètres ajustables
9 C=p(1)*1e-9; %C est en nanofarad pour que les valeurs à optimiser
    soient à quelques décades les unes des autres.
10 L=p(2);
11 R_l=p(3);
12
13 %Modèle
14 z=sqrt( (R+R_l)^2+(x*L-1./(x*C)).^2 );
15 y_theorique=R./z;
16
17 %Chi2
18 chi2=sum(((y-y_theorique)./sig).^2);
19
20 %Graphique
21 plot(x,y,x,y_theorique);drawnow %Optionnel, permet de voir l'
    optimisation en temps réel

```

Les paramètres ajustables doivent être regroupés à l'intérieur d'une seule variable, ici le vecteur p , qui doit être le premier argument de la fonction. On définit un vecteur p_0 qui contient les valeurs initiales des paramètres ajustable (ici 3 composantes), puis on appelle `fminunc` :

```
1 [p,chi2,a,a,h]=fminunc('chicarre_RLC',p0,[ ],x,y,sig,R)
```

Notez que le premier argument est le nom de la fonction calculant le χ^2 en format “string”. `fminunc` utilise certaines valeurs défauts contenues dans la structure options (troisième argument). Généralement, ces valeurs défauts sont convenables et on peut simplement utiliser la matrice vide `[]` comme troisième argument. On doit ensuite fournir les autres paramètres nécessaires à la fonction `chicarre_RLC` (ici x , y , `sig` et R). La liste des paramètres doit être dans le même ordre que lors de la définition de la fonction `chicarre_RLC`. Finalement, `fminunc` retourne les paramètres optimisés, le χ^2 ainsi que plusieurs diagnostics dont on peut la plupart du temps se passer. C'est pourquoi ces différentes valeurs sont stockées dans une variable `a` qui ne nous intéressera pas. Par contre, la matrice `h`, appelée “hessien” dans Matlab, vaut 2α . Les incertitudes sur les paramètres p optimisés seront donc trouvés de la façon suivante :

```
1 if sig==1 %si des incertitudes sigma ont été utilisées, seule la
   matrice h est nécessaire; sinon, il faut normaliser h.
2
3 h=h/chi2*(length(x)-length(p));
4 end
5 dp=sqrt(diag(inv(h/2)));
```

A.3 Exemple de minimisation avec Python

SciPy fournit plusieurs fonctions d'optimisation à travers son sous-module `scipy.optimize`.¹ En particulier, la fonction `minimize` est générale, efficace et simple à utiliser. Cette fonction peut être appelée à l'aide de l'instruction suivante (il faut au préalable avoir fait `from scipy.optimize import minimize`) :

```
res=minimize(chi2fct,p0,args=())
```

où le premier paramètre (`chi2fct`) est l'identificateur de la fonction qui calcule le χ^2 (i.e. la fonction à minimiser, cette fonction doit accepter comme premier argument le tableau des paramètres à ajuster p), le deuxième (`p0`) est un tableau contenant un estimé de départ des éléments de p , le troisième (`args=`), qui est optionnel, est un tuple des objets à transmettre à la fonction à minimiser (en plus de `p` et dans le bon ordre ; généralement les objets à transmettre sont les tableaux des mesures et des incertitudes). La fonction `minimize` admet plusieurs autres arguments optionnels que vous pouvez consulter ici². La fonction `minimize` retourne en sortie un objet (`res`) de type `OptimizeResult` qui possède plusieurs attributs que l'on peut accéder par la notation “pointée”, par exemple `res.x` est le tableau des paramètres optimisés et `res.success` indique si la minimisation a complété avec succès ou non. Plus d'information sur les objets de type `OptimizeResult` est disponible ici³. En particulier, `res.hess_inv` peut contenir un estimé de l'inverse de la matrice hessienne, qui selon la notation de la section précédente correspond à $\epsilon/2$.

1. <http://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/optimize.html>

2. <http://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.minimize.html#scipy.optimize.minimize>

3. <http://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.OptimizeResult.html#scipy.optimize.OptimizeResult>

Le code suivant montre un exemple d'ajustement des paramètres C , L et R_L du problème de la section précédente.

