

CONCOURS GENERAL DES LYCEES

SESSION DE 2004

COMPOSITION DE SCIENCES – PHYSIQUES

(Classe de terminale S)

Durée : 5 heures

*Calculatrice autorisée***LE LASER**

Ce problème est composé de deux parties indépendantes. Une lecture attentive est nécessaire afin d'effectuer une bonne synthèse des données fournies dans l'énoncé.

La longueur de l'épreuve ne doit pas dérouter le candidat. (20 pages de texte)

La diversité des questions posées doit lui permettre, au contraire, de tirer le meilleur profit de ses connaissances et de sa capacité d'analyse.

Si un résultat donné par l'énoncé est non démontré, il peut néanmoins être admis pour les questions suivantes.

Si au cours de l'épreuve, un candidat repère ce qui lui semble être une erreur d'énoncé, il le signale sur sa copie et poursuit sa composition en indiquant les raisons des initiatives qu'il est amené à prendre.

La plus grande importance sera donnée à la qualité de la rédaction et de la présentation des résultats obtenus. Il est rappelé qu'une application numérique sans unité est sans valeur.

PROBLEME DE SCIENCES PHYSIQUES

Présentation de l'épreuve.

Cette épreuve s'articule autour de quelques applications simples des lasers. Les domaines abordés sont principalement ceux de la télémétrie, qui concerne la mesure des distances, de la vélocimétrie, qui consiste à mesurer des vitesses et de l'analyse chimique de quelques composants atmosphériques.

Le devoir comprend deux grandes parties.

Au cours de la première partie sont présentées quelques applications utilisant les caractéristiques spécifiques du laser. Bien que ne couvrant qu'un faible éventail de l'emploi des lasers dans le monde d'aujourd'hui, elles illustrent bien, à elles seules, toutes les potentialités de cet instrument.

Dans la deuxième partie sont étudiées certaines caractéristiques des sources laser ainsi que quelques-uns des instruments utilisés dans les applications abordées préalablement. Dans chaque cas, il s'agit de mettre l'accent sur les phénomènes physiques sous-jacents, en évitant toute dérivation calculatoire.

DONNEES PRELIMINAIRES :

- La célérité de la lumière : $c = 2,998.10^8 \text{ m.s}^{-1}$.
- La charge élémentaire : $e = 1,602.10^{-19} \text{ C}$.
- La masse d'un électron : $m = 9,109.10^{-31} \text{ kg}$.
- 1 électronvolt = $1 \text{ eV} = 1,602.10^{-19} \text{ J}$.
- Approximations : quand $|\varepsilon| \ll 1$, $\frac{1}{1+\varepsilon} \approx 1 - \varepsilon$, pour toute valeur de ε réel.
quand $|\theta| \ll 1 \text{ rad}$, $\sin \theta \approx \theta$, $\tan \theta \approx \theta$, $\cos \theta \approx 1$, θ en radians.
- L'équation $\frac{d}{dx}(f(x)) = a f(x)$ où a est un réel, s'intègre en :
 $f(x) = A \exp(ax)$ où A est une constante d'intégration.
- Lorsqu'on réalise une symétrie vectorielle par rapport à un plan, on réalise une inversion de signe de la coordonnée du vecteur orthogonale à ce plan, les autres coordonnées restant inchangées.
- On rappelle les formules trigonométriques : $\cos(p) + \cos(q) = 2 \cos\left(\frac{p+q}{2}\right) \cos\left(\frac{p-q}{2}\right)$.
 $\cos(p) \cos(q) = \frac{1}{2} [\cos(p+q) + \cos(p-q)]$.

Avertissement :

Les indices de réfraction des milieux considérés sont tous pris égaux à 1.
Hormis quelques résultats sur la diffraction des ondes lumineuses, aucune compétence particulière d'optique ondulatoire n'est requise dans la résolution de cette épreuve.
La pulsation ω des phénomènes périodiques est reliée à la fréquence f par la relation : $\omega = 2\pi f$.

On admettra quelques-unes des caractéristiques essentielles des lasers.

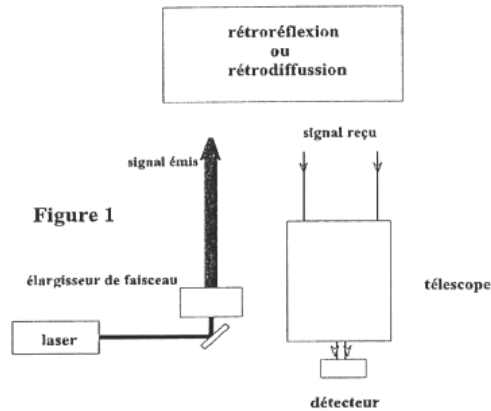
- Le laser est constitué d'un milieu amplificateur de lumière placé dans une cavité aux parois réfléchissantes. Les nombreux allers et retours des ondes lumineuses lui confèrent la capacité d'émettre un rayonnement quasi monochromatique, ne contenant pratiquement qu'une fréquence. Cette propriété permet de modéliser l'onde lumineuse laser par une onde progressive sinusoïdale. La valeur de cette longueur d'onde peut être adaptée à l'application étudiée.
- Le faisceau laser possède une grande directivité ce qui signifie que le faisceau lumineux est pratiquement cylindrique. (en réalité la lumière est émise à l'intérieur d'un cône d'angle au sommet très faible).
- Le fonctionnement du dispositif peut se faire aussi bien en régime continu que par émission d'impulsions lumineuses.

PARTIE A.

Préliminaires : le LIDAR.

Le nom LIDAR est l'acronyme de « Light Detection and Ranging ». Plusieurs applications étudiées dans cette première partie font appel à lui. Cet appareil global comprend en réalité plusieurs instruments (figure 1) :

- ◆ Un **laser** à impulsions de forte puissance qui émet, de manière très directive, soit vers des miroirs rétro réfléchissants, (réflexion de la lumière vers l'arrière), soit vers des zones susceptibles d'émettre un signal rétrodiffusé. (réflexion par diffusion naturelle de la lumière vers l'arrière).
- ◆ Un télescope muni d'un **détecteur** chargé de récupérer le signal réfléchi (ou rétrodiffusé). Il ne sera fait appel à aucune connaissance concernant les propriétés optiques du télescope.



I : Applications du lidar en télémétrie.

1- Tests d'efforts sur le pont de Normandie.

Le pont de Normandie a bénéficié très récemment d'une technique de télémétrie laser par station mobile (voir photographie suivante) afin de déterminer les déformations de son tablier sous l'effet de contraintes. Le pont de Normandie mesure 2141 m de long et relie les villes de Honfleur et du Havre au-dessus de l'estuaire de la Seine. Avec une travée centrale de 856 m, il détient le record du monde de portée libre des ponts à haubans.



Le pont à haubans est un pont suspendu dont le tablier T est soutenu par de gros câbles d'acier tendus sur des pylônes placés aux extrémités.

Pour mesurer avec précision les déformations du tablier soumis à différentes contraintes, on émet une impulsion laser à partir du lidar mobile solidaire de T placé au point M comme cela est indiqué sur la figure suivante. Le système optique est pointé en direction de miroirs réflecteurs appelés « coins de cube » fixés sur la paroi extérieure d'un satellite parfaitement géostationnaire \mathcal{S} , situé au-dessus de l'Océan Atlantique.

Ces miroirs renvoient la lumière qu'ils reçoivent vers l'émetteur muni, au point M , d'un détecteur d'impulsions. La mesure de l'intervalle de temps t écoulé entre l'émission et la réception du signal en M , permet de déterminer la longueur du trajet optique correspondant, parcouru par les rayons lumineux à la vitesse c , fournie dans les préliminaires.

Localement, l'espace est rapporté, en coordonnées cartésiennes, à un repère orthonormé direct $(O'x', O'y', O'z')$ lié à un référentiel terrestre. Le plan contenant les axes $O'x'$ et $O'y'$ est confondu avec la surface du tablier non déformé. O' est au centre du tablier non déformé.

Lorsque le pont est au repos et qu'il n'est soumis à aucune contrainte, T est donc horizontal, le point M appartenant à l'axe $O'z'$. (la plus grande dimension du pont est parallèle à l'axe $O'y'$).

On admet que le satellite \mathcal{S} est dans le plan $x'O'z'$. Il s'agit d'un cas d'école compte tenu de l'orientation réelle du pont. L'angle $\alpha = (\mathbf{O'z'}, \mathbf{O'S})$, appelé « distance azimutale » vaut $\alpha = 56^\circ$ (figure 2).

