

LASERS

Bibliographie :

Sextant : Optique instrumentale

BUP 721 ; février 1990

Werner Lauterborn : Optique cohérente 535 C 14476

J P Provost : Optique ondulatoire et cohérence 535 C 14476 } pour l'holographie

INTRODUCTION

Les deux premiers chapitres présentent quelques propriétés des lasers. On s'intéresse ensuite à quelques applications. Il peut être judicieux en montage de présenter les applications au fur et à mesure de la mise en évidence des propriétés qu'elles mettent à profit (puissance, directivité, cohérence ...).

I QUELQUES PROPRIETES DES LASERS He - Ne

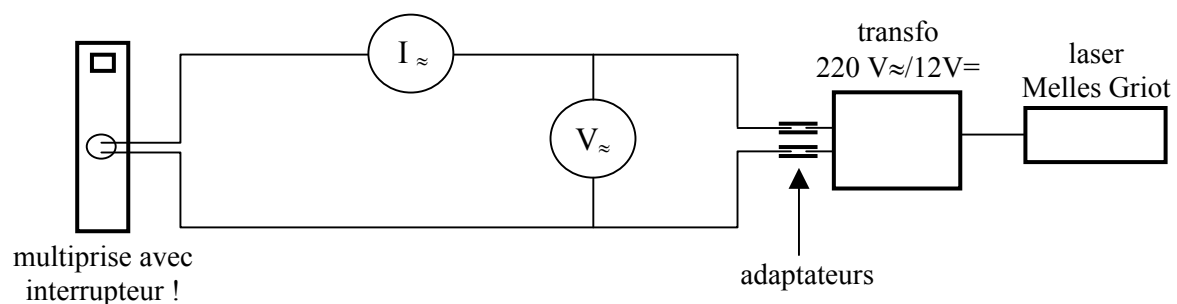
1.1 Rendement

1.1.1 Puissance électrique consommée

L'accès direct au tube des laser He-Ne n'étant pas possible (et risqué!), on mesurera la puissance consommée par l'ensemble "système d'alimentation + laser". Le wattmètre de Rennes n'étant pas assez sensible, on mesurera la puissance électrique au moyen de multimètres.

Manipulation :

On propose la mesure sur le laser Melles Griot muni de son transformateur d'alimentation, le raccord électrique étant plus sûr. Pour des raisons de sécurité, il est aussi recommandé de **couper l'alimentation sur la multiprise dès qu'on intervient sur le circuit électrique.**



Mesures :

A, V \rightarrow utilisez des multimètres RMS !

V : utilisez un calibre adapté à la mesure du 220 V alternatif.

A : commencez par le plus gros calibre (10-20 A) ; passez ensuite à un calibre mieux adapté.

En déduire la puissance électrique $P = U.I$ consommée par l'ensemble laser + alimentation.

1.1.2 Puissance lumineuse émise

On peut utiliser différents systèmes de mesure :

- thermopile de Mohl (corps noir + thermocouples en série) → la tension aux bornes de la thermopile donne la puissance lumineuse grâce au facteur de conversion (donnée constructeur).
- photodiode polarisée en inverse → on peut en déduire une estimation de la puissance lumineuse reçue si on connaît la sensibilité de la photodiode. C'est la méthode proposée dans le Sextant (l'inconvénient est que la donnée constructeur est une valeur moyenne).
- utiliser un appareil permettant de mesurer les puissances lumineuses (Newport 840 à Rennes).

Remarque :

La thermopile sera présente à l'oral → la prendre.

Ce système étant peu sensible ($\approx 60 \text{ mV/W}$), mesurez la tension à ses bornes avec un microvoltmètre ou avec un multimètre précis (type Keithley).

Mesure :

Vous pouvez comparer la puissance lumineuse émise par les différents laser He-Ne de la collection ainsi que leur stabilité (l'idéal est qu'ils soient allumés depuis une bonne dizaine de minutes si ce n'est plus).

Calculez le rendement du laser utilisé au § 1.1.1. Ce rendement sera à comparer à celui d'un laser à semi-conducteur.

Remarque :

La puissance lumineuse d'un laser, et par conséquent son rendement, dépend beaucoup de l'âge du laser. Le gaz contenu dans le tube a en effet tendance à s'échapper au cours du temps.

1.2 Propriétés géométriques du faisceau

Pour ces expériences, choisir un laser stable en intensité et dont le faisceau est "visiblement propre" → à Rennes, prendre le laser T 2000 (puissance $\approx 2 \text{ mW}$ → **attention aux yeux!**). A l'oral, choisir le laser référence "ENSP 3684" de l'ENS de Paris.