```

1 def chi2RLC(p,x0bs,y0bs,ySig,R): # calcul du chi carré pour
2     circuit RLC
3     #p est le tableau des paramètres C, L et R_L
4     C,L,Rl=p
5
6     #impédance
7     Z=np.sqrt( (R+Rl)**2+(x0bs*L-1./(x0bs*C))**2 )
8     #valeur modèle aux points de mesures
9     yMod=np.abs(R/Z)
10
11    #chi carré
12    chi2=(((y0bs-yMod)/ySig)**2).sum()
13    return chi2
14
15 #les données de mesures doivent être lues et définies ici
16 x=...      #tableau des fréquences angulaires du signal (2*pi*f)
17 y=...      #V/E
18 ySig=...   #incertitude sur y
19
20 R=10. #résistance du montage de mesure de V, en ohms
21
22 #paramètres estimés de départ
23 #p0[0]=C, en nanoFarad (pour être du même ordre de grandeur que
24     les autres par.)
25 #p0[1]=L, en Henry
26 #p0[2]=R_l, en Ohm
27 p0=np.array([0.1,0.2,5.])
28
29 #minimisation
30 res=minimize(chi2RLC,p0,args=(x,y,ySig,R))

```

Annexe B

Réseaux de diffraction

B.1 Équation du réseau de diffraction

Considérons le cas d'un réseau de diffraction lequel on éclaire avec un faisceau parallèle monochromatique de longueur d'onde λ . Soit α l'angle que fait ce faisceau avec la normale du réseau, β l'angle que fait la direction d'observation avec la normale au réseau (avec des angles positifs de le sens antihoraire) et a le pas du réseau, la différence de parcours entre les trajets lumineux sur des deux surfaces réfléchissantes successives est

$$\Delta = \overline{I_2 H} + \overline{I_2 K} = a(\sin \alpha + \sin \beta) . \quad (\text{B.1})$$

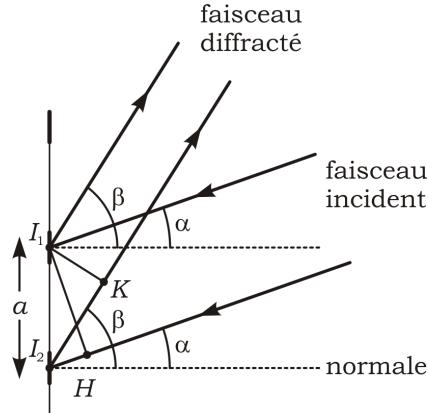


Figure B.1 : Géométrie des faisceaux incidents et diffractés par un réseau.

Il y a interférence constructive si $\Delta = k\lambda$ où k est un entier appelé *ordre de diffraction*. L'équation de diffraction par le réseau s'écrit donc

$$\sin \alpha + \sin \beta = \frac{k\lambda}{a} = kn\lambda \quad (\text{B.2})$$

où $n = 1/a$ est le nombre de traits du réseau par unité de longueur. Ainsi pour chaque valeur de α , il y a un seul maximum d'intensité à un angle β pour chaque valeur de k .

L'équation (B.2) montre aussi que β dépend de λ et que par conséquent la lumière est dispersée par le réseau. Pour chaque valeur de k , nous obtenons un spectre de diffraction. Si $k = 0$, ordre zéro de diffraction, toutes les longueurs d'onde sont dans la même direction : il n'y a pas de dispersion.

B.2 Intervalle spectral libre

Pour un même angle α et un même angle β , plusieurs longueurs d'onde peuvent se superposées. Ces longueurs d'onde correspondent à $kn\lambda = \text{constante}$. La relation (B.2) peut s'écrire

$$\sigma = \frac{1}{\lambda} = \frac{kn}{\sin \alpha + \sin \beta} \quad (\text{B.3})$$

où σ est appelé le nombre d'onde. $\sigma = |k|\sigma_1$ avec

$$\sigma_1 = \frac{n}{\sin \alpha + \sin \beta}. \quad (\text{B.4})$$

Les émissions se superposant à β correspondent à une progression arithmétique $\sigma_1, 2\sigma_1, 3\sigma_1\dots$

Afin de prévenir la superposition de spectres, il faut que la radiation incidente soit composée de nombres d'onde s'étalant sur une largeur d'au plus $\Delta\sigma_0$ appelée *intervalle spectral libre*.

