



HAL
open science

Détection de la rotation Faraday produite par un gaz placé dans un interféromètre de Michelson

M. Pinard, L. Julién, F. Laloë

► **To cite this version:**

M. Pinard, L. Julién, F. Laloë. Détection de la rotation Faraday produite par un gaz placé dans un interféromètre de Michelson. *Journal de Physique*, 1983, 44 (5), pp.589-595. 10.1051/jphys:01983004405058900 . jpa-00209635

HAL Id: jpa-00209635

<https://hal.science/jpa-00209635>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
Physics Abstracts
32.80B — 42.80

Détection de la rotation Faraday produite par un gaz placé dans un interféromètre de Michelson

M. Pinard, L. Juliën et F. Laloë

Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'E.N.S., 24, rue Lhomond, F-75231 Paris Cedex 05, France

(Reçu le 29 septembre 1982, accepté le 26 janvier 1983)

Résumé. — On présente une méthode permettant d'augmenter la rotation du plan de polarisation d'un faisceau lumineux produite par la traversée d'un gaz atomique doué d'un pouvoir rotatoire (par exemple un gaz orienté par pompage optique). La cellule contenant les atomes est placée dans l'un des bras d'un interféromètre de Michelson, dont la différence de marche est réglée pour que la presque totalité de la puissance lumineuse soit réfléchie vers l'arrière ; si l'on détecte le faisceau lumineux, de faible intensité, défléchi à angle droit par l'interféromètre, on observe alors une rotation accrue du plan de polarisation.

Après une discussion générale de l'effet, on décrit des expériences de pompage optique d'atomes de néon métastables où il a été mis en évidence. Des augmentations de la rotation du plan de polarisation atteignant un facteur 30 ont été observées.

Abstract. — We discuss a method allowing one to increase the rotation of the plane of polarization of an optical beam, produced when it crosses a circularly birefringent gas (e.g. optically pumped gas). The cell containing the gas is inserted inside one of the arms of a Michelson interferometer, the path difference being adjusted so that almost all the optical intensity is reflected backwards ; if the weak beam, which is deflected at right angle by the interferometer, is detected, an enhanced rotation of the plane of polarization can be observed.

After a short general discussion of this effect, we report a few experiments on optically pumped metastable Ne atoms where the effect has been seen. Enhancements of the rotation of the plane of polarization by a factor 30 have been measured.

Introduction. — La mesure de dichroïsme ou de biréfringence faibles de gaz atomiques ou moléculaires présente un intérêt dans diverses expériences de spectroscopie ainsi que dans celles où l'on cherche à stabiliser la fréquence des lasers. Les signaux obtenus étant souvent faibles, on peut penser à différentes méthodes pour augmenter le rapport signal sur bruit de l'expérience ; par exemple, on peut utiliser un système de miroirs permettant un multipassage du faisceau de détection, ou encore placer les atomes dans un interféromètre de Fabry-Pérot (multiplication de la rotation Faraday de l'ordre, soit du nombre de passages, soit de la finesse de l'interféromètre) [1, 2]. Dans les deux cas, l'absorption du faisceau par le gaz lui-même ou par les fenêtres de la cellule contenant le gaz peut poser des problèmes pratiques, tels que la réduction de la finesse de l'interféromètre, qui limitent l'efficacité du système.

Nous décrivons dans cet article une méthode différente qui permet également d'augmenter le signal de rotation Faraday d'un gaz optiquement actif,

mais qui ne présente pas cet inconvénient. La cellule étudiée est placée dans l'un des bras d'un interféromètre de Michelson dont la différence de marche est ajustée de façon que la plupart de la puissance lumineuse soit réfléchie, l'intensité du faisceau lumineux défléchi à angle droit étant beaucoup plus faible. La méthode consiste à détecter les variations de la polarisation de ce faisceau défléchi dues à la présence du gaz optiquement actif. Avec ce dispositif, le faisceau sonde ne traverse que deux fois la cellule, et il est possible de compenser l'absorption qui en résulte en plaçant dans le deuxième bras de l'interféromètre un absorbant choisi de façon que son effet soit de compenser exactement cette absorption. On pourrait penser *a priori* que l'utilisation d'un interféromètre de Michelson, dont la « finesse » équivalente est de l'ordre de 2, ne peut permettre d'augmenter le signal de rotation Faraday du gaz que d'un facteur de l'ordre de 2. Nous verrons qu'en fait il n'en est rien, et que l'on peut, par cette méthode, obtenir expérimentalement des rotations Faraday multipliées par

un facteur égal à plusieurs dizaines. Cette rotation Faraday est toutefois observée sur un faisceau dont l'intensité est beaucoup plus faible que celle du faisceau qui traverse la cellule.

1. Propriétés du faisceau défléchi par un interféromètre de Michelson. — 1.1 GÉNÉRALITÉS. — Considérons un interféromètre de Michelson constitué d'une lame séparatrice S et de deux miroirs parfaitement réfléchissants M_1 et M_2 (Fig. 1) : soient r et t les coefficients de réflexion et de transmission (en amplitude) de la lame séparatrice, L la différence de marche entre les chemins SM_1 et SM_2 . On envoie sur l'interféromètre une onde lumineuse quasi monochromatique de fréquence ν et d'amplitude E_0 . En général, l'interféromètre réfléchit une partie de l'onde incidente et défléchi à angle droit l'autre partie; les intensités respectives de ces deux parties dépendent du déphasage introduit par l'interféromètre entre les deux faisceaux qui ont suivi les trajets SM_1S et SM_2S .