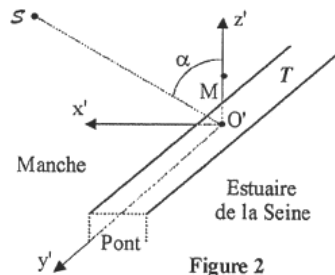


Figure 2

I-1-1- Le pont ne porte aucune charge sur T . Le temps mis par la lumière pour effectuer l'aller-retour entre M et \mathcal{S} est $t_0 = 0,246$ s.

Calculer la distance D séparant \mathcal{S} et M .

I-1-2- Le pont est soumis successivement à différentes contraintes au cours desquelles on effectue des mesures de t , que l'on compare à la durée de référence t_0 .

a- T est chargé de camions en vue d'évaluer sa déformation verticale : M se déplace sur l'axe $O'z'$, jusqu'au point M_v . On note t_v la valeur prise par t .

On donne : $t_v - t_0 = 5,8 \cdot 10^{-9}$ s ; montrer que $\overline{MM}_v \approx -\frac{(t_v - t_0)c}{2 \cos \alpha}$. Calculer \overline{MM}_v numériquement.

b- T est débarrassé de son fardeau. Pour tester la résistance du pont à une déformation latérale que peut provoquer une tempête, un remorqueur de haute mer est amarré au tablier, aux environs du point M . Le bateau, équipé de puissants moteurs, exerce une traction (force dont l'intensité est estimée à 10^6 N). M se déplace, parallèlement à l'axe $O'x'$, jusqu'au point M_L . On note t_L la valeur prise par t .

On donne : $t_L - t_0 = -1,7 \cdot 10^{-9}$ s ; calculer \overline{MM}_L .

c- On admet généralement que la précision sur la mesure de t équivaut à la durée de l'impulsion laser τ . ($\tau = 50$ ps = $50 \cdot 10^{-12}$ s). L'incertitude sur $|t_v - t_0|$ vaut alors 2τ .

Quelle est ainsi l'incertitude sur la mesure de la valeur absolue de \overline{MM}_v , notée $\delta|\overline{MM}_v|$?

Que vaut la précision relative $\frac{\delta|\overline{MM}_v|}{|\overline{MM}_v|}$ sur la détermination du déplacement vertical ? Conclusion.

I-1-3- Les rayons lumineux, de longueur d'onde $\lambda_0 = 532 \text{ nm}$, issus du système lidar sont émis dans un cône de demi angle au sommet $\beta = 2.10^{-5} \text{ rad}$.

On souhaite évaluer un aspect énergétique de cette expérience de télémétrie.

A chaque impulsion émise, une énergie lumineuse \mathcal{E}_i , uniformément répartie dans le cône de demi angle au sommet β , est envoyée par l'émetteur vers \mathcal{E} distant de D du lidar.

On considère la réflexion sur un « coin de cube » \mathcal{C} , de surface apparente σ . (il s'agit de la surface de \mathcal{C} telle qu'elle est vue par un rayon provenant du lidar). Le « miroir » se comporte comme une ouverture diffractante plane, éclairée sous incidence normale et il réfléchit totalement l'énergie \mathcal{E}' qu'il reçoit.

On considère que cette énergie lumineuse, réfléchie à une distance D, se répartit, par diffraction, à l'intérieur d'une tache centrale carrée de côté $2 \frac{\lambda_0 D}{\sqrt{\sigma}}$.

Ainsi, après l'émission d'une impulsion d'énergie \mathcal{E}_i , une énergie \mathcal{E}_r est recueillie, en retour, par le détecteur du lidar dont l'ouverture collectrice de lumière a un diamètre $\Phi_0 = 0,5 \text{ m}$.

On néglige les pertes à la réflexion ainsi que l'influence de l'atmosphère et on admet, dans la suite de ces questions, que la totalité de la lumière diffractée est uniformément répartie dans la tache centrale de diffraction, supposée beaucoup plus grande que la surface de l'ouverture du détecteur.

a- Calculer l'aire de la surface éclairée par le faisceau émis par le lidar à une distance D de celui-ci. En déduire le rapport $\mathcal{E}'/\mathcal{E}_i$.

b- Calculer le rapport $\mathcal{E}_r/\mathcal{E}'$.

Exprimer enfin $\chi = \mathcal{E}_r/\mathcal{E}_i$ en fonction de Φ_0 , σ , λ_0 , D et β .

c- Un photon correspond, selon un modèle corpusculaire de la lumière, à une quantité énergétique élémentaire dont la valeur dépend de la longueur d'onde du rayonnement. Ici, à la longueur d'onde utilisée, cette énergie vaut $3,73.10^{-19} \text{ J}$.

On donne : $\sigma = 1 \text{ cm}^2$. Calculer l'énergie minimale \mathcal{E}_i d'une impulsion nécessaire pour détecter, en retour, un photon.

I-1-4- Si le rétro réflecteur est composé en réalité d'une mosaïque carrée de n « coins de cube », par quel facteur est multipliée l'énergie reçue \mathcal{E}' par les miroirs et donc celle reçue par le détecteur \mathcal{E}_r ?

Lors de ce processus, on suppose que la surface des miroirs est équivalente à un seul miroir diffractant de surface n fois plus grande que celle de chaque « coin de cube » dont elle est constituée.

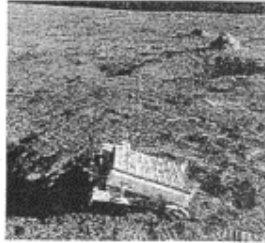
2- Mesure de la distance Terre-Lune.

Mesurer la distance Terre-Lune nécessite un dispositif lidar plus puissant que la station mobile précédemment utilisée. Certaines stations comme l'observatoire de la Côte d'Azur sont équipées pour cette mesure. (Station CALERN).

Pour mesurer la distance Terre-Lune, le rayon laser est dirigé vers des panneaux de rétro réflecteurs posés sur la Lune. Les premiers de ces réflecteurs ont été placés sur le sol lunaire dès les premières missions Apollo en 1969. (voir l'image ci-après)

Afin de coder les signaux émis, le laboratoire utilise une séquence bien précise. Les impulsions lumineuses sont envoyées par trois à des intervalles de temps de 1,65 ns entre la première et la deuxième et de 2,50 ns entre la deuxième et la troisième impulsion.

Cela permet, à la réception, de distinguer les signaux qui ont réellement parcouru un aller-retour Terre-Lune de certains signaux détectés de manière accidentelle.



I-2-1- Les différents rayons lumineux émis par le laser sont supposés uniformément répartis dans un cône de demi angle au sommet $\beta = 2.10^{-5}$ rad. Le faisceau renvoyé par la lune présente un élargissement dû à la diffraction identique à celui mentionné à la question (I-1-3-).

Estimer, pour une réflexion sur un miroir « coin de cube », la fraction de l'énergie lumineuse, émise depuis la Terre, qui est récupérée à son retour par le détecteur. On néglige à nouveau les effets dus à l'atmosphère.

On donne :

La surface apparente d'un « coin cube », $\sigma = 1 \text{ cm}^2$, la surface du détecteur, $\sigma' = 1,8 \text{ m}^2$, la longueur d'onde de la lumière laser utilisée $\lambda_0 = 532 \text{ nm}$ et l'ordre de grandeur de la distance Terre-Lune, $D_{T-L} = 3,9.10^5 \text{ km}$.

I-2-2- Le laser émet, à chaque impulsion, une énergie lumineuse de $E = 0,3 \text{ J}$. Quel est le nombre moyen de photons arrivant sur le détecteur à chaque impulsion après un aller-retour Terre-Lune ? On rappelle que les photons correspondent, à cette longueur d'onde, à une particule lumineuse d'énergie $3,73.10^{19} \text{ J}$.

Dans la réalité, le réflecteur posé sur la Lune peut comporter une centaine de « coins de cube ». Reprendre, dans ce cas, la valeur du nombre de photons calculée précédemment.

I-2-3- Une expérience donne une valeur du temps t nécessaire aux photons pour effectuer un aller-retour de 2,584 s

(tous les chiffres significatifs n'ont pas été reportés)

Calculer ainsi plus précisément la distance Terre-Lune D_{T-L} .

I-2-4- Actuellement, la station CALERN peut mesurer le temps t avec une précision de 10 ps.

a- En déduire l'erreur absolue sur la mesure de D_{T-L} , notée δD_{T-L} . Calculer également l'incertitude relative

$$\frac{\delta D_{T-L}}{D_{T-L}}$$

b- Que dire donc du nombre de chiffres significatifs de la valeur numérique donnée à la question précédente ?