Nous remarquons que l'intervalle spectral libre n'est pas a priori une caractéristique du réseau puisqu'il dépend des angles de fonctionnement mais on peut noter que plus le pas de réseau est petit plus large est l'intervalle spectral libre.

B.3 Résolution

La résolution d'un système optique est définie par sa capacité à séparer deux raies adjacentes d'un spectre et est généralement définie par

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (\text{B.5})$$

où $\Delta\lambda$ est la différence en longueur d'onde de deux raies séparées d'égale intensité.

Deux raies sont dites résolues si la distance entre ces deux raies fait en sorte que la maximum d'une raie coïncide avec le minimum de l'autre raie : c'est le *critère de Rayleigh*.

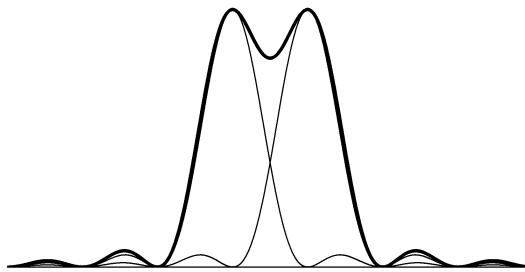


Figure B.2 : Graphique de deux raies résolues par un réseau : le maximum de la seconde raie coïncide avec le minimum de la première.

La séparation angulaire de deux raies $d\theta$ est

$$d\theta = \frac{\lambda}{W \cos \beta} \quad (\text{B.6})$$

où W est la largeur du réseau.

De la dérivé de l'équation (B.2), nous obtenons

$$\cos \beta d\beta = \frac{k}{a} d\lambda \quad (\text{B.7})$$

les deux raies sont séparées si $d\beta = d\theta$, donc

$$\frac{\lambda}{W \cos \beta} = \frac{k d\lambda}{a \cos \beta} \quad (\text{B.8})$$

ce qui donne

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = \frac{kW}{a} = kN \quad (\text{B.9})$$

avec N , le nombre total de traits du réseau, et finalement

$$R = kN \quad (\text{B.10})$$

En pratique, la taille du réseau d'un appareil particulier est fixe. Afin d'augmenter la résolution, il faut utiliser un réseau ayant un nombre de traits par unité de longueur supérieur. Il faut cependant garder en mémoire que ce faisant, le nombre possible de valeurs de k diminue et que par conséquent, certains ordres supérieurs de diffraction disparaîtront.

B.4 Dispersion angulaire

La dispersion angulaire est la séparation $d\beta$ obtenue pour deux rayonnements séparés de $d\lambda$. De la dérivé de (B.2), α étant constant, on obtient

$$\cos \beta d\beta = \frac{k}{a} d\lambda \quad (\text{B.11})$$

et

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{k}{a \cos \beta} = \frac{kn}{\cos \beta} \quad (\text{B.12})$$

ou encore

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{1}{\lambda} \frac{\sin \alpha + \sin \beta}{\cos \beta}. \quad (\text{B.13})$$

Une forte dispersion est obtenue pour des angles de diffractions élevés et donc pour des réseaux ayant un angle de blaze élevé.

B.5 Dispersion linéaire

La dispersion linéaire d'un réseau est la réciproque du produit de la dispersion angulaire par la longueur focale effective. Elle mesure le nombre de nanomètres se trouvant dans chaque unité de longueur du spectre.

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{a \cos \beta}{kf} \quad (\text{B.14})$$

où f est la focale du système.

En pratique, on exprime la dispersion linéaire en nm/mm et donc

$$\frac{d\lambda}{dx} \text{ (nm/mm)} = \frac{10^6 \cos \beta}{knf} \quad (\text{B.15})$$

B.6 Distribution en énergie

Si on veut connaître l'intensité du rayonnement diffracté dans toutes les directions, on débute par additionner les amplitudes de tous les rayons élémentaires diffractés par chacun des réflecteurs (traits) du réseau.