1.2.1 Profil en intensité

Dans les lasers, il existe plusieurs répartitions d'amplitude possibles dans un plan orthogonal à l'axe de la cavité que l'on appelle modes transverses ; dans les lasers He-Ne usuels, on fait en sorte de n'entretenir que le mode transverse fondamental, pour lequel la répartition d'amplitude est gaussienne (les autres sont indésirables car ils donnent un faisceau plus divergent dont la section contient des minimums d'intensité).

Il s'agit donc de montrer que l'intensité du faisceau laser dans un plan orthogonal à la direction de propagation varie comme une fonction gaussienne de la distance à l'axe :

$$I = I_0 \exp \left[- \frac{2r^2}{w^2(z)} \right]$$

$w(z)$ est le rayon caractéristique du faisceau dans le plan de cote z (par rapport au waist du laser c'est à dire le plan dans lequel la section du faisceau est minimum → cf. Sextant p. 184 et suivantes) ; c'est le rayon pour lequel l'intensité du faisceau est divisée par e^2 .

Manipulation :

Placez le petit trou de diamètre 0.2 mm derrière lequel on a placé une photodiode sur la platine de translation micrométrique motorisée. Placez l'axe de translation motorisé parallèlement au plan d'interception du faisceau. Polarisez en inverse la photodiode collée à l'arrière du trou ($U = 15 \text{ V}$, $R = 1 \text{ M}\Omega$).

Placez la platine à environ 3 m de la sortie du laser, interceptez son faisceau et recherchez le maximum de l'intensité (mesure au voltmètre) en jouant sur les réglages micrométriques.

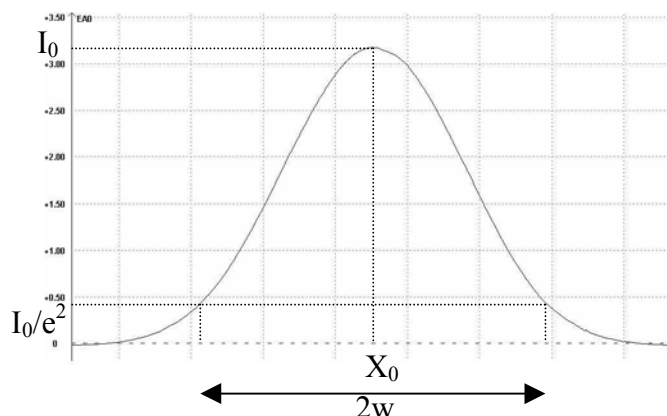
Acquisition sur synchronie :

Pour ceux qui ne veulent pas se casser la tête, il y a un fichier tout fait ("laser" dans C : Agreg). Les paramètres d'acquisition sont approximativement les suivants (ils dépendent des positions) :

- entrée A/D : EA → calibre -5/+5
- acquisition : 2000 points ; $T_{\text{éch}} = 20 \text{ ms}$; $T_{\text{acq}} = 40 \text{ s}$;
- fenêtre 1 : échelle Y → - 0.5 / + 3,5

aucune source de déclenchement

Réglez la vitesse du moteur de la platine de translation à son maximum (**VELOCITY → MAX**) ; faire l'acquisition du profil en intensité **en repérant le sens du déplacement** (REV ou FWD) du moteur. Voici à titre indicatif le résultat d'une acquisition :



On peut améliorer le profil de la courbe en procédant à un lissage (Traitements → Lissage : ordre 20 ; destination EA0). Le choix d'une période d'échantillonnage de 20 ms permet aussi d'éliminer une fréquence parasite. Laquelle et pourquoi ?

Exploitation :

On propose de comparer la courbe à une gaussienne ; pour cela , il faut d'abord convertir l'échelle des temps en longueur.

Changement d'échelle :

Mesurez la vitesse de translation de la platine **dans le sens ou vous avez fait l'acquisition !** Vous devez trouver les valeurs suivantes : $V_{\text{fast}} \approx 0.446 \text{ mm.s}^{-1}$ en REV et $V_{\text{fast}} \approx 0.423 \text{ mm.s}^{-1}$ en FWD.

Créez alors une nouvelle variable X dans le tableur en multipliant T (le temps pour synchronie) par la valeur numérique de la vitesse que vous avez trouvé.

Retournez dans les paramètres d'acquisition ; sélectionnez "courbes" → "utiliser une abscisse spéciale" → X.