I-2-5- Pour accéder à de telles précisions, de nombreux paramètres doivent être parfaitement maîtrisés. Parmi eux, la mesure du temps est une donnée fondamentale.

a- Quel est, selon vous, l'instrument qui permet à l'observatoire de faire une mesure très précise du temps ?

b- De plus, dans les questions précédentes, il a été mentionné que l'on faisait abstraction du rôle joué par l'atmosphère dans les différentes mesures. Quelles peuvent être les erreurs introduites par l'atmosphère ?

(Les astronomes sont amenés, en réalité, à procéder à une trentaine de corrections sur la mesure brute obtenue pour t afin de pallier à toutes les causes d'erreurs).

II : Analyse de l'eau et du diazote atmosphérique.

On examine à présent une application du lidar exploitant la réflexion vers l'arrière de la lumière laser par des molécules atmosphériques. (rétrodiffusion).

L'exemple choisi ici concerne la rétrodiffusion sur des molécules d'eau et de diazote.

En tant que gaz à effet de serre, l'eau présente un intérêt particulier pour l'étude du climat. Un programme européen récent de surveillance des paramètres climatiques inclut une mesure de la teneur en vapeur d'eau des

huit premiers kilomètres de l'atmosphère. Cette mesure, couplée à une évaluation du profil selon l'altitude de la teneur en diazote, est réalisée notamment à la station alpine suisse de Jungfrauroch.

Principal constituant gazeux de l'atmosphère, le diazote est essentiel à la détermination de certains paramètres thermodynamiques de celle-ci.

1-Introduction.

II-1-1- Ecrire les schémas de Lewis des molécules de diazote et d'eau.

II-1-2- Préciser la géométrie de la molécule d'eau.

II-1-3- Enoncer la règle de l'octet. Quels éléments obéissent-ils bien à cette règle ? Dans les molécules d'eau et de diazote, la règle de l'octet est-elle vérifiée pour tous les constituants ?

2-Utilisation du lidar.

II-2-1- L'impulsion du laser a une durée égale à τ . Si on considère deux molécules rétrodiffusant la lumière entre deux altitudes différentes, les échos renvoyés par ces molécules sont séparés si la fin du signal renvoyé par la molécule la plus proche du détecteur arrive avant le début de l'écho dû à la molécule plus éloignée.

Quelle est donc la valeur maximale de τ qui permet une résolution en altitude du lidar de 30 m ?

II-2-2- Lors de sa progression verticale dans l'atmosphère, l'intensité lumineuse du faisceau laser suit l'équation :

$$\frac{d}{dz}(I(z)) = -n(A)s(A, \lambda)I(z)$$

- ♦ $n(A)$ est le nombre de moles du constituant A par unité de volume.
- ♦ $s(A, \lambda)$ est appelée « section efficace » d'absorption de l'espèce A pour la longueur d'onde λ ; $s(A, \lambda)$ s'exprime en $\text{m}^2 \cdot \text{mol}^{-1}$. Cette fonction présente un maximum très prononcé pour une ou plusieurs valeurs de λ connues pour chaque constituant atmosphérique. C'est ainsi que, en travaillant avec un laser dont la longueur d'onde vaut précisément une des valeurs caractéristiques précédentes, on peut s'assurer que l'intensité du laser subit une variation essentiellement dominée par l'espèce A.

a- Montrer qu'entre deux altitudes z_1 et z_2 relativement proches, on obtient :

$$\ln \left(\frac{I(z_2)}{I(z_1)} \right) = -n(A)s(A, \lambda)(z_2 - z_1)$$

b- Pourquoi est-il important de travailler entre deux altitudes suffisamment proches ?

II-2-3- Les caractéristiques moléculaires de l'eau et du diazote font que $s(\text{H}_2\text{O})$ passe par un pic pour $\lambda = 2730 \text{ nm}$ et que $s(\text{N}_2)$ passe par un maximum à $\lambda = 4290 \text{ nm}$ (résonances de certaines vibrations des molécules).

Dans quel domaine spectral se situent ces longueurs d'onde ?

3- exploitation d'une expérience.

Afin de sonder des altitudes différentes, on choisit d'analyser les échos reçus à des instants précis dont on fait varier l'écart à l'aide d'un détecteur muni d'un obturateur.

II-3-1- Etude à 2730 nm.

a- Une impulsion lumineuse est émise dans l'atmosphère à la verticale de la station à un instant choisi comme origine des temps. Des photons sont notamment reçus aux instants $t_1 = 3,36 \mu\text{s}$ et $t_2 = 3,67 \mu\text{s}$. Ces derniers proviennent de la diffusion de molécules d'eau à deux altitudes respectivement notées z_1 et z_2 . Calculer ces altitudes.

b- En mesurant les intensités des signaux reçus à ces instants, on accède au rapport $\frac{I(z_2)}{I(z_1)}$ qui vaut 0,994.

Calculer $n(\text{H}_2\text{O})$ en $\text{mol} \cdot \text{m}^{-3}$, ce qui constitue ainsi une estimation de la concentration moyenne en vapeur d'eau entre les altitudes z_1 et z_2 au moment de l'expérience.

On donne : $s(\text{H}_2\text{O}) = 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{mol}^{-1}$.

II-3-2- Etude à 4290 nm.

Pour les mêmes valeurs de t_1 et t_2 , le rapport $\frac{I(z_2)}{I(z_1)}$ vaut à présent 0,425.

En déduire $n(\text{N}_2)$ aux altitudes envisagées.

On donne : $s(\text{N}_2) = 6 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{mol}^{-1}$.

En analysant des données entre d'autres instants, on parvient peu à peu à dresser un bilan vertical de la concentration de ces espèces jusqu'à des altitudes de 8 km.

Afin de suivre dans le temps l'évolution de ces concentrations, l'expérience est répétée à plusieurs reprises pendant toute la durée du projet.

III : Vélocimétrie laser.

Parmi ses nombreuses applications possibles, le laser peut être utilisé dans la mesure des vitesses.

Les sous-parties ci-dessous sont largement indépendantes ; le candidat peut les aborder dans l'ordre souhaité. Il est toutefois demandé au candidat de lire attentivement les commentaires ci-après qui concernent des caractéristiques expérimentales importantes utilisées dans ces divers exemples.

Le point crucial de ces expériences réside dans l'acquisition, par un détecteur, d'un éclaircissement lumineux, caractéristique du phénomène physique mis en jeu.

Cet éclaircissement (ou intensité lumineuse) s'obtient à partir du carré de l'amplitude $A(M, t)$ de l'onde lumineuse.

En pratique, il est indispensable de tenir compte du temps de réponse minimal du détecteur τ_d , encore appelé temps d'intégration du détecteur.

Cet éclaircissement se définit donc à partir du carré de l'amplitude lumineuse moyenné sur le temps d'intégration τ_d du détecteur :

$$\mathcal{E}(M) = 2 \left\langle A^2(M, t) \right\rangle_{\tau_d}, \text{ où la notation entre « crochets » désigne une moyenne temporelle sur } \tau_d.$$

Le détecteur utilisé, a un temps de réponse de quelques nanosecondes.

Dans le cas où le signal lumineux enregistré, périodique de période T , est tel que $T \gg \tau_d$, il n'est pas nécessaire de faire appel au calcul de la moyenne et le signal est suivi « instantanément » par le détecteur.

Dans le cas contraire, $T \ll \tau_d$, le détecteur n'enregistre effectivement que la moyenne du signal reçu.

On donne les résultats, si $\tau_d \gg T$:

$$\diamond \left\langle A_0^2 \cos^2 \left(\frac{2\pi t}{T} + \phi \right) \right\rangle_{\tau_d} = \frac{A_0^2}{2},$$

$$\diamond \left\langle A_0 \cos \left(\frac{2\pi t}{T} + \phi \right) \right\rangle_{\tau_d} = 0, \text{ pour toute valeur des réels } A_0 \text{ et } \phi \text{ indépendants du temps.}$$

Dans la sous-partie 1-, cet éclaircissement apparaît sous la forme de franges d'interférences.

Ce terme désigne un type d'éclaircissement obtenu par superposition de faisceaux lumineux correctement préparés. Il se présente sous la forme d'une alternance régulière de zones sombres et brillantes.

1- Vélocimétrie laser linéaire par clignotement.