La différence de phase entre deux traits consécutifs est donnée par (voir section B.1)

$$\phi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi a}{\lambda}(\sin \alpha + \sin \beta) . \quad (\text{B.16})$$

Si l'on suppose que tous les rayons élémentaires ont la même amplitude, l'amplitude totale est alors

$$A = \sum_{p=1}^{NA_0} \exp(-ip\phi) = A_0 \frac{\sin \frac{N\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}} \quad (\text{B.17})$$

L'intensité du rayonnement diffracté est alors

$$I(\alpha, \beta) = I_0 \frac{\sin^2 \left[\frac{W\pi}{\lambda}(\sin \alpha + \sin \beta) \right]}{\sin^2 \left[\frac{a\pi}{\lambda}(\sin \alpha + \sin \beta) \right]} \quad (\text{B.18})$$

où $W = Na$ la largeur du réseau.

On remarque que pour un α fixe, on obtient un certain nombre de directions β pour lesquelles l'intensité est maximum. Ces directions sont données par l'équation

$$\sin \alpha + \sin \beta = \frac{k\lambda}{a} \quad (\text{B.19})$$

La figure B.3 présente le spectre de diffraction d'un rayonnement monochromatique, chaque pic correspondant à un ordre de diffraction.

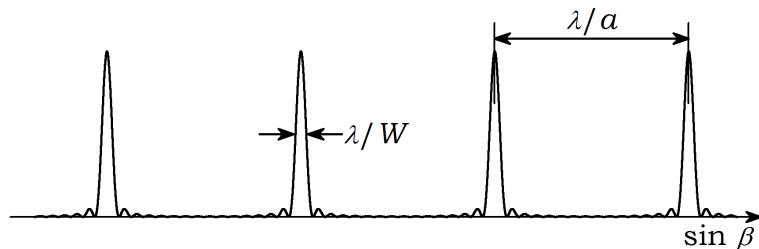


Figure B.3 : Graphique de l'énergie diffractée d'un faisceau monochromatique par un réseau de largeur W .

Tenons compte maintenant du fait que chaque réflecteur (trait) a une largeur b , on obtient dans ce cas

$$I(\alpha, \beta) = I_0 \frac{\sin^2 \left[\frac{b\pi}{\lambda}(\sin \alpha + \sin \beta) \right]}{\left[\frac{b\pi}{\lambda}(\sin \alpha + \sin \beta) \right]^2} \frac{\sin^2 \left[\frac{W\pi}{\lambda}(\sin \alpha + \sin \beta) \right]}{\sin^2 \left[\frac{a\pi}{\lambda}(\sin \alpha + \sin \beta) \right]} \quad (\text{B.20})$$

Cette équation n'est valide que pour λ/a et $\lambda/b < 0.2$. Dans ces conditions, les pics de chaque ordre de diffraction seront à l'intérieur d'une enveloppe de largeur λ/b (voir figure B.4). L'énergie est répartie sur tous les ordres, mais c'est à l'ordre zéro (lumière non dispersée) que l'on retrouve la majorité de cette énergie.

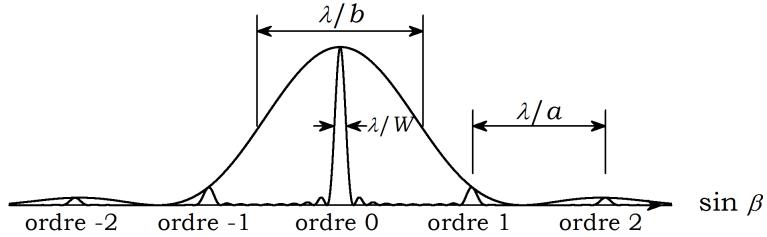


Figure B.4 : Graphique de l'énergie diffractée d'un faisceau monochromatique par un réseau de largeur W de pas a et de largeur de trait b .

B.7 Blaze

Afin d'obtenir un meilleur usage du réseau, il serait préférable de concentrer l'énergie sur un ordre particulier sauf, évidemment, l'ordre zéro. On façonne alors les traits du réseau de manière à les incliner par rapport à la normale du réseau (figure B.5 ce qui a pour conséquence de décaler l'enveloppe du spectre.