Modélisation de la gaussienne :

Mesurez sur la courbe les paramètres I_0 , X_0 et w en utilisant le pointeur (on peut le lier à la courbe dans son menu option).

Allez dans Traitements → Modélisation →

Autre fonction → Entrez la formule suivante :

$$I_0 * \exp((-2 * (X - X_0) * (X - X_0)) / (W * W))$$

Lancez le calcul ; comparez le modèle à la courbe expérimentale ; réajustez la valeur des coefficients du modèle pour ajuster au mieux les deux courbes. Déduire la largeur caractéristique $w(z)$ du faisceau en ce point.

Remarque importante :

Connaissant la puissance lumineuse du laser ainsi que sa largeur caractéristique, calculez la densité de puissance par unité de surface ; cette densité est importante même avec un laser de faible puissance ; elle est de plus extrêmement focalisable puisque le faisceau est à peu près parallèle (cf. § suivant) → on peut citer alors en application la découpe au laser et le danger pour les yeux !

1.2.2 Divergence

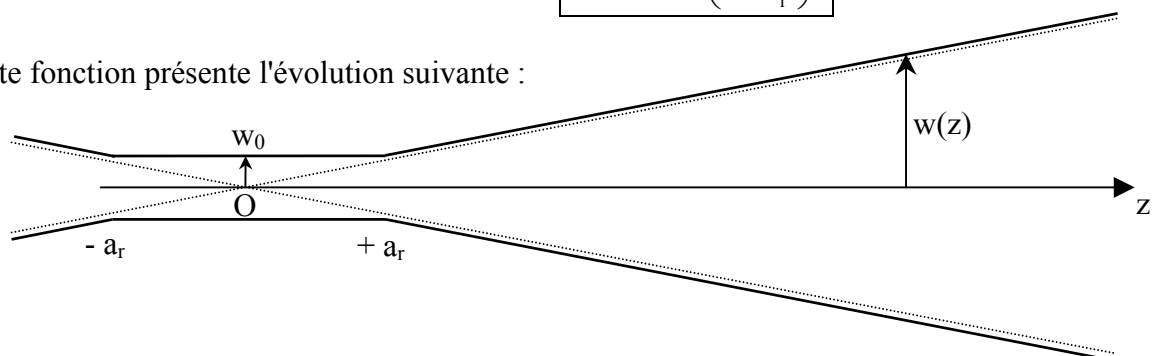
Reprendre l'expérience précédente 1 m plus près ; refaire une nouvelle acquisition et mesurez la largeur caractéristique w du faisceau à cette distance (ne pas refaire de modélisation).

Exploitation :

En choisissant l'origine de l'axe z au waist, l'évolution du rayon caractéristique du faisceau peut se modéliser par la relation :

$$w(z) = w_0 \left(1 + \frac{z^2}{a_r^2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Cette fonction présente l'évolution suivante :



La section du faisceau est à peu près constante dans un domaine $-a_r < z < +a_r$ (longueur de Raileigh). Loin de ce domaine, $w(z) \approx w_0 \frac{z}{a_r} \Rightarrow$ tout se passe comme si le faisceau croissait linéairement à partir du centre du waist avec un angle de divergence :

$$\alpha = 2 \frac{dw}{dz} = 2 \frac{w_0}{a_r}$$

La mesure de $w(z)$ pour deux valeurs de z donne la valeur de la divergence (signalez qu'il faudrait en toute rigueur faire plusieurs mesures de $w(z)$ pour vérifier que la croissance est linéaire).

Application :

La directivité du laser en fait un système de choix pour les mesures d'alignement (tracé des tunnels ...), comme système de guidage dans l'armement (ça, c'est moins sympa ...) ou comme pointeur optique dans les amphis (attention, on utilise alors des lasers à semi-conducteur et la faible divergence n'a pas tout à fait la même cause : on l'obtient dans ce cas parce que la source est quasi ponctuelle et il suffit alors de la mettre au foyer d'une lentille pour obtenir un faisceau parallèle faiblement divergent).