La vélocimétrie laser linéaire par clignotement est une technique optique de mesure de vitesses d'écoulements de fluides. Cette méthode, qui ne modifie pas l'écoulement étudié, repose sur la génération au sein du fluide de franges d'interférences, obtenues par recouvrement de deux faisceaux lasers.

Quelques particules solides réfléchissantes ensemencent l'écoulement. Entraînées par le fluide, elles émettent un clignotement lumineux qui est enregistré, lorsqu'elles passent dans la zone des franges sombres et brillantes.

De la fréquence de ce clignotement, on peut en déduire la vitesse de ces particules donc, de celle de l'écoulement.

III-1-1- Réalisation d'interférences.

On considère deux ondes lumineuses progressives sinusoïdales produites par des lasers. On montre qu'il est nécessaire, afin d'obtenir des interférences, que ces ondes aient exactement les mêmes fréquences et certaines caractéristiques de phase identiques.

Ces conditions extrêmement exigeantes font qu'il est quasiment impossible d'obtenir ce phénomène avec deux sources lumineuses différentes. Pour cette raison, on procède la plupart du temps par « division » d'une onde lumineuse primaire en deux ondes lumineuses secondaires de mêmes caractéristiques intrinsèques.

De plus, le dispositif à « division » considéré ici est parfaitement symétrique en ce sens qu'il sépare l'énergie qu'il reçoit en deux parties strictement égales. Le schéma général du dispositif est présenté en figure 3.

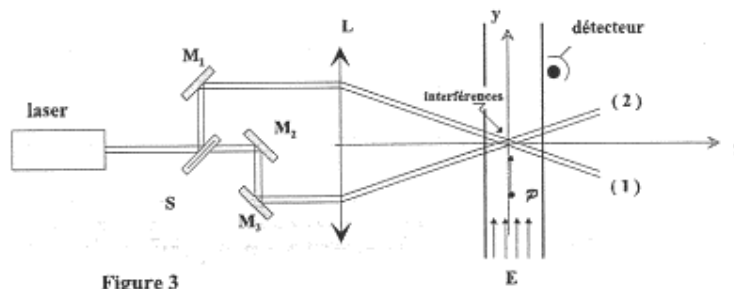
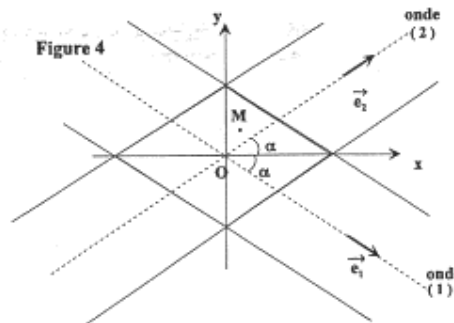


Figure 3

- ◆ M_1, M_2, M_3 sont des miroirs ; S est une lame semi-transparente qui réalise la « division ». La moitié du faisceau incident passe à travers cette lame tandis que l'autre moitié s'y réfléchit.
- ◆ L est une lentille convergente.
- ◆ E désigne l'écoulement ; P est un traceur de l'écoulement c'est-à-dire une particule injectée.
- ◆ Le détecteur, dont le temps de réponse est τ_d , enregistre le clignotement.

La zone des franges correspond au lieu de recouvrement des faisceaux (1) et (2). Celle-ci est schématisée plus précisément en figure 4.



Les amplitudes lumineuses des faisceaux se recouvrant sont respectivement :

$$A_1(M, t) = A_0 \cos\left(\omega_e t - \frac{2\pi}{\lambda_e} \vec{e}_1 \cdot \vec{OM}\right) \text{ pour l'onde (1) et } A_2(M, t) = A_0 \cos\left(\omega_e t - \frac{2\pi}{\lambda_e} \vec{e}_2 \cdot \vec{OM}\right) \text{ pour l'onde (2).}$$

ω_e et λ_e correspondant aux pulsation et longueur d'onde de ces ondes lumineuses et \vec{e}_1, \vec{e}_2 désignant des vecteurs unitaires qui donnent le sens de propagation de chacun des faisceaux.

a- Quelle est la relation entre ω_e et λ_e ?

b- Montrer que l'amplitude lumineuse résultant de la superposition des deux ondes vaut, dans la zone de recouvrement :

$$A(M, t) = 2A_0 \cos\left(\omega_e t - \frac{\pi}{\lambda_e} (\vec{e}_2 + \vec{e}_1) \cdot \vec{OM}\right) \cos\left(\frac{\pi}{\lambda_e} (\vec{e}_2 - \vec{e}_1) \cdot \vec{OM}\right).$$

III-1-2- Eclairement.

a- En comparant les valeurs de la période T des signaux optiques du domaine du visible et le temps d'intégration τ_d du détecteur, préciser quelle inégalité prévaut dans le cadre de ces expériences.

b- En adoptant les notations proposées sur le schéma précédent, on peut écrire : $\vec{OM} = x\vec{e}_x + y\vec{e}_y$.

Calculer, dans la même base, les vecteurs $\vec{e}_2 + \vec{e}_1$ et $\vec{e}_2 - \vec{e}_1$. En déduire que l'amplitude totale s'écrit

$$\text{aussi : } A(M, t) = 2A_0 \cos\left(\omega_e t - \frac{2\pi}{\lambda_e} x \cos \alpha\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_e} y \sin \alpha\right).$$

c- Montrer que, compte tenu de la définition de l'éclairement, on obtient dans ce cas :

$$\mathcal{E}(M) = \mathcal{E}(y) = 4A_0^2 \cos^2\left(\frac{2\pi \sin \alpha y}{\lambda_e}\right).$$

III-1-3- Franges.

a- Tracer $\mathcal{E}(y)$ sur quelques périodes. Montrer que la périodicité spatiale vaut : $i = \frac{\lambda_e}{2 \sin \alpha}$.

b- Déduire du résultat précédent l'existence de zones alternativement brillantes et sombres parallèles à Ox dans la zone de recouvrement des faisceaux. Ce sont les *franges d'interférences*.

c- Calculer numériquement i avec $\lambda_e = 514,5 \text{ nm}$ et $\alpha = 1,70^\circ$.

d- Ces franges sont elles observables à l'œil nu ? Conclusion ?

III-1-4- Choix des particules.

Ce dispositif est destiné à mesurer la vitesse du fluide dans le référentiel du laboratoire. Dans ce but, de fines particules sont injectées puis entraînées par l'écoulement, jouant ainsi le rôle de traceurs.

a- Est-il préférable de choisir des particules lourdes ou des particules légères ?

b- Pourquoi choisit-on de travailler avec de faibles concentrations en traceurs ?

c- Donner un ordre de grandeur du diamètre de ces particules, supposées sphériques, qui permettrait une bonne exploitation de cette technique.

III-1-5- Exploitation.

a- Ecrire l'équation horaire du mouvement $y_p(t)$ d'une particule injectée en fonction du temps et de sa vitesse V supposée uniforme et parallèle à la direction Oy, dans le référentiel du laboratoire, supposé galiléen.

(on suppose qu'à l'instant $t = 0$, P se trouve dans le plan d'équation $y = 0$)

b- Chaque fois que cette particule passe dans une région brillante, elle diffuse de la lumière dans toutes les directions. Le détecteur enregistre l'éclairement diffusé par P en fonction du temps. En déduire l'allure du chronogramme de cet enregistrement. On s'attachera à justifier que cet enregistrement est périodique et on calculera la fréquence du signal détecté en fonction des grandeurs caractéristiques de l'expérience.

c- Pour une fréquence détectée de 1,153 MHz, calculer la vitesse de cet écoulement. (1 MHz = 10^6 Hz)

- d- Si la mesure de fréquence est précise à 0,1%, que vaut donc l'incertitude δV sur la mesure de vitesse effectuée résultant de cette limite ? On ne tiendra pas compte des incertitudes sur α ou λ_e .

Cette incertitude de 0,1 % est principalement liée à la technique de comptage électronique ; elle varie avec le dispositif considéré.

Quels peuvent être les inconvénients rencontrés lors de cette expérience ?

2- Vélocimétrie laser Doppler.

La méthode précédente ne peut être précise que si le système de franges d'interférences est parfaitement bien orienté par rapport à la direction de l'écoulement.

La technique de vélocimétrie développée ci-dessous est différente ; elle est basée sur l'effet Doppler et elle peut être utilisée en complément de la vélocimétrie par clignotement.