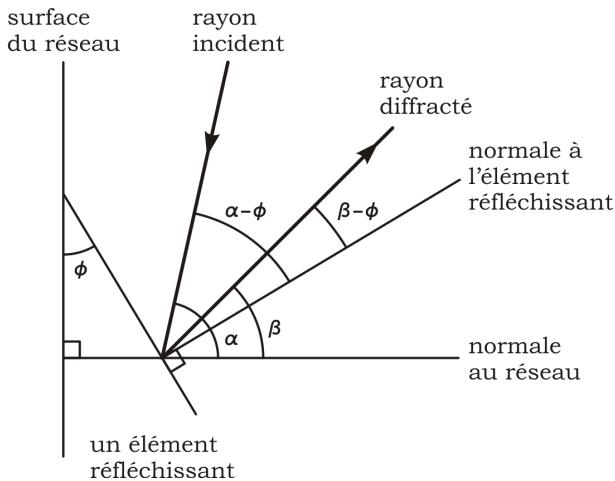


Figure B.5 : Schéma d'un élément réfléchissant d'un réseau blazé.

Soit ϕ , l'angle que font les éléments réfléchissants avec la surface du réseau, dans ces conditions

$$I(\alpha, \beta) = I_0 \frac{\sin^2 \left[\frac{b\pi}{\lambda} (\sin(\alpha - \phi) + \sin(\beta - \phi)) \right]}{\left[\frac{b\pi}{\lambda} (\sin(\alpha - \phi) + \sin(\beta - \phi)) \right]^2} \frac{\sin^2 \left[\frac{W\pi}{\lambda} (\sin \alpha + \sin \beta) \right]}{\sin^2 \left[\frac{a\pi}{\lambda} (\sin \alpha + \sin \beta) \right]} \quad (B.21)$$

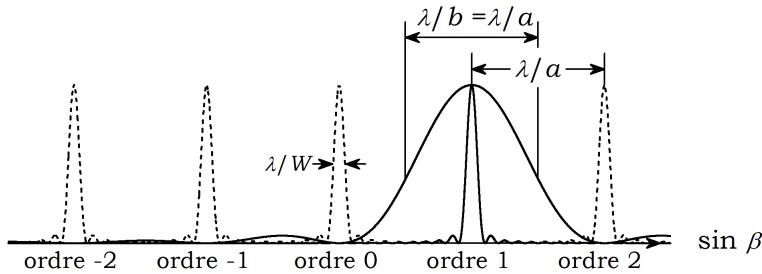


Figure B.6 : Graphique de l'énergie diffractée d'un faisceau monochromatique par un réseau de largeur blazé sur le premier ordre.

Dans le cas où $b = a \cos \phi$, c'est-à-dire que le profil des traits du réseau est rectangulaire, et pour une configuration Littrow, si ϕ est choisi de manière appropriée, en assumant que $\beta - \phi$ et $\alpha - \phi$ sont petits, l'intensité du spectre pourra être concentrée sur le premier ordre, comme le montre la figure B.6. La figure B.7 présente le schéma d'un tel réseau où $b = a \cos \phi$, $\alpha = \beta = \phi$. Les résultats précédents sont vrais pour une seule longueur d'onde appelée la *longueur d'onde de blaze*, l'angle ϕ correspondant à cette longueur d'onde est appelé *angle de blaze*. Cet angle est l'angle que font les éléments réfléchissants avec la surface du réseau mais c'est aussi l'angle d'incident avec lequel on doit travailler pour avoir l'effet de blaze.

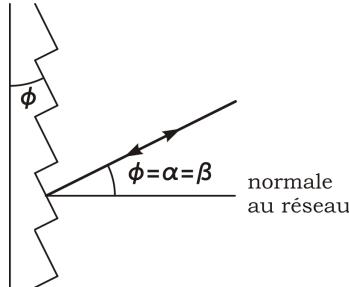


Figure B.7 : Schéma pour l'utilisation d'un réseau en configuration Littrow à la longueur d'onde de blaze.

La relation entre ϕ et λ est obtenue en appliquant l'équation du réseau soit

$$\sin \phi + \sin \phi = \frac{k \lambda_B}{a} \quad (\text{B.22})$$

où

$$2a \sin \phi = k \lambda_B \quad (\text{B.23})$$

avec λ_B la longueur d'onde de blaze à l'ordre k . Il ressort de cette relation qu'un réseau blazé pour λ_B au premier ordre, le sera aussi pour $\lambda_B/2, \lambda_B/3, \dots$ à l'ordre 2, 3,

Par convention, dire qu'un réseau est blazé à une longueur d'onde λ_B sous-entend qu'il l'ait pour cette longueur d'onde à l'ordre et que l'on est dans un configuration Littrow.