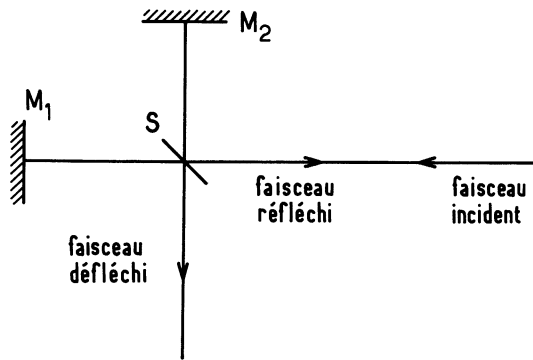


Fig. 1. — Schéma d'un interféromètre de Michelson; S est la lame séparatrice, M_1 et M_2 sont les miroirs dont la position détermine la différence de marche.

[Schematic diagram of a Michelson interferometer; S is the beam splitter, M_1 and M_2 are the two end mirrors.]

Supposons, dans un premier temps, l'interféromètre parfaitement équilibré, c'est-à-dire que les deux ondes qui interfèrent dans le faisceau défléchi ont même amplitude rtE_0 . Le déphasage introduit par l'interféromètre entre ces deux ondes est $\varphi = \pi + 4\pi\nu L/c$. Un calcul simple donne la valeur du champ électrique de l'onde défléchie :

$$E_d = rtE_0(1 + e^{i\varphi}). \quad (1)$$

L'intensité I_d de l'onde défléchie est :

$$I_d = |E_d|^2 = 2RTI_0(1 + \cos \varphi), \quad (2)$$

avec $R = |r|^2$ et $T = |t|^2$, tandis que la phase Φ de cette onde est donnée par :

$$\operatorname{tg} \Phi = \frac{\sin \varphi}{1 + \cos \varphi}. \quad (3)$$

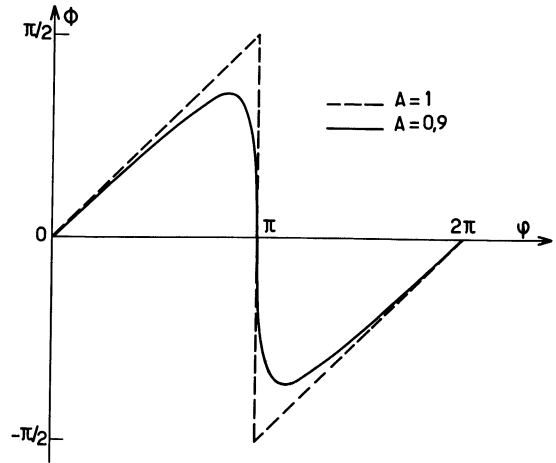


Fig. 2a. — Variation en fonction du déphasage φ de la phase Φ du faisceau défléchi, soit pour un interféromètre parfaitement équilibré (tiretés), soit en présence d'un léger déséquilibre (traits pleins). Si ce déséquilibre est très faible, du point de vue de la phase du faisceau défléchi, l'interféromètre peut être assimilé à un système de finesse élevée.

[Variation of the phase Φ of the deflected beam as a function of the phase difference φ . Dashed curve : perfectly balanced interferometer; full line : effects of a slight unbalance of the interfering amplitudes.]

L'intensité défléchie varie sinusoidalement en fonction du déphasage φ , ce qui est un résultat bien connu [3]. Pour la phase Φ , dont les variations sont représentées en tiretés sur la figure 2a, on constate la présence de discontinuités lorsque φ vaut π (modulo 2π), c'est-à-dire aux minimums de l'intensité du faisceau défléchi; le saut de phase correspondant est de π en valeur absolue. Ce saut de phase n'est, bien sûr, pas directement observable pour un interféromètre parfaitement équilibré, puisqu'il se produit pour un faisceau d'intensité nulle. Il est cependant possible de déséquilibrer légèrement l'interféromètre en introduisant des pertes faibles dans l'un de ses bras, de sorte que les ondes qui interfèrent aient des

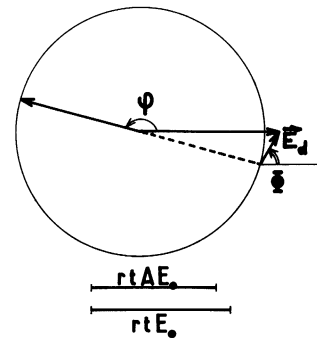


Fig. 2b. — Construction géométrique des variations de Φ pour un interféromètre légèrement déséquilibré. On voit sur cette figure que, lorsque $\varphi \approx \pi$, l'angle Φ a des variations d'autant plus rapides que le déséquilibre est faible.