On appelle **effet Doppler** la modification de la fréquence des phénomènes périodiques lorsque les systèmes échangeant les signaux ont un mouvement relatif.

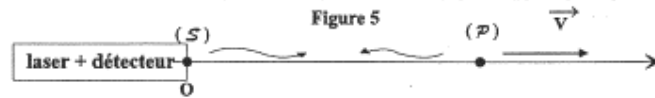
- ♦ Citer une situation de la vie quotidienne dans laquelle l'effet Doppler est perceptible.
(On pourra choisir cet exemple en dehors du domaine de la physique des ondes lumineuses).

III-2-1- Calcul du décalage Doppler.

Soit un objet (\mathcal{P}) qui se déplace à une vitesse uniforme V le long d'un axe Ox . (figure 5).

A l'origine des coordonnées, se trouve un dispositif (\mathcal{S}), analogue au lidar portatif vu précédemment. Ce dernier envoie des impulsions lumineuses de fréquence précise. On retrouve ici l'intérêt du laser, source lumineuse quasi-monochromatique, pour la réalisation de ces expériences.

La vitesse de la lumière, c , est indépendante du mouvement de la source.



Le signal émis est considéré comme une suite périodique de « bips » émis à une fréquence f_e dans le référentiel de (\mathcal{S}). Cette question a pour but de calculer la fréquence f_r reçue par le dispositif (\mathcal{S}) après une rétrodiffusion sur l'objet (\mathcal{P}) en mouvement.

- En appelant x_0 la coordonnée de (\mathcal{P}) à l'instant $t = 0$, donner l'équation horaire de son mouvement $x_p(t)$.
A l'instant $t = 0$, (\mathcal{S}) émet un bip lumineux qui voyage vers (\mathcal{P}) à la vitesse c .
Calculer l'instant t_1 auquel (\mathcal{P}) reçoit le bip.
- A l'instant $t = T_e = \frac{1}{f_e}$, (\mathcal{S}) émet un nouveau bip lumineux. Calculer l'instant t_2 auquel (\mathcal{P}) reçoit ce nouveau bip.
- Evaluer la période $T = t_2 - t_1$ du phénomène « vu » dans le référentiel de (\mathcal{P}).
- (\mathcal{P}) rediffuse les signaux qu'il reçoit. Il s'agit d'un processus pour lequel l'émission s'effectue avec la même période T que la réception. Une portion du signal est ainsi rétrodiffusée vers (\mathcal{S}). Calculer la fréquence f_r alors reçue par (\mathcal{S}) dans son référentiel et montrer, qu'avec une bonne approximation, $f_r = \left(1 - \frac{2V}{c}\right) f_e$. (utiliser l'approximation fournie dans les préliminaires).

III-2-2 Exploitation de ce décalage.

Afin de mesurer la vitesse d'un écoulement, on y injecte, comme dans la question III-1-, de petites particules servant de traceurs. Le processus de rétrodiffusion précédemment étudié a lieu sur ces petites particules. Le signal utilisé est dans le domaine du visible. ($\lambda_e = 514,5 \text{ nm}$).

- Si l'écoulement a une vitesse de l'ordre d'une dizaine de mètres par seconde, estimer l'ordre de grandeur de la valeur du décalage Doppler en fréquences. Commenter cette valeur.
- Afin d'obtenir un résultat exploitable, on effectue le montage suivant. (figure 6)

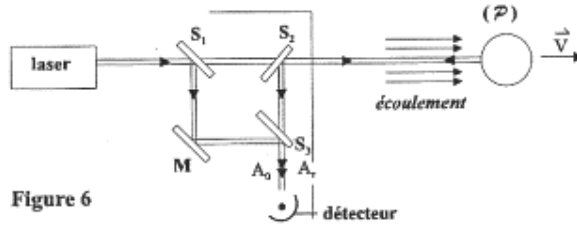


Figure 6

- ♦ La lumière issue du laser arrive sur une première lame séparatrice S_1 qui « divise » le faisceau en deux parties. Une première partie, qui traverse S_1 , arrive sur une deuxième lame séparatrice S_2 . Cette lame, ainsi que la lame S_3 , ont les mêmes propriétés que la lame S_1 . Pour la lumière issue de S_2 , on ne représente toutefois que le faisceau partiellement transmis qui va se réfléchir sur la particule \mathcal{P} revenir sur S_2 et se réfléchir en direction de S_3 , la traversant jusqu'au détecteur.

Avant d'atteindre le détecteur, ce rayon rejoint celui qui avait été réfléchi initialement par S_1 puis par le miroir parfait M et enfin la lame semi-transparente S_3 qui réalise, en définitive, la recombinaison des rayons.

Avant de rejoindre le détecteur, les amplitudes respectives de ces deux rayons superposés valent :

$$A_r \cos(2\pi f_r t + \psi) \text{ et } A_0 \cos(2\pi f_0 t + \varphi).$$

- ♦ Dans le contexte de cette expérience, le détecteur reçoit donc une superposition du signal émis à la fréquence f_0 (chemin S_1 - M - S_3), qui n'a subi aucun changement de fréquence et du signal reçu à la fréquence f_r (chemin S_1 - S_2 - \mathcal{P} - S_2 - S_3), modifiée par effet Doppler. Il convertit ce signal lumineux en signal électrique suivant l'opération :

$$E(t, \tau_d) = K \left\langle \left[A_0 \cos(2\pi f_0 t + \varphi) + A_r \cos(2\pi f_r t + \psi) \right]^2 \right\rangle_{\tau_d}$$

K est une constante multiplicative ; le détecteur moyenne sur son temps d'intégration τ_d .

Comparer les grandeurs τ_d et $\frac{1}{f_0 - f_r}$.

$$\text{En déduire que : } E(t, \tau_d) = \frac{K}{2} \left[A_0^2 + A_r^2 + 2A_0 A_r \cos(2\pi(f_0 - f_r)t + \varphi - \psi) \right].$$

- c- On réalise une expérience au cours de laquelle on enregistre un signal de fréquence 38,89 MHz avec un laser d'émission de longueur d'onde $\lambda_e = 514,5 \text{ nm}$.

Quelle est donc la vitesse de l'écoulement étudié ?

- d- Compte tenu de la valeur de la fréquence précédente et de la technique de détection utilisée, que pensez-vous de l'incertitude sur la mesure de cette vitesse ? (la mesure de fréquence est précise à 0,1 % près). Donner un inconvénient à cette méthode.

3- Vélométrie par accord de phase.

Depuis quelques années, les diodes lasers offrent de nouvelles perspectives. Les progrès de la physique des semi-conducteurs ont ainsi permis de réaliser des instruments capables de produire un rayonnement ayant toutes les caractéristiques des lasers traditionnels.

Le principal avantage de ces dispositifs réside, outre leurs faibles dimensions, leurs moindres coûts et leurs facilités d'emploi, dans la possibilité de piloter très simplement la fréquence d'émission en modifiant l'intensité du courant électrique traversant la diode. *On ne prend pas en compte l'effet Doppler dans cette question.*

III-3-1- Problème étudié ; condition d'accord de phase.

On considère, à présent, le schéma de la figure 7.

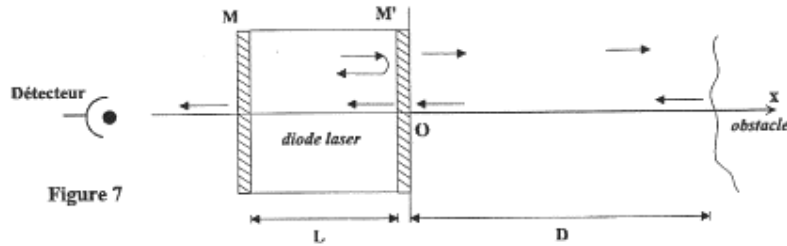


Figure 7

La diode laser émet une onde lumineuse de pulsation ω vers un obstacle en mouvement rectiligne uniforme de vitesse V suivant un axe Ox .

(M) et (M') sont des miroirs à haut pouvoir réflecteur. Cela signifie que, pour une onde lumineuse qui voyage entre les miroirs (M) et (M'), ces objets possèdent une très haute capacité de réflexion. Toutefois, une faible fraction de l'intensité lumineuse parvient à les traverser. Bien que faible, cette petite proportion de lumière capable de sortir de la diode suffit au bon fonctionnement de l'expérience.

On note $D(t) = D_0 + Vt$, la distance qui sépare l'obstacle de la diode. L'espace compris entre la diode et l'obstacle peut être assimilé à une cavité.