Annexe C

Sécurité laser

Dans la majorité des expériences proposées de ce cours, vous aurez à utiliser des lasers de classe 3A ou 3B. L'émission directe ou indirecte de ces lasers peut présenter un risque pour la vue, il est donc impératif de suivre des mesures préventives lorsque vous manipulez ces instruments afin de réduire les risques au minimum. Nous présentons ici les caractéristiques de ces lasers et leur impact sur la santé de même que quelques lignes directrices sur la manière sécuritaire de les utiliser. Une information complète est disponible sur la page Studium du cours.

C.1 Classes de laser

Les lasers sont classés selon leur niveau de dangerosité ce qui revient un peu à les classer par puissance émise. On retrouve sur Les lasers disponibles au laboratoire, une étiquette indiquant leur classe selon la norme américaine en vigueur au moment de leur fabrication. Ce sont essentiellement des lasers de classe 3A et 3B.

Classe 3A Classés maintenant 3R selon la nouvelle norme européenne, ces lasers de longueurs d'onde entre 302.5 nm et 1060 nm et de puissance comprise entre 1 mW à 5 mW peuvent potentiellement présenter un danger en vision directe.

Classe 3B Toujours classés 3B selon la nouvelle norme, ces lasers de puissance émise entre 5 mW et 500 mW sont dangereux en vision directe mais la vision des réflexions diffuses ne l'est pas.

C.2 Effets potentiels

Pour la gamme de lasers disponibles dans le laboratoire, les effets potentiels se limitent principalement aux tissus composants l'oeil. Cependant, s'il y a forte focalisation sur la peau, les risques de brûlure ne peuvent être écartés.

Selon la longueur d'onde du laser, différentes régions de l'oeil sont à risque. Les lasers UV (longueur d'onde inférieure à 380 nm) sont absorbée par le cristallin ou par la cornée. Les lasers de la zone visible du spectre (380 – 780 nm) affecteront la rétine de l'oeil puisque que la cornée et le cristallin sont transparents à ces longueurs d'onde. Les lasers disponibles dans le laboratoire émettant tous dans le domaine du visible, nous limiterons notre discussion aux effets sur la rétine.

La lumière qui pénètre l'oeil est focalisée sur la rétine par le cristallin et on considère généralement que cette focalisation augmente la densité lumineuse atteignant les cellules photosensibles

d'un facteur 100 000. Un faisceau laser pénétrant l'oeil peut causer des dommages aux cellules de la rétine, ces dommages étant très souvent irréversibles et peuvent menés à une perte d'acuité visuelle permanente.

C.3 Mesures préventives

En laboratoire, certaines mesures préventives doivent être appliquées afin de minimiser les risques de blessure. Vous avez une part de responsabilité pour vous assurer que votre environnement de travail est sécuritaire pour vous et vos collègues.

Toute personne travaillant près d'un montage où l'on utilise un laser doit retirer les objets personnels pouvant présenter un risque de réflexion, par exemple : montre, bracelet, bague...

Le laboratoire dispose lunettes de sécurité adaptées au type de laser que vous utilisez. L'efficacité des lunettes de protection se mesure en densité optique (OD en anglais) celle-ci est donnée par la relation :

$$\text{OD} = \log\left(\frac{I_i}{I_t}\right)$$

où I_i et I_t sont l'intensité lumineuse incidente et transmise respectivement.

Il est important de noter que ces densités sont valides pour certaines longueurs d'onde ou plages de longueurs d'onde, cette information figure directement sur les lunettes de sécurité. Par exemple, le laboratoire dispose lunettes sur lesquelles sont inscrites les informations suivantes : 180–532nm OD7+. Ceci nous indique que dans la plage comprises entre 180 nm et 532 nm, les lunettes diminuent, au minimum, d'un facteur 10^7 la transmission lumineuse. On en déduit alors que ces lunettes ne seraient pas appropriées pour un laser He-Ne émettant à 632 nm.