1.3 Propriétés de cohérence

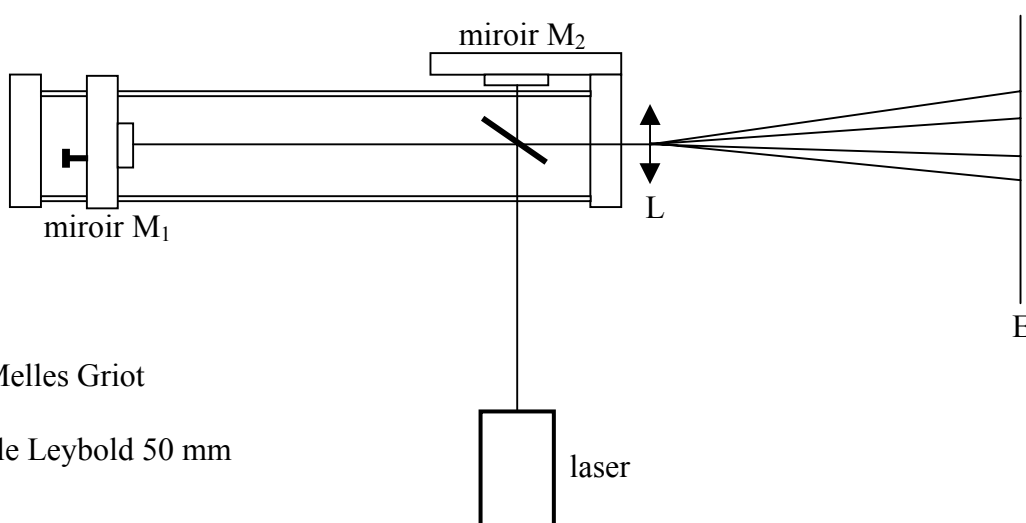
1.3.1 Temporelle

On rappelle qu'une source totalement cohérente temporellement est une source parfaitement monochromatique. Les interférences qu'on peut obtenir avec une telle source auront un maximum de contraste et ce même pour des différences de marche importantes (la longueur de cohérence temporelle tendant vers l'infini avec une source parfaitement monochromatique). Si la source est en revanche peu cohérente temporellement, on observera une chute rapide du contraste dû aux brouillages entre les différentes longueurs d'onde lorsqu'on augmente la différence de marche.

La limite de cette cohérence pour un laser He-Ne n'est pas montrable avec le matériel d'enseignement. On peut donc juste montrer qu'on ne peut pas la mesurer !

Manipulation 1 :

Utiliser le Michelson de poche !



Laser : Melles Griot

L : lentille Leybold 50 mm

Régalez l'orientation du Michelson de façon à renvoyer l'image du spot du laser sur lui même (ne pas le faire revenir directement dans le tube car le couplage entre les faisceaux "aller" et "retour" peut induire des franges parasites). Eloignez au maximum le miroir M_1 de la

séparatrice (laisser cependant de la place pour manipuler ses boutons de réglage). Placez la lentille et un écran à 1-2 m de la sortie et ajustez le réglage de M_1 de façon à ce que les deux taches des faisceaux se recouvrent. Observez la présence de franges.

Le fait d'observer des franges contrastées prouve que la longueur de cohérence L_C est plus grande que la différence de marche des deux faisceaux (≈ 50 cm ici).

Remarques importantes :

Le contraste d'un laser peut cependant évoluer en fonction de la différence de marche. Pour plus de précision à ce sujet, se reporter au Sextant p. 198-202.

Seuls les lasers permettent d'obtenir des interférences avec d'aussi grandes différences de marche. L'application typique de cette propriété est l'enregistrement des hologrammes.

Manipulation 2 :

Mesure de la longueur d'onde d'un laser par interférométrie → se reporter au § 2.1.1 du montage M 10 (Spectrométrie optique) pour la manip.

On ne constate aucune atténuation du contraste même avec des différences de marche élevées, signe d'une bonne monochromaticité.

La longueur d'onde des lasers He-Ne étant toujours la même et connue de tous (?), il peut être plus judicieux de mesurer celle d'un laser à semi-conducteur.

1.3.2 Spatiale

On rappelle qu'une source parfaitement cohérente spatialement donnera lieu à des interférences non localisées (pas de brouillage entre différents points source). Une source parfaitement cohérente d'un point de vue spatial est une source ponctuelle ou un faisceau parallèle (le deuxième cas est en effet équivalent au premier : on dit alors que la source ponctuelle est localisée à l'infini ou au foyer d'une lentille). Deux expériences illustrent donc cette cohérence :

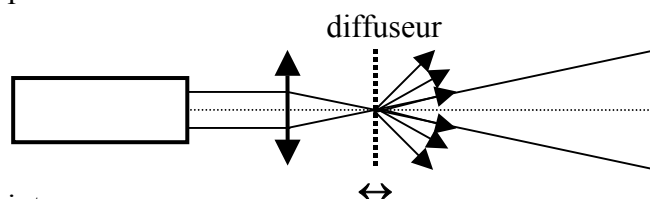
- la mesure de sa divergence (on illustre la définition d'une source spatialement cohérente) → l'étude menée au § 1.2.2 répond à la question.