[Geometrical construction.]

amplitudes différentes rtE_0 et $rtAE_0$, avec $A \lesssim 1$. On montre facilement dans ce cas que, à l'accord de l'interféromètre (coefficient de réflexion maximal) :

$$I_d = RTI_0(1 - A)^2 \quad (4)$$

et

$$\left. \frac{d\Phi}{d\varphi} \right|_{\varphi=\pi} = -\frac{A}{1-A} \quad (5)$$

(on suppose fixe la phase de l'onde d'amplitude la plus grande et variable celle de l'onde d'amplitude plus faible $rtAE_0$). Une construction géométrique simple (Fig. 2b) permet d'ailleurs aisément de voir pourquoi la phase Φ varie rapidement lorsque φ est proche de π , phénomène d'autant plus marqué que A est proche de 1, et de tracer l'allure générale des variations de Φ (Fig. 2a). Considéré du point de vue de la phase du faisceau défléchi, un interféromètre de Michelson près de l'accord peut être considéré comme un « amplificateur de variation de phase » et présente donc des similarités avec un système de finesse élevée.

On pourrait penser à mettre en évidence ces variations rapides de phase en faisant interférer le faisceau défléchi avec un faisceau de référence ayant subi un autre trajet. Nous avons cependant préféré une autre méthode, qui consiste à utiliser deux faisceaux suivant le même trajet, mais de polarisations \mathbf{e}_a et \mathbf{e}_b orthogonales; un déphasage entre les deux faisceaux se manifesterait alors par un changement de la polarisation du faisceau somme. De façon plus précise, supposons que l'on utilise un interféromètre de Michelson où, par un moyen quelconque, les déphasages $\varphi_{a,b}$ des deux polarisations \mathbf{e}_a et \mathbf{e}_b ont été rendus différents (système biréfringent placé dans l'un des bras); le système sera dit à l'accord si φ_a et φ_b diffèrent de π par des quantités opposées $\pm \delta\varphi$. Le faisceau défléchi résulte alors de la superposition de deux faisceaux de polarisations orthogonales, de même amplitude $rtE_0(1 - A)$, mais de phases différentes $\Phi_{a,b} \simeq \pm \frac{\delta\varphi}{(1-A)}$. Clairement, $|\Phi_{a,b}| \gg |\delta\varphi|$ si $A \simeq 1$, et cette augmentation du déphasage se traduira par un changement plus marqué de la polarisation du faisceau défléchi. Dans le cas simple où les deux polarisations \mathbf{e}_a et \mathbf{e}_b sont les polarisations circulaires droite et gauche, l'effet obtenu n'est autre qu'une augmentation de l'angle de rotation Faraday (nous donnons à la fin du paragraphe 2.1 une interprétation physique plus détaillée de cet effet).

1.2 CALCUL AU PREMIER ORDRE DE L'EFFET D'UN MILIEU BIRÉFRINGENT. — Considérons donc un interféromètre de Michelson contenant dans un de ses bras une cellule remplie d'atomes dont un niveau est orienté par pompage optique. La fréquence ν du faisceau lumineux incident est supposée proche de celle d'une raie d'absorption partant du niveau

atomique orienté. Le milieu atomique a pour effet d'introduire un déphasage $2\delta\varphi_{at}$ entre les composantes σ^+ et σ^- du faisceau incident dont la polarisation linéaire est parallèle à \mathbf{e}_x . Dans une expérience ordinaire, ce déphasage se traduirait par une rotation d'un angle $\delta\varphi_{at}$ du plan de polarisation d'un faisceau traversant la cellule.

Soit T_1 le coefficient de transmission (en intensité) de la cellule contenant les atomes et placés dans le bras SM_1 ; dans un premier temps, nous négligeons la différence de transmission pour les ondes σ^+ et σ^- , c'est-à-dire le dichroïsme circulaire dû aux atomes. Dans le bras SM_2 se trouvent différents éléments optiques introduits pour compenser les pertes dues à la cellule; on appelle T_2 le coefficient de transmission de ces éléments. Sur le trajet du faisceau défléchi par l'interféromètre est placé un analyseur (prisme de Glan par exemple) faisant un angle θ_0 avec la direction de la polarisation incidente, suivi d'un détecteur (le rôle de cet analyseur est de créer une variation de l'intensité lumineuse tombant sur le détecteur lorsque la polarisation du faisceau défléchi tourne).

Le faisceau défléchi par l'interféromètre est la superposition de deux ondes. L'une, qui a suivi le trajet SM_2S où elle a subi le déphasage φ_2 est polarisée suivant \mathbf{e}_x et a pour amplitude :

$$E_2 = rtE_0 T_2 e^{i\varphi_2}. \quad (6)$$

Pour calculer l'amplitude et la phase de l'autre onde, qui a suivi le trajet SM_1S , on peut décomposer l'onde incidente sur la cellule en ondes σ^+ et σ^- , chacune de ces composantes subissant un déphasage différent à cause de la présence des atomes orientés. Soit φ_+ le déphasage de l'onde σ^+ sur le trajet SM_1S , φ_- le déphasage de l'onde σ^- sur le même trajet. Les deux composantes circulaires de cette même onde défléchie ont même amplitude, égale à $rtE_0 T_1/\sqrt{2}$. On peut donc écrire la contribution du bras contenant la cellule à l'onde défléchie sous la forme :

$$rt \frac{E_0}{\sqrt{2}} T_1 (\mathbf{e}_+ e^{i\varphi_+} + \mathbf{e}_- e^{i\varphi_-}) \quad (7)$$

avec :

$$\mathbf{e}_{\pm} = \frac{\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y}{\sqrt{2}}. \quad (8)$$