Quand le rayonnement rétrodiffusé revient, après un aller-retour de longueur $2D$ entre la diode et l'obstacle, en phase avec l'onde lumineuse émise, alors la puissance à l'intérieur de la diode laser augmente et le détecteur enregistre un maximum de signal.

On admet que cela se produit lorsque la distance parcourue par le signal lumineux lors de cet aller-retour est un multiple de la longueur d'onde du signal. On dit alors qu'on a réalisé la *condition d'accord de phase*.

♦ Montrer que la condition d'accord de phase se traduit par la relation $D = p \frac{\pi c}{\omega}$, avec p entier strictement positif.

III-3-2- Mesure de vitesse.

- a- Pendant un intervalle de temps Δt , le détecteur enregistre N maxima. En supposant que la vitesse reste constante pendant le temps de mesure, montrer que la relation entre V , Δt , ω , c et N est :

$$N = E \left\{ \frac{V\omega\Delta t}{\pi c} \right\}, \text{ où } E \{ \} \text{ désigne la fonction « partie entière ».}$$

- b- Pendant $\Delta t = 20$ ms avec $\lambda = 845$ nm, on détecte 473372 maxima de puissance. A quelle vitesse de l'obstacle cela correspond-il ?
 c- Si l'erreur de mesure correspond à une unité de comptage, quelle est l'incertitude sur la vitesse calculée ? Que pensez-vous de cette incertitude ?
 d- Quel peut être l'inconvénient principal de cette technique ?

III-3-3- Télémétrie.

La technique d'accord de phase peut s'avérer également très efficace pour mesurer une distance.

A présent, D est fixe et on module la fréquence d'émission de la diode laser à l'aide d'une rampe de courant électrique. L'évolution de la pulsation lors de la modulation est résumée en *figure 8*.

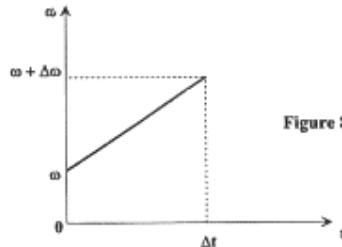


Figure 8

On appelle N' le nombre de maxima enregistrés entre 0 et Δt au cours d'une rampe de modulation. La longueur d'onde associée à la pulsation ω et notée λ conserve la même valeur qu'à la question III-3-2-.

- a- Déterminer la relation entre N' , $\Delta\omega$, c et D .
- b- Pour $N' = 6668$ et $\Delta\omega = 3,14 \cdot 10^{11} \text{ rad.s}^{-1}$, que vaut D ?
Quelle est l'incertitude sur la mesure en prenant à nouveau une erreur de une unité de comptage ?

4- Mesure des vitesses angulaires.

Cette dernière question aborde le problème de la mesure des vitesses de rotation, problème d'une grande importance dans le domaine de la navigation inertielle. On peut citer notamment l'exemple des satellites dont l'orientation est cruciale afin de garantir leur bon fonctionnement. Cette partie est l'occasion de montrer que l'emploi du laser peut permettre de mesurer de faibles vitesses angulaires et ainsi de pouvoir détecter de petits mouvements de rotation.

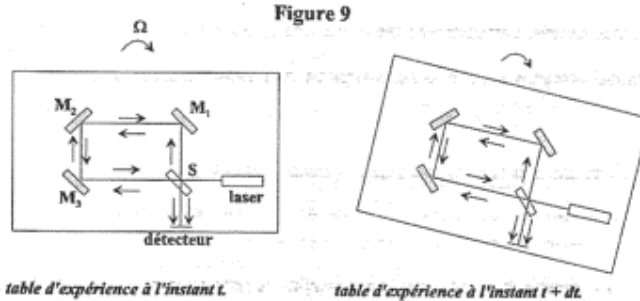
Dans le domaine de la navigation, ces dispositifs tendent d'ailleurs peu à peu à supplanter les gyroscopes mécaniques.

III-4-1- Effet Sagnac.

Cet effet, découvert par Sagnac en 1914, permet de mesurer, par une méthode optique, la rotation d'un référentiel par rapport à un référentiel galiléen. Longtemps négligé en raison des difficultés technologiques, cet effet a connu un regain d'intérêt avec l'avènement des lasers.

L'analyse ci-dessous a pour objet de présenter qualitativement cet effet à partir de la *figure 9* puis de faire un calcul plus précis sur le dispositif de la *figure 10*.

Schéma de principe :



La séparatrice (S) divise le faisceau laser en deux sous-faisceaux qui circulent ainsi à contre-sens dans la boucle rectangulaire délimitée par les miroirs M_1 , M_2 et M_3 . Après un nouveau passage à travers (S) les faisceaux sont recombinaés et analysés par le détecteur.

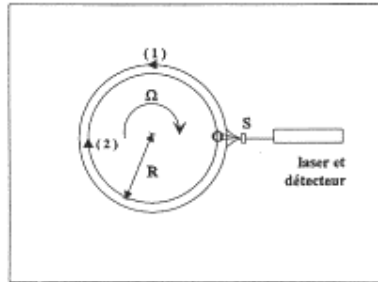
(voir A-III-1-3-b)

L'expérience montre qu'une rotation de vitesse angulaire Ω modifie l'enregistrement. La mesure associée à cette modification, permet de déterminer la valeur de la vitesse de rotation.

Aspect quantitatif :

On considère un gyroscope à fibre optique à l'intérieur duquel les rayons lumineux, produits par un laser de longueur d'onde égale à 633 nm, ne sont pas guidés par des réflexions sur des miroirs mais sont canalisés par des fibres optiques.

Figure 10



(S) a pour rôle de diviser le faisceau laser en deux faisceaux circulant en sens inverse. Après un tour, les signaux sont recombinaés par (S) et analysés par le détecteur. Les raisonnements sont conduits dans le référentiel du laboratoire \mathcal{R}_0 supposé galiléen, dans lequel la lumière voyage à la vitesse c .

On considère les rayons lumineux entrant dans la fibre en O à l'instant $t = 0$.

Lorsque le rayon (1) se propage, puisqu'il circule en sens inverse de la rotation globale du dispositif, le trajet qu'il doit parcourir pour retrouver le point O est, dans \mathcal{R}_0 , inférieur à un tour. Au contraire, le rayon (2) qui circule dans le même sens que le sens de rotation global, parcourt, dans \mathcal{R}_0 , un peu plus d'un tour avant d'atteindre à nouveau le point O.

Montrer, qu'en bonne approximation, le décalage entre les deux temps de propagation pour revenir en O est :

$$\delta t = t_2 - t_1 = \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2} = \frac{4A\Omega}{c^2} \text{ où } A \text{ représente l'aire de la surface de la boucle de l'instrument.}$$

On admettra que ce type de résultat se généralise à d'autres configurations géométriques à condition que A représente l'aire de la surface de la courbe fermée décrite par la lumière.

III-4-2- Application à une mesure de vitesse angulaire.

- Ce décalage temporel est associé à une différence de trajet $\delta L = c \delta t$. La capacité du détecteur à mesurer cette différence de trajet est liée intrinsèquement à la longueur d'onde du rayonnement utilisé. En prenant une surface $A = 1 \text{ m}^2$ et une différence de trajet détectable $\delta L \geq 1 \text{ nm}$, calculer la plage des vitesses angulaires accessibles par cette méthode.
- Comment pourrait-on accroître les performances de ce dispositif ?

Ci-dessous, un gyroscope à fibres optiques.



Gyroscope à fibre (Thomson CSP)

Le laser a encore beaucoup d'autres applications. On peut citer de manière non exhaustive son utilisation en médecine, en physique des matériaux pour le traitement des surfaces, pour le découpage de certaines pièces, pour la séparation isotopique par exemple entre l'uranium 238 et l'uranium 235, pour la réalisation d'hologrammes, pour le positionnement ou l'alignement de machines dans les travaux publics ou bien encore pour la manipulation d'atomes en physique fondamentale et même pour l'initiation de la fusion inertielle.

PARTIE B.

Dans les applications étudiées au cours de la partie A-, il est possible de décomposer le processus de mesure en trois étapes.

Le dispositif lumineux d'émission correspond toujours à un laser. Un élargisseur de faisceau est parfois nécessaire notamment pour les expériences de télémétrie à très grande distance. Ensuite, on utilise la réflexion naturelle vers l'arrière de cette onde laser (rétrodiffusion) ou encore une réflexion sur des miroirs ou des mosaïques de miroirs « coins de cube ». Enfin, un détecteur rapide est employé pour enregistrer la lumière réfléchi. Outre son temps d'intégration très court, ce détecteur doit être sensible à une quantité très faible de lumière.