- la non localisation des franges avec l'interféromètre de Michelson (on illustre la conséquence d'une telle source) : les interférences obtenues dans la manipulation 1 du § précédent sont visibles quelque soit la position de l'écran.

On propose ici d'estimer une nouvelle fois la divergence du faisceau laser en étudiant le speckle qu'il produit lorsqu'il éclaire une surface diffusante. Cette mesure pourra être comparée à la précédente.

Manipulation :

Sextant p. 203 - 206



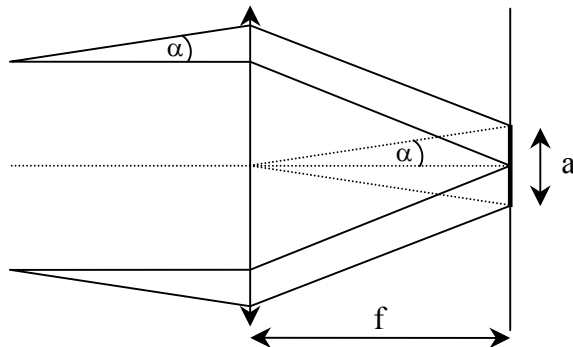
Source : laser Melles Griot
Lentille : Leybold + 50 mm

Diffuseur : calque sur diapo ; pour placer ce dépoli au point de convergence, on peut s'aider de la platine de translation.

Placez l'écran à 1-2 m de la lentille. Déplacez le diffuseur le long de l'axe optique. On constate une évolution de la taille des taches d'interférence. Cette taille ΔL est maximum lorsque le calque est au point de convergence du faisceau. On a alors (a étant la section du faisceau au point de convergence) :

$$\Delta L \approx \frac{\lambda D}{a}$$

démonstration → cf. annexe 2



Le faisceau étant légèrement divergent, on

$$a : \operatorname{tg} \alpha \approx \alpha \approx \frac{a}{f}$$

$$\Rightarrow \alpha \approx \frac{\lambda D}{\Delta L f}$$

Mesure :

Estimez la taille moyenne ΔL d'une tâche lumineuse. En déduire la divergence α du laser ($\alpha \approx 2.10^{-4}$ rad pour le Melles Griot). Comparez le résultat à celui obtenu au § 1.2.2 (prendre le même laser !). Calculez la section du faisceau au point de convergence, en déduire la densité de puissance focalisée (cf. § 1.2.1) .

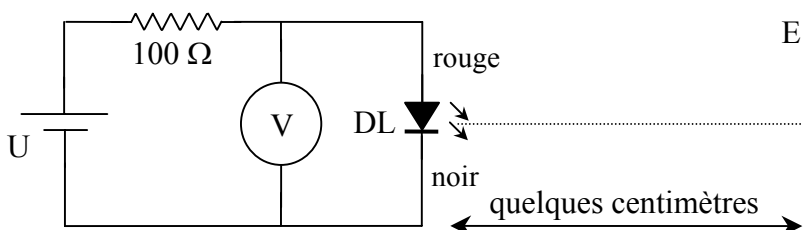
II QUELQUES PROPRIETES DES LASERS A SEMICONDUCTEURS

Il s'agit dans le principe d'une diode électroluminescente (LED) dans laquelle on réalise une inversion de population par une polarisation convenable. Ces lasers sont moins coûteux que les laser He-Ne, leur taille est plus réduite et leur rendement est supérieur. Le faisceau obtenu présente en revanche une divergence très importante ce qui oblige à utiliser une lentille pour le focaliser. Sa monochromaticité est aussi moins bonne (de l'ordre du nm). Le matériau de base est Ga As (émission dans le rouge : 650-800 nm) ou Ga In (émission dans le proche IR).

2.1 Effet Laser ; Tension de seuil

Deux manipulations sont possibles suivant le matériel dont on dispose. La première est plus risquée pour le matériel → **faire très attention** si on la fait (coût de la diode : 500 F) !

Manipulation 1 :



E : écran dépoli
U : alim continue 0-15 V

Demandez au professeur de vérifier votre montage !