Le champ du faisceau défléchi est la somme des deux ondes provenant de chacun des bras :

$$\mathbf{E}_d = rtE_0 \left(T_2 \mathbf{e}_x e^{i\varphi_2} + \frac{T_1}{\sqrt{2}} \mathbf{e}_+ e^{i\varphi_+} + \frac{T_1}{\sqrt{2}} \mathbf{e}_- e^{i\varphi_-} \right). \quad (9)$$

Comme $\varphi_{\pm} = \varphi_1 \mp \delta\varphi_{at}$, il vient en posant $\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi$:

$$\mathbf{E}_d = rtE_0 [(T_2 + e^{i\varphi} T_1 \cos \delta\varphi_{at}) \mathbf{e}_x + e^{i\varphi} T_1 \sin \delta\varphi_{at} \mathbf{e}_y]. \quad (10)$$

Si l'interféromètre est à l'accord ($\varphi = \pi$), le champ défléchi fait donc un angle θ avec la direction Ox (qui est la direction de la polarisation incidente) donné par :

$$\operatorname{tg} \theta = - \frac{T_1 \sin \delta\varphi_{\text{at}}}{T_2 - T_1 \cos \delta\varphi_{\text{at}}} \simeq \frac{T_1}{T_1 - T_2} \delta\varphi_{\text{at}}. \quad (11)$$

On voit que, par rapport à une expérience d'effet Faraday classique, l'angle de rotation du faisceau transmis a été multiplié par $T_1/(T_1 - T_2)$. L'intensité transmise par l'analyseur linéaire est :

$$I_{\text{tr}} = RTI_0 \left| (T_2 - T_1 \cos \delta\varphi_{\text{at}}) \cos \theta_0 - T_1 \sin \delta\varphi_{\text{at}} \sin \theta_0 \right|^2. \quad (12)$$

Si l'on suppose que l'angle $\delta\varphi_{\text{at}}$ est petit, on peut écrire :

$$I_{\text{tr}} = RTI_0 \left\{ (T_1 - T_2)^2 \cos^2 \theta_0 - \delta\varphi_{\text{at}} \sin 2\theta_0 T_1(T_2 - T_1) \right\}. \quad (13)$$

On voit donc que l'intensité, qui vaut $(T_1 - T_2)^2 \cos^2 \theta_0$ lorsque les atomes ne sont pas orientés, varie d'une quantité $\Delta I_{\text{tr}} = -\delta\varphi_{\text{at}} \sin 2\theta_0 T_1(T_2 - T_1)$ lorsqu'ils sont orientés. La formule (13) montre que l'amplitude du signal tend vers zéro comme $(T_1 - T_2)$ lorsque T_1 tend vers T_2 , tandis que le niveau continu délivré par le détecteur tend vers zéro comme $(T_1 - T_2)^2$. Si l'on admet que le bruit est dû aux fluctuations de ce niveau continu (hypothèse réaliste si l'on utilise un laser à colorant dont les fluctuations d'intensité sont fortes), et si l'on néglige toutes les autres sources de bruit, le rapport signal sur bruit varie comme $(T_1 - T_2)^{-1}$ et tend donc vers l'infini lorsque $T_1 \rightarrow T_2$.

Physiquement, il est possible de comprendre l'origine de cet effet d'accroissement de l'angle de rotation en remarquant que le champ électrique transmis par le gaz atomique est la somme du champ incident d'amplitude tE_0 , polarisé selon Ox , et d'un champ rayonné vers l'avant par les atomes, polarisé selon Oy et d'amplitude $tE_0 \times \delta\varphi_{\text{at}}$; ajouter ce champ perpendiculaire au précédent revient, au premier ordre en $\delta\varphi_{\text{at}}$, à le faire tourner d'un angle $\delta\varphi_{\text{at}}$ [4]. Le rôle du second bras de l'interféromètre est en fait de fournir un second champ lumineux qui vient

annuler en grande partie le champ incident tE_0 après réflexion sur la séparatrice (mais ne diminue en rien ni le champ « vu » par les atomes dans l'interféromètre, ni le champ qu'ils rayonnent vers l'avant). Il est clair qu'ajouter un champ d'amplitude $rtE_0 \times \delta\varphi_{\text{at}}$, polarisé selon Oy , à un champ polarisé selon Ox d'amplitude beaucoup plus faible que rtE_0 , conduira à des rotations Faraday d'autant plus grandes que le rapport des champs est augmenté. En d'autres termes, le dispositif, sans modifier le champ rayonné vers l'avant, permet de l'observer dans des conditions de contraste plus élevé grâce à la réduction d'une composante qui n'est pas liée à la présence des atomes.