La partie B- s'articule donc autour de ces différents éléments : le dispositif d'émission laser avec l'élargisseur de faisceau, le réflecteur « coin de cube » et enfin le détecteur qui est un photomultiplicateur (noté en abrégé P.M.).

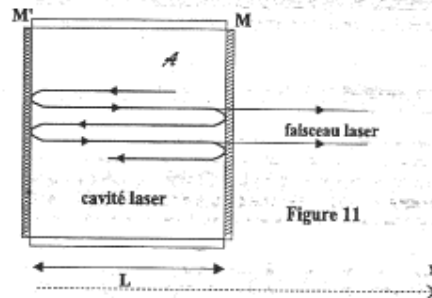
I : Préparation du faisceau d'émission.

1- Principe d'un oscillateur optique : le laser.

La cavité laser est constituée par un milieu amplificateur \mathcal{A} contenu entre deux miroirs plans parallèles M et M' , distants de L (figure 11). Des décharges électriques, provoquées par une alimentation extérieure, donnent naissance à des ondes lumineuses de très faible amplitude.

Le miroir M réfléchit vers la cavité une partie de la lumière produite dans le milieu, l'autre partie, constituant le faisceau laser, est transmise vers l'extérieur. Au niveau de M , l'amplitude A_r de l'onde réfléchi est liée à l'amplitude A_i de l'onde incidente par la relation $A_r = rA_i$ (avec $0 < r < 1$). Le miroir M' est, quant à lui, parfaitement réfléchissant. La longueur de la cavité vaut $L = 0,200$ m et on prendra $r = 0,998$.

Après chaque aller et retour complet de l'onde, son amplitude est multipliée par un facteur $g_0 > 1$. Les molécules de \mathcal{A} , grâce aux transitions entre leurs niveaux d'énergie, amplifient l'énergie transportée par l'onde : \mathcal{A} joue le rôle d'amplificateur.



Condition d'accord de phase :

Les ondes, de fréquence f et de célérité c , effectuent entre M et M' un très grand nombre d'allers et retours.

Le laser ne peut émettre un faisceau que si les ondes lumineuses sont en phase dans la cavité après un aller-retour. On admet que cela se produit si la distance parcourue lors d'un aller-retour est un multiple entier de la longueur d'onde ; ceci constitue la *condition d'accord de phase*.

En déduire que seules certaines fréquences f_p à préciser (*modes propres*), caractérisées par un nombre p entier non nul, sont émises avec un signal d'amplitude maximale.

2- Propriétés du laser.

I-2-1- Cohérence temporelle du laser.

La condition d'accrochage suggère que, si le laser fonctionne sur un de ses modes propres, il est susceptible d'émettre une lumière monochromatique c'est-à-dire de fréquence parfaitement définie. Cette propriété est caractéristique de l'excellente cohérence temporelle du laser. Toutefois, cette idée de monochromaticité idéale n'est, en fait, qu'approchée car, en réalité, la lumière laser possède un petit étalement en fréquences δf autour de la valeur calculée pour un mode propre. Cet étalement spectral provient des imperfections de la cavité elle-même.

- a- En notant \mathcal{T} le temps mis par la lumière pour faire un aller-retour dans la cavité, on peut montrer que :

$$\delta f \approx \frac{|\ln(r^2)|}{\mathcal{T}}$$

Calculer δf , compte tenu des valeurs numériques proposées.

- b- Un oscillateur excité sur l'une de ses fréquences propres présente une réponse résonnante caractérisée par un nombre sans dimension appelé facteur de qualité Q . Ce nombre, qui vaut $Q_p = f_p / \delta f$, caractérise l'acuité de la résonance. Calculer un ordre de grandeur de Q en prenant comme fréquence d'émission la valeur $f_{He-Ne} = 4,74 \cdot 10^{14}$ Hz correspondant au laser hélium-néon utilisé au lycée.
- c- A titre de comparaison, on donne des ordres de grandeur de quelques facteurs de qualité dans divers domaines de la physique :
 Q (circuit électrique) ≈ 10 ; Q (sismographe) ≈ 1000 ; Q (oscillateur à quartz) $\approx 10^5$.
Que dire, à la lecture de ces valeurs, de la « qualité » de cet oscillateur optique ?

I-2-2- Puissance du laser, directivité.

Afin d'évoquer succinctement ces deux caractéristiques, on exploite deux mesures faites par des élèves lors d'une séance de travaux pratiques.

Le laser utilisé est un laser hélium-néon de fréquence f_{He-Ne} et de puissance $P = 2$ mW.

- a- A quelques centimètres de la sortie du laser, on mesure, en interposant un petit écran perpendiculairement au faisceau, une tache lumineuse de diamètre 2mm. Deux mètres plus loin, la tache s'est élargie et présente un diamètre de 9 mm. En supposant que le rayon laser présente un évasement conique, calculer un ordre de grandeur de la divergence du faisceau, c'est-à-dire l'angle entre le rayon extrême du cône lumineux et l'axe de révolution de ce cône.
- b- Calculer la puissance surfacique (en $W.m^{-2}$) du faisceau laser à l'intérieur de la tache de diamètre 2mm. Commenter le résultat obtenu sachant que la puissance surfacique du rayonnement solaire ressentie au niveau de la Terre vaut environ $1 kW.m^{-2}$.

3- L'élargisseur de faisceau.

Dans certaines applications, le laser traverse, à sa sortie, un système qui a pour fonction d'élargir le faisceau. La constitution et le fonctionnement de ce dispositif ne sont pas étudiés et on ne s'attache qu'à en comprendre le rôle dans les expériences de télémétrie à très grande distance.

I-3-1- Retour sur la divergence du laser.

Bien que la valeur numérique de la divergence du laser obtenue à la question I-2-2-a- suggère une grande directivité du laser, cette divergence est encore trop importante pour certaines expériences nécessitant un aller-retour de la lumière sur de très longues distances.

Afin de comprendre l'intérêt d'un élargissement du faisceau, une explication préalable de la divergence naturelle du faisceau laser est indispensable. Pour cela, on admet que cette divergence est liée à la diffraction du faisceau sur ses propres bords. Cette explication, un peu simpliste en apparence, permet néanmoins de bien appréhender le phénomène.

- a- Quelle est l'ouverture angulaire d'un faisceau de longueur d'onde λ_{He-Ne} passant au travers d'une ouverture de dimension caractéristique d ? (cette ouverture correspond au demi angle au sommet du cône d'émission)

- b- En prenant comme valeur de λ_{He-Ne} celle correspondant au laser hélium-néon et en considérant une dimension intrinsèque du faisceau laser à sa sortie égale à $d = 0,36$ mm, calculer l'ouverture du faisceau en supposant que celle-ci est due à une diffraction de la lumière sur les propres bords de ce faisceau.
- c- Comparer cette valeur au calcul établi au I-2-2-a et conclure quant à la pertinence du modèle précédent.

I-3-2- Rôle de l'élargisseur.

Pour les applications en télémétrie à grandes distances précédemment étudiées, cette divergence intrinsèque (ou naturelle) du faisceau est intolérable. On reprend ici le laser précédemment utilisé aux A-1-1- et A-1-2- dont la longueur d'onde vaut $\lambda_0 = 532$ nm. On suppose en outre que la dimension intrinsèque du faisceau à sa sortie de la cavité garde la même valeur qu'à la question précédente.

Lors d'une expérience de télémétrie entre la Terre et la Lune, distantes de $D = 3,9.10^5$ km environ, estimer l'ordre de grandeur de la tache produite sur la surface lunaire par ce laser s'il ne disposait pas de système élargisseur de faisceau.

I-3-3- Réduire l'élargissement de la tache nécessite de diminuer la divergence naturelle du faisceau. L'élargisseur permet d'accroître simplement la dimension intrinsèque du faisceau laser. La caractéristique de ce dispositif est son grandissement transversal γ qui est simplement le rapport entre le diamètre du faisceau en sortie et le diamètre du faisceau en entrée.

- a- Expliquer, en utilisant le raisonnement développé au I-3-1-, pourquoi l'ouverture du faisceau est censée diminuer si on utilise cet élargisseur de faisceau.
- b- Sachant que la divergence naturelle des faisceaux laser utilisés en télémétrie est de 2.10^{-5} rad, calculer le grandissement transversal γ de l'élargisseur.