On utilise ici une diode laser sans aucun dispositif de régulation et de protection (diode Laser dans tube laiton à Rennes). Etant donné la caractéristique d'une telle diode (cf. § 2.2), **il est impératif de ne pas lui appliquer une tension supérieure à environ 3 V** → pour pallier à tout risque de destruction, on l'alimente via une résistance de protection (on a alors ≈ un générateur de courant lorsque la diode conduit). La manipulation est alors peu lumineuse et l'on a intérêt en présentation à placer une caméra sensible derrière l'écran dépoli :

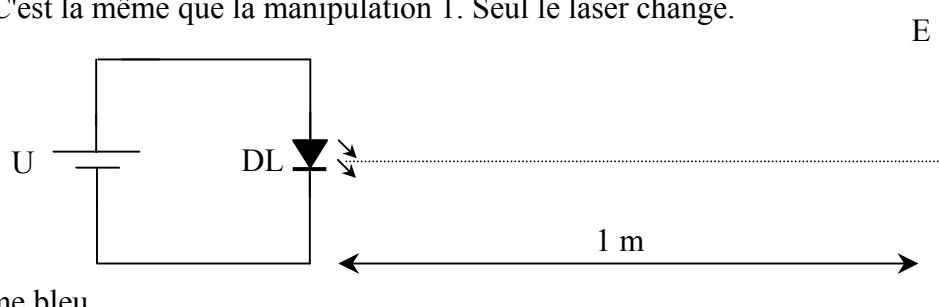
Augmentez progressivement la tension U et mesurez la tension V_d aux bornes de la diode. Vous devez faire les constatations suivantes :

- $V_d > 1,6 \text{ V}$: on observe un phénomène de luminescence (simple LED)
- $V_d \approx 2 \text{ V}$: seuil de l'effet Laser
- $V_d \approx 2,5 \text{ V}$: effet Laser (l'inversion de population est réalisée et l'amplification est supérieure aux pertes dans le système).

Le passage de la luminescence à l'émission laser est assez nette ; l'intensité émise augmente brutalement et s'accompagne de l'apparition de speckle, signe d'une plus grande cohérence temporelle du signal. Ce dernier point est important à montrer.

Manipulation 2 :

C'est la même que la manipulation 1. Seul le laser change.



DL : laser électrome bleu

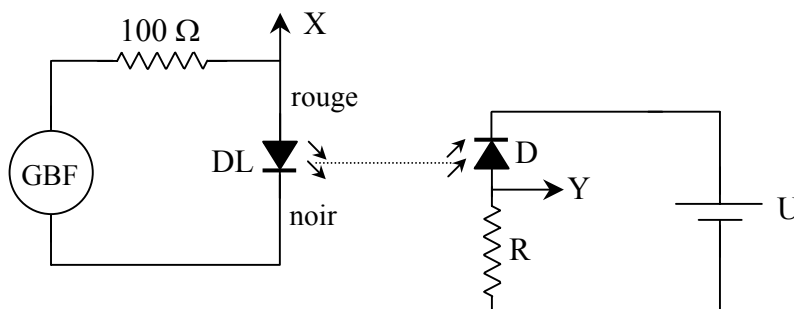
Ce laser a une tension nominale de fonctionnement de 15 V continu. On l'alimente ici avec une tension continu réglable. Augmentez progressivement la tension d'alimentation et observez le passage de la luminescence à l'effet laser.

Remarque :

Cette manip est moins risquée pour le matériel que la première. On ne peut en revanche déterminer la tension de seuil à partir de laquelle l'effet laser apparaît.

2.2 Effet de la température

Effectuez cette manipulation avec la diode laser seule (tube laiton). Attention aux erreurs de manipulation !

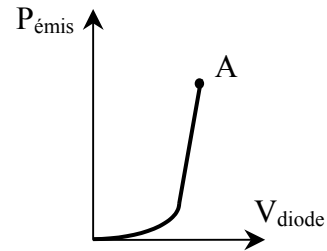


GBF : signal alternatif compris entre zéro et 10 V (utilisez le décalage d'offset).

D : photodiode avec résistance R intégrée
U : 15 V

Visualisez sur oscillo la caractéristique d'émission de la DL :

Chauffez la diode laser au sèche cheveux → le point A chute

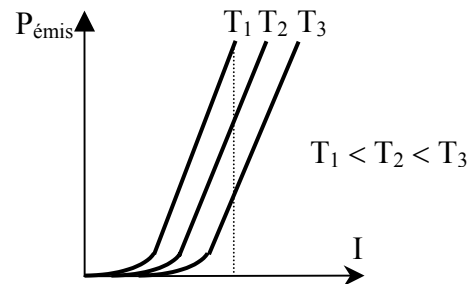


Explication :

Une augmentation de température augmente la concentration en porteurs intrinsèques par agitation thermique → l'émission spontanée augmente par rapport à l'émission stimulée → le gain du système diminue.