1.3 EFFETS D'ORDRE SUPÉRIEUR. — Dans le paragraphe précédent, nous avons calculé au premier ordre l'effet de l'orientation des atomes contenus dans la cellule. Pour calculer cet effet aux ordres supérieurs, on est amené à tenir compte à la fois de la biréfringence et du dichroïsme circulaire du gaz. Les atomes orientés ont deux effets sur les composantes σ^+ et σ^- de la lumière incidente : ils introduisent un déphasage entre ces deux polarisations et les transmettent différemment. Appelons T_+ et T_- les deux coefficients de transmission. On peut alors réécrire la formule (9) sous la forme :

$$\mathbf{E}_d = rtE_0 \left[T_2 \mathbf{e}_x e^{i\varphi_2} + \frac{T_+}{\sqrt{2}} \mathbf{e}_+ e^{i\varphi_+} + \frac{T_-}{\sqrt{2}} \mathbf{e}_- e^{i\varphi_-} \right]. \quad (14)$$

Si l'on pose $T_{\pm} = T_1 \pm \delta T$, on obtient en utilisant les notations du paragraphe précédent :

$$\mathbf{E}_d = rtE_0 \left[(T_2 + e^{i\varphi} T_1 \cos \delta\varphi_{\text{at}}) \mathbf{e}_x + (e^{i\varphi} T_1 \sin \delta\varphi_{\text{at}}) \mathbf{e}_y \right] + rtE_0 e^{i\varphi} \delta T \left[-i \mathbf{e}_x \sin \delta\varphi_{\text{at}} + i \mathbf{e}_y \cos \delta\varphi_{\text{at}} \right]. \quad (15)$$

Si l'on suppose que l'interféromètre est à l'accord ($\varphi = \pi$), cette expression devient :

$$\mathbf{E}_d = rtE_0 \left[(T_2 - T_1 \cos \delta\varphi_{\text{at}} + i \delta T \sin \delta\varphi_{\text{at}}) \mathbf{e}_x + (-T_1 \sin \delta\varphi_{\text{at}} - i \delta T \cos \delta\varphi_{\text{at}}) \mathbf{e}_y \right]. \quad (16)$$

On peut calculer jusqu'à l'ordre 3 inclus l'intensité I_{tr} transmise par l'analyseur linéaire faisant l'angle θ_0 avec Ox :

$$I_{\text{tr}} = RTI_0 \left\{ (T_1 - T_2)^2 \cos^2 \theta_0 - T_1(T_2 - T_1) \sin 2\theta_0 \delta\varphi_{\text{at}} + \sin^2 \theta_0 \delta T^2 + [T_1^2 \sin^2 \theta_0 + T_1(T_2 - T_1) \cos^2 \theta_0] \delta\varphi_{\text{at}}^2 - \sin 2\theta_0 \delta T^2 \delta\varphi_{\text{at}} + [T_1(T_2 - T_1) - 3T_1^2] \sin 2\theta_0 \delta\varphi_{\text{at}}^3 / 6 \right\}. \quad (17)$$

Cette expression fait apparaître des termes d'ordre supérieur ne contenant pas le facteur $T_2 - T_1$, et qui peuvent devenir comparables au terme du

1^{er} ordre qui contient ce facteur. En effet, celui-ci est choisi expérimentalement petit de façon à obtenir une augmentation importante de la rotation Faraday.

En particulier, si $T_2 - T_1 \simeq \delta\varphi_{\text{at}}, \delta T$ on devrait tenir compte des termes du 2^e ordre. Il est cependant possible, en modulant la polarisation du faisceau de pompage alternativement σ^+ et σ^- en créneaux carrés à la fréquence $\Omega/2\pi$ et en détectant la partie de I_{tr} modulée à cette même fréquence, de s'affranchir de tous les termes d'ordre pair dans le développement (17). Pour que la théorie linéaire présentée au paragraphe précédent soit valable, il suffit donc que les termes du 3^e ordre soient négligeables, donc que $T_2 - T_1 \gg \delta\varphi_{\text{at}}, \delta T^2$ condition qui, nous le verrons, est remplie dans nos expériences où le pompage est faible.

2. Expériences. — L'objectif de nos expériences était de mettre en évidence l'effet, présenté ci-dessus, d'augmentation de la rotation Faraday dans un interféromètre de Michelson. Nous nous sommes placés dans le cas où le gaz optiquement actif est formé d'atomes de néon métastables orientés par pompage optique sélectif en vitesse [5].

2.1 MONTAGE. — La cellule utilisée est un cube de quartz de 4 cm de côté contenant environ 100 mtorr de néon naturel. Une décharge faible à 14 MHz est entretenue dans la cellule de façon à peupler les niveaux métastables du néon. Le niveau métastable 3P_2 ($1s_5$ en notation de Paschen) est orienté par pompage optique en utilisant la transition à 640,2 nm qui le relie au niveau $2p_9$ de la configuration supérieure $2s^22p^53p$.

La cellule est placée dans un champ magnétique B_0 de 0,1 G, parallèle à la direction de propagation du faisceau sonde dans le bras SM_1 .

Le faisceau sonde et le faisceau de pompage sont tous deux issus du même laser à colorant pompé par un laser à Ar^+ et fonctionnant avec un mélange de Rhodamine 590 et de Rhodamine 640. Un dispositif de « double-Michelson », mis au point précédemment [6], permet d'obtenir un fonctionnement monomode du laser à colorant. Le balayage de la fréquence du laser autour de la fréquence de la transition atomique est assuré par un système de balayage de la pression dans la cavité laser.