II : Etude d'un rétroreflécteur.

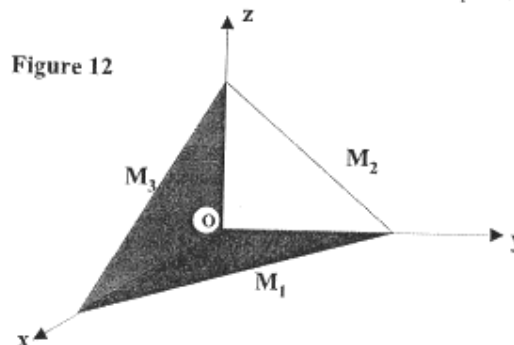
L'espace est rapporté, en coordonnées cartésiennes, à un repère orthonormé direct (Ox, Oy, Oz) de base $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$.

II-1- On considère un miroir dont la surface plane réfléchissante M_1 est confondue avec le plan xOy .

II-1-1- Un rayon lumineux, dont la direction est définie par le vecteur unitaire \vec{u} de coordonnées (a, b, c) , subit une réflexion sur M_1 . Déterminer le vecteur unitaire \vec{u}_1 , caractérisant la direction du rayon réfléchi.

II-1-2- Préciser les coordonnées du point A_1 , image d'un point quelconque $A(x, y, z)$ par le miroir M_1 .

II-2- On considère maintenant un « coin de cube » \mathcal{C} : ensemble des trois miroirs plans identiques M_1, M_2 et M_3 constituant les trois faces d'un trièdre trirectangle $Oxyz$ (figure 12). Des rayons lumineux, issus d'un point source $A(x, y, z)$ très éloigné de O , arrivent sur \mathcal{C} et sont successivement réfléchis par les trois faces M_1, M_2 et M_3 .



II-2-1- Montrer que ces rayons sont réfléchis dans la direction du point A.

II-2-2- Quelle relation géométrique existe-t-il entre les points A, O et A' (*image de A donnée par le « coin de cube »*) ?

II-2-3- Commenter les avantages de ce réflecteur \mathcal{C} par rapport à l'utilisation d'un simple miroir plan.

III : Etude d'un détecteur.

Dans cette partie, on étudie le détecteur, appelé photomultiplicateur, qui est utilisé dans les applications de la partie A-

Ce dispositif est un convertisseur d'énergie lumineuse en énergie électrique. Il est susceptible de produire un courant électrique macroscopique sous l'influence d'un seul photon incident. Le schéma de la *figure 13* donne le principe de fonctionnement d'un P.M.

Le tube photomultiplicateur est constitué d'une photocathode, suivie par un dispositif multiplicateur d'électrons. Les photons incidents frappant la photocathode provoquent l'émission d'électrons (par effet photoélectrique). Ces électrons éjectés du matériau sont dirigés et accélérés vers la première dynode, où ils déclenchent l'émission d'électrons secondaires, à leur tour accélérés vers la seconde dynode. Le processus itéré plusieurs fois (les P.M. se composent de 10 dynodes) produit un effet d'avalanche qui permet de récupérer un courant électrique macroscopique à l'anode même sous l'effet d'un seul photon incident.

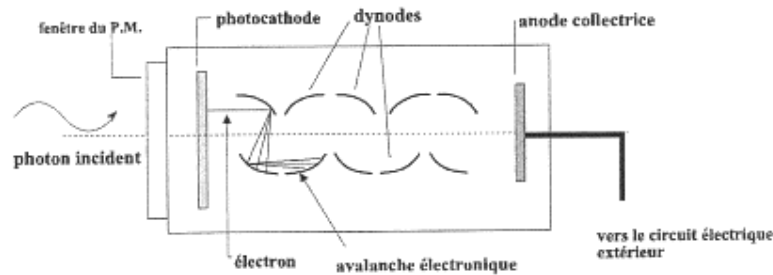


Figure 13

Pour assurer un fonctionnement correct du dispositif, il faut également un circuit électrique de polarisation. La *figure 14* en propose un schéma simplifié.

Pour accélérer les électrons entre la photocathode et la première dynode, puis entre les différentes dynodes, on applique des différences de potentiel électrique de 150 V en valeur absolue, ce qui impose de disposer d'une source de haute tension (H.T.).

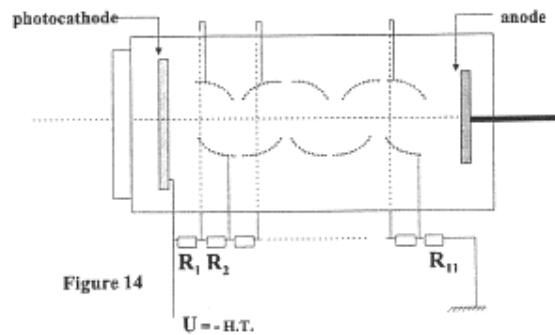


Figure 14

1- Le circuit de polarisation.

III-1-1- Les résistances du circuit de polarisation sont toutes identiques.

Compte tenu de la différence de potentiel entre deux électrodes successives qui vaut 150 V en valeur absolue, quelle est la valeur de la tension U ?

III-1-2- Pour émettre les électrons secondaires chaque dynode « puise » ses charges dans le circuit de polarisation lui-même. Pour les dynodes les plus proches de la photocathode, les électrons secondaires émis, encore peu nombreux, ne perturbent pas le circuit de polarisation. Pour les dynodes proches de l'anode, en revanche, les électrons secondaires émis risquent de modifier considérablement le courant dans le circuit de polarisation ce qui pourrait être préjudiciable à la stabilité de l'ensemble du dispositif.

- ♦ Montrer qualitativement que l'on peut gérer ce problème en utilisant des condensateurs placés en parallèle sur les dernières résistances.

2- L'émission secondaire.

Le nombre d'électrons secondaires émis par chaque dynode dépend bien entendu de la structure de chaque dynode mais également de l'énergie cinétique de l'électron qui entre en collision avec celle-ci.

Pour décrire ce phénomène, on adopte modèle simple suivant, identique entre chaque paire de dynodes du P.M.

Soit un électron émis de la dynode (n) à l'instant $t = 0$ avec une vitesse nulle. Il est alors soumis au champ électrique, supposé uniforme, qui règne entre les dynodes (n) et (n+1). Au cours du mouvement de l'électron de vitesse $v(t)$, on suppose que son mouvement est gouverné par la seule force électrique.

Cette force est : $\vec{F}_e = -e\vec{E} = \frac{eU_1}{L}\vec{c}_z$ avec les notations de la figure 15. ($U_1 = U(n+1) - U(n)$)

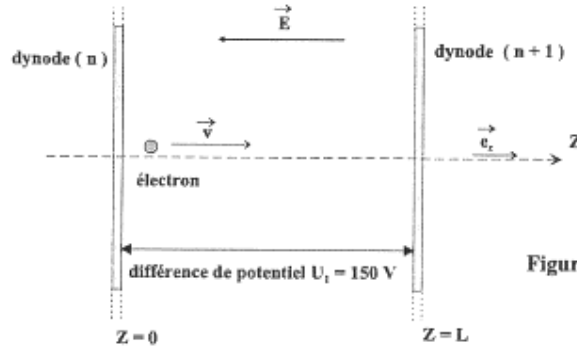


Figure 15

III-2-1- En appliquant la deuxième loi de Newton à un électron dans le référentiel du laboratoire, supposé galiléen, exprimer l'accélération d'un électron secondaire entre les dynodes.

III-2-2- Trouver la loi d'évolution $z(t)$ de la position de l'électron entre les plaques, en prenant comme condition initiale $z(t=0) = 0$ et $v(t=0) = 0$.

III-2-3- Calculer numériquement l'énergie cinétique de l'électron lorsqu'il vient heurter la dynode (n+1).

III-2-4-

- Sachant que l'énergie nécessaire à l'émission d'un électron secondaire vaut $E_s = 50$ eV, combien d'électrons secondaires seront-ils émis pour chaque électron venant frapper une dynode ?
- Puisque le dispositif comporte 10 dynodes, combien l'anode récupère-t-elle d'électrons secondaires pour un seul photon incident sur le P.M. ? Commenter l'efficacité de ce détecteur.

III-2-5- Estimer le temps de transit t_t entre deux dynodes ainsi que la durée totale t_A d'une avalanche en supposant que le phénomène d'émission secondaire est instantané et en prenant $L = 1$ cm. Commenter ces résultats en évoquant le temps minimal de réponse du photomultiplicateur.

FIN