Le courant de seuil nécessaire pour obtenir l'effet Laser doit alors être plus important ; sa dépendance en température est de la forme :

$$I_{\text{seuil}} = I_0 \exp\left(\frac{T-T_0}{k}\right)$$



Comme dans la configuration précédente, on travaille à courant pratiquement constant, on a bien une chute de la puissance émise lorsque T augmente.

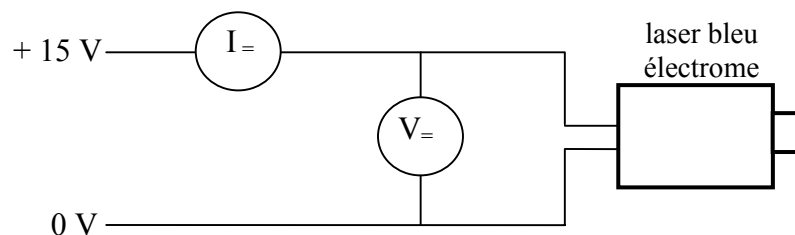
Conclusion :

Une diode laser doit être régulée en température si on veut avoir une puissance émise stable (il y a aussi un autre intérêt - lequel ?).

2.3 Rendement

2.3.1 Puissance électrique consommée

Le principe du montage est le même qu'au § 1.1.1 mais le boîtier s'alimente cette fois-ci en 15 V continu ⇒ ne pas le brancher sur le 220 V et passez les appareils de mesure en DC !!



Mesures :

Mesurez I et V. En déduire la puissance électrique $P = U.I$ consommée par l'ensemble laser + dispositif d'alimentation.

2.3.2 Puissance lumineuse émise

Mesurez là de la même façon qu'au § 1.1.2. En déduire le rendement du laser ; comparez le à celui du laser He-Ne.

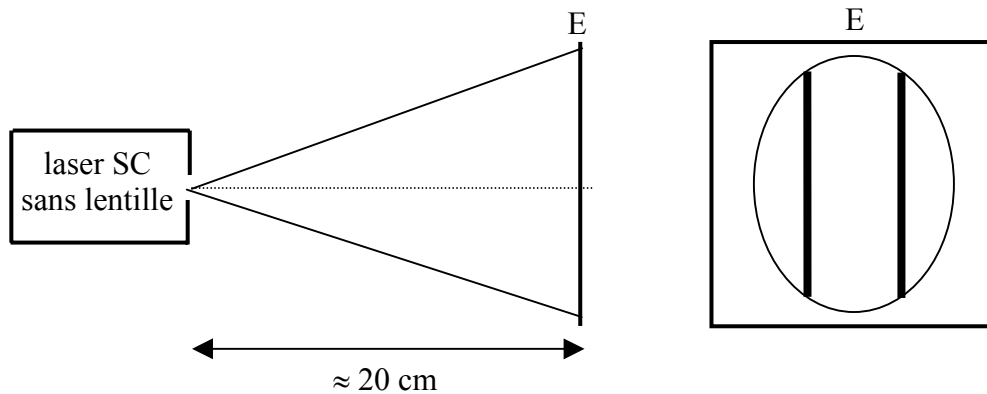
2.4 Divergence

La zone active de la jonction étant de très petites dimensions, la

divergence angulaire du faisceau à la sortie du faisceau résultant de la diffraction est très grande (plusieurs degrés dans une direction, plus de 20° dans l'autre). Le parallélisme du faisceau en sortie est obtenu grâce à une lentille convergente.

Manipulation :

La figure de diffraction observée est plus ou moins nette suivant le laser que l'on utilise → à Rennes, prendre le petit laser tube **alimenté en - 8 V**. Demandez au professeur de **vérifier le montage** avant de l'allumer.



E : écran dépoli → observez les premiers minimums correspondants à la diffraction par la plus grande largeur de la zone active.

Dans le cadre de la diffraction de Fraunhofer, l'intensité diffractée par une fente infiniment longue de largeur a est donnée par la relation :

$$I = a^2 A_0^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\pi \sin \alpha a}{\lambda}\right)$$

On a $I = 0 \Leftrightarrow \operatorname{sinc} = 0 \Leftrightarrow \frac{\pi \sin \alpha a}{\lambda} = k\pi = \pi$ pour le premier minimum $\Rightarrow \boxed{a = \frac{\lambda}{\sin \alpha}}$

Mesurez la distance entre les deux premiers minimums, en déduire α (réfléchir !) puis la valeur de a (largeur la plus grande de la zone active).