Le montage optique est schématisé sur la figure 3. Les deux bras de l'interféromètre ont pour longueur 20 cm environ, et il existe une différence de marche de 15 mm entre les deux bras (dans la mesure où l'on opère, comme c'est le cas ici, avec des différences de marche suffisamment faibles, nous n'avons pas observé d'effet de la valeur de cette différence de marche sur les signaux obtenus). Le faisceau laser est séparé en deux parties par la séparatrice S' . Une partie, dont la polarisation est modulée en créneaux alternativement σ^+ et σ^- à la fréquence $(\Omega/2\pi) = 16$ kHz, permet de créer par pompage optique une orientation modulée dans le niveau métastable 3P_2 ; ce faisceau de pompage est étendu par un jeu de deux lentilles dans un facteur 10 environ (on évite de cette façon une saturation de la transition optique utilisée).

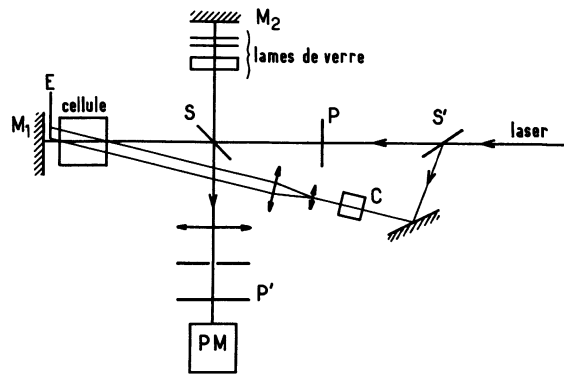


Fig. 3. — Schéma du montage optique. Le faisceau laser est séparé en deux parties par la lame S' : l'une, de polarisation modulée par C, constitue le faisceau de pompage ; l'autre, polarisée linéairement par P, constitue le faisceau sonde qui se propage dans l'interféromètre. Le faisceau défléchi est reçu par le photomultiplicateur après avoir traversé l'analyseur P' .

[Sketch of the optical set-up. The laser beam is divided into two beams by a beam splitter S' . One of these beams is polarization modulated by the electro-optic device C and acts as a pumping beam. The other beam is the probe beam which goes through the Michelson interferometer. The deflected beam, when leaving the interferometer, crosses a polarization analyser P' and finally reaches a photomultiplier.]

Un écran E placé entre la cellule et le miroir M_1 permet d'éviter tout retour du faisceau de pompage dans l'interféromètre. L'autre partie du faisceau laser, qui constitue le faisceau sonde, est polarisée linéairement dans le plan de la figure par le polariseur P. Le faisceau sonde est utilisé pour détecter la biréfringence circulaire du gaz orienté placé dans le bras SM_1 de l'interféromètre. Dans le bras SM_2 sont placées différentes lames de verre permettant d'ajuster le déséquilibre entre les absorptions subies par le faisceau sonde dans les deux bras. Deux lames de verre normales au faisceau jouent un rôle symétrique de celui des deux faces de la cellule, tandis qu'une lame de verre d'inclinaison variable (autour d'un axe situé dans le plan de la figure) permet par réflexion de créer dans ce bras des pertes supplémentaires et donc d'équilibrer totalement ou partiellement l'absorption des atomes à résonance.

Le faisceau défléchi par l'interféromètre est filtré par un ensemble constitué d'une lentille ($f = 200$ mm) et d'un trou de filtrage ($\varnothing = 100 \mu\text{m}$). Il traverse ensuite l'analyseur linéaire P' , orienté à 45° du plan de la figure, avant d'être reçu par un photomultiplicateur. Le signal délivré par ce dernier est démodulé à la fréquence $\Omega/2\pi$ par une détection synchrone.

De façon à opérer au minimum de transmission de l'interféromètre, il s'est avéré utile d'asservir la différence de marche entre les deux bras : on s'affranchit ainsi des variations de chemin optique résultant des dérives d'origine thermique et des fluctuations

de la densité de l'air sur le trajet des faisceaux. A cet effet, le miroir M_1 est monté sur une cale piézo-électrique dont la tension est modulée à 3,5 kHz. Le signal d'erreur délivré à cette fréquence par le photomultiplicateur de détection permet alors, après démodulation et intégration, de piloter la tension de la cale de façon à stabiliser la différence de marche (la phase de l'asservissement peut être choisie de façon à ajuster cette différence de marche soit au minimum soit au maximum de transmission de l'interféromètre). La bande passante de cet asservissement est suffisamment faible pour que le signal physique étudié, modulé à 16 kHz, ne soit pas affecté par l'asservissement.

2.2 RÉSULTATS. — Nous avons enregistré différents signaux de rotation Faraday sur le faisceau défléchi par l'interféromètre de Michelson, pour différentes valeurs de T_2 , c'est-à-dire pour différentes inclinaisons de la lame de verre placée dans le deuxième bras.

Avant chaque enregistrement, le réglage optique de l'interféromètre est optimisé en agissant sur l'inclinaison du miroir M_1 . Lorsque l'interféromètre est à l'accord $\varphi = \pi \pmod{2\pi}$ le meilleur réglage de ce miroir est obtenu lorsque l'intensité du faisceau défléchi est minimale; on note alors I_{\min} l'intensité reçue par le photomultiplicateur. L'intensité reçue par le photomultiplicateur lorsque $\varphi = 0 \pmod{2\pi}$ est notée I_{\max} .

Le signal de rotation Faraday obtenu pour une valeur donnée de l'intensité transmise à résonance peut être comparé au signal obtenu dans les mêmes conditions en plaçant un écran opaque dans le bras SM_2 , c'est-à-dire en supprimant tout effet d'interférence. Le « rapport d'amplification » est le rapport entre les amplitudes relatives (ramenées à l'intensité transmise) de ces deux signaux.

La figure 4 donne un exemple d'enregistrements obtenus quand on balaie la fréquence du laser autour de celle de la transition atomique. Les signaux en présence et en l'absence d'effets d'interférence, respectivement courbes (a) et (b), ont des profils comparables. Nous ne discuterons pas ici en détail la forme de ces profils, qui importe peu pour la présente discussion et serait calculable en utilisant la théorie développée dans la référence [7], nous contentant d'une discussion qualitative. Chaque profil est constitué de deux composantes d'importances différentes qu'on peut associer respectivement aux deux isotopes ^{20}Ne (91 %) et ^{22}Ne (9 %) présents dans la cellule. Pour chaque isotope, le signal est la somme de deux contributions de largeurs différentes et ayant chacune une allure de dispersion; elles correspondent respectivement à l'aller et au retour du faisceau sonde dans la cellule :

— la courbe large est le signal associé à l'orientation des atomes créée par le faisceau de pompage et détectée par le faisceau sonde le long du trajet SM_1

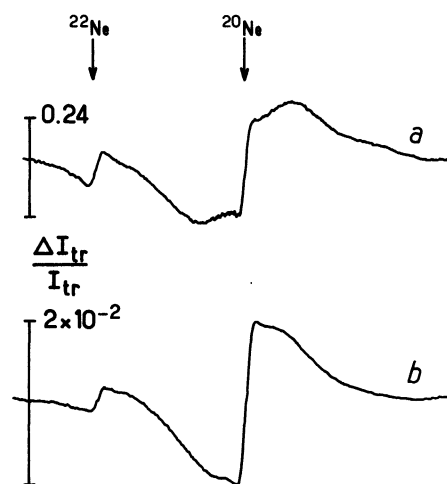


Fig. 4. — Signaux de rotation Faraday obtenus quand on balaie la fréquence du laser autour de $\lambda = 640,2 \text{ nm}$: (a) en présence d'effet d'interférence entre les faisceaux ayant suivi les trajets SM_1S et SM_2S ; (b) quand le miroir M_2 est caché par un écran opaque. Deux fréquences de résonance atomique sont visibles, correspondant respectivement aux deux isotopes ^{20}Ne et ^{22}Ne (l'écart isotopique est de 1,6 GHz).

Dans le cas (a), la variation relative du signal optique est 12 fois plus grande (augmentation de la rotation Faraday due à l'interféromètre) que dans le cas (b).

[Faraday rotation signals obtained as a function of the laser frequency, which is swept around the $\lambda = 640.2 \text{ nm}$ neon resonance line : (a) when both optical paths SM_1S and SM_2S of the Michelson device interfere; (b) when an opaque screen is placed in front of M_2 , so that the interference no longer occurs. The two atomic resonances which are visible in the figure correspond to the two isotopes ^{20}Ne and ^{22}Ne (isotope shift 1.6 GHz).

In case (a), the relative changes of the optical signal are 12 times larger than in case (b) (increase of the Faraday rotation due to the interferometer.)]

(faisceaux se propageant dans des directions proches et ne donnant pas lieu à des signaux sans effet Doppler);

— la courbe étroite est le signal détecté par le faisceau sonde le long du trajet M_1S ; cette courbe aurait théoriquement une largeur égale à la largeur naturelle de la transition (8 MHz) si le faisceau de pompage et le faisceau étaient vraiment colinéaires; en fait, la largeur obtenue ici est plus grande car les deux faisceaux font entre eux un angle de 15° environ.

Les profils des signaux représentés en (a) et en (b) ne sont cependant pas rigoureusement identiques. Ceci provient du fait que, dans le cas (b), l'intensité totale transmise varie peu en valeur relative au cours d'un enregistrement, contrairement au cas (a) où cette intensité varie beaucoup en valeur relative :

— dans le cas (b), un aller et retour du faisceau sonde dans la cellule s'accompagne d'une diminution de 30 % de l'intensité de celui-ci due à l'absorption par les atomes;

— dans le cas (a) au contraire, la transmission T_2 du deuxième bras compense presque exactement la transmission de la cellule à résonance et l'intensité défléchie par l'interféromètre varie rapidement en valeur relative autour de cette résonance : cette intensité est environ 10 fois plus faible au centre de la résonance qu'en l'absence d'absorption atomique. Il en résulte une distorsion du profil du signal obtenu qui se traduit par une augmentation du poids relatif du signal large. Notons que pour la même raison, le signal dû à l'isotope ^{22}Ne est favorisé par rapport à celui de l'isotope ^{20}Ne (1).