III APPLICATIONS

3.1 Holographie

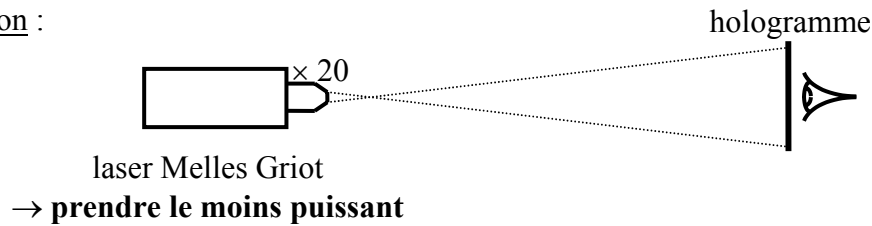
L'étude des hologrammes menée ici est assez complète afin de vous familiariser à l'utilisation expérimentale des hologrammes ; tout n'est pas à présenter en montage. Pour de plus amples informations sur ces dispositifs, se reporter à l'annexe ou au Sextant ou aux références données en début de topo.

3.1.1 Recherche de l'image virtuelle

Les conditions d'enregistrement des hologrammes peuvent différer d'une plaque holographique à l'autre ; on peut s'en apercevoir en observant directement à l'œil nu les deux hologrammes suivants à travers un faisceau laser élargi :

- hologramme Phywe sur grande plaque.
- petit hologramme sur diapo.

Manipulation :



Placez l'hologramme suffisamment loin pour en éclairer une bonne partie.

Le but de l'observation est de trouver pour chaque hologramme la place de l'image par rapport à la normale à la surface de la plaque (c'est l'endroit où se situait l'objet au moment de l'enregistrement), la direction optimale que doit faire le faisceau laser avec cette même normale et le sens correct pour éclairer l'hologramme.

Recherche de l'image :

Eclairez les hologrammes sous incidence normale et regardez à travers (pas de risque avec le faisceau étalé peu puissant) dans toutes les directions. Vous devez faire les constatations suivantes :

- petit hologramme → image à $\approx 30^\circ$ de l'axe optique
- grand hologramme → image sur l'axe optique

Déplacez votre œil → vision en relief.

Sens de l'hologramme :

Le sens correct pour éclairer l'hologramme est facile à trouver pour la plaque Phywe ; c'est celui pour lequel les mots "laser focus" sont à l'endroit (si ce n'est pas le cas, retournez la plaque de 180° autour d'un axe vertical). C'est moins facile pour le petit hologramme sur diapositive ; on trouvera ce sens lors de l'observation de l'image réelle.

Direction du faisceau laser :

Tournez cette fois-ci l'hologramme autour d'un axe vertical en observant toujours \approx perpendiculairement à sa surface jusqu'à voir une image nette et lumineuse :

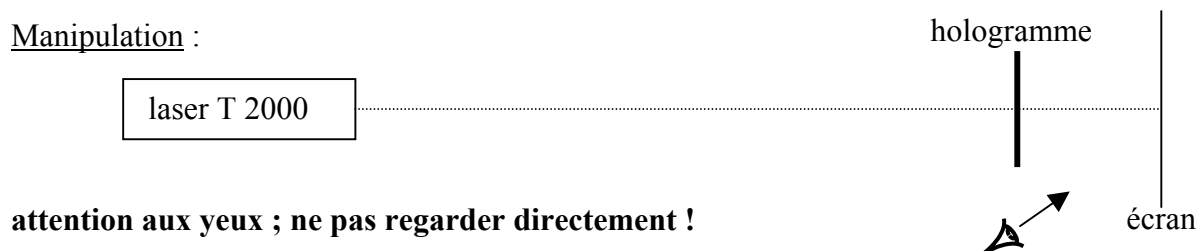
- petit hologramme → faisceau légèrement incliné par rapport à la normale
- grand hologramme → faisceau parallèle à la normale

Ces observations ne sont pas faciles si l'on est pas habitué ; ne pas y passer trop de temps.

3.1.2 Observation de l'image réelle

Expérience à présenter car l'image est alors visible de tous. On pourrait utiliser le montage précédent mais le faisceau direct transmis générerait l'observation → utilisez un faisceau laser non élargi ; l'image étant peu lumineuse (on se sert d'une faible portion de l'hologramme), prendre un laser plus puissant (le T 2000 à Rennes).

Manipulation :