On peut comparer les amplitudes des signaux obtenus dans les deux situations. Sans effet d'interférence [signal (b)], le signal correspond à une modification relative de l'intensité transmise $\Delta I_{tr}/I_{tr} = 2 \times 10^{-2}$ mesurée sur un signal continu d'environ 15 mV. En présence d'effet d'interférence [signal (a)], la modification relative de l'intensité transmise est de 0,24; elle est mesurée maintenant sur un signal continu beaucoup plus faible (90 μV dans le cas représenté). La rotation Faraday a donc ici été multipliée par un facteur 12; des facteurs multiplicatifs allant jusqu'à 30 ont été observés expérimentalement avec ce dispositif.

Nous avons cherché à comparer les facteurs multiplicatifs obtenus avec ceux que l'on peut déduire du calcul théorique présenté en 1.2. La formule (13) donne l'amplitude des signaux dans le cas (a) et dans le cas (b) ($T_2 = 0$). Le facteur multiplicatif théorique est égal au rapport $T_1/(T_1 - T_2)$ qui n'est autre que $(I_{\max}/I_{\min})^{1/2}/2$. Il est donc possible, par une mesure du taux d'extinction de l'interféromètre, de prévoir *a priori* l'amplification obtenue. Pour cela on mesure les valeurs des deux intensités I_{\max} et I_{\min} . Si la valeur de I_{\max} peut être déduite directement du signal délivré par le photomultiplicateur pour $\varphi = 0 \pmod{2\pi}$, nous avons observé que la valeur de ce signal obtenue pour $\varphi = \pi \pmod{2\pi}$ ne donne pas directement I_{\min} . En effet, pour des taux I_{\max}/I_{\min} de 10^3 à 10^4 , la moindre source de lumière parasite, telle que la diffusion

des faisceaux sur les différentes pièces d'optique, est susceptible de fausser totalement la mesure de I_{\min} . Nous avons donc choisi de prendre comme zéro d'intensité le minimum d'intensité obtenu à l'accord lorsque les transmissions T_1 et T_2 dans les deux bras sont rigoureusement égales, en admettant donc que le signal vu par le photomultiplicateur dans ces conditions est un signal parasite. En pratique, on ajuste finement le niveau de la décharge dans la cellule de façon à rendre égales ces deux absorptions ($T_1 = T_2$); on baisse ensuite le niveau de la décharge de façon à déséquilibrer l'interféromètre ($T_1 > T_2$) et à rétablir une intensité transmise dont la valeur est I_{\min} . En opérant de cette façon, c'est-à-dire en ne tenant pas compte de la lumière parasite dont l'intensité est du même ordre de grandeur que I_{\min} , nous avons pour chaque enregistrement observé un bon accord entre le facteur multiplicatif expérimental (compris entre 5 et 30) et le facteur théorique déduit de la valeur de I_{\max}/I_{\min} . Dans le cas représenté sur la figure 4, un facteur multiplicatif de 12 a été obtenu pour un taux d'extinction I_{\max}/I_{\min} de 650 environ.

Si la rotation Faraday obtenue dans ces expériences est effectivement amplifiée, comme le prévoit la théorie, le rapport signal sur bruit n'est cependant pas amélioré : ce rapport est moins grand sur la courbe (a) de la figure 4 que sur la courbe (b). Ce résultat indique que le bruit observé en présence d'effet d'interférence n'est pas dû aux fluctuations d'intensité du laser. Etant données les conditions expérimentales dans lesquelles nous avons opéré, nous interprétons ce bruit comme un effet des fluctuations parasites de chemin optique ou de transmission dans les deux bras de l'interféromètre, fluctuations dues par exemple à des poussières ou à des vibrations acoustiques, qui ne peuvent être compensées par l'asservissement de la différence de marche L . On pourrait si nécessaire éliminer de telles sources de bruit en plaçant l'interféromètre dans une enceinte étanche et isolée phoniquement. Nous n'avons pas réalisé cette amélioration car l'objet de nos expériences était la mise en évidence d'une amplification de la rotation Faraday par un interféromètre de Michelson au voisinage de l'accord, plutôt qu'une étude du rapport signal sur bruit que donnerait cette méthode dans des conditions optimales.

(1) On aurait pu s'affranchir de ces effets en plaçant des cellules semblables dans chacun des bras de l'interféromètre, seule l'une d'entre elles étant soumise au pompage optique.

Bibliographie

- | | |
|--|--|
| [1] HERRIOTT, D., KOGELNIK, H. et KOMPFFNER, R., <i>Appl. Opt.</i> 3 (1964) 523. | <i>tures on Physics</i> , Chap. I-31 (Addison-Wesley) 1964. |
| [2] DOYLE, W. M. et WHITE, M. B., <i>J. Opt. Soc. Am.</i> 55 (1965) 1221. | [5] PINARD, M., AMINOFF, C. G. et LALOË, F., <i>Phys. Rev. A</i> 19 (1979) 2366. |
| [3] BORN, M. et WOLF, E., <i>Principles of optics</i> , Chap. VII, (Pergamon Press) 1959. | [6] PINARD, M., AMINOFF, C. G. et LALOË, F., <i>Appl. Phys.</i> 15 (1978) 371. |
| [4] FEYNMAN, R. P., LEIGHTON, R. B. et SANDS, M., <i>Lectures on Physics</i> , Chap. I-31 (Addison-Wesley) 1964. | [7] AMINOFF, C. G. et PINARD, M., <i>J. Physique</i> 43 (1982) 263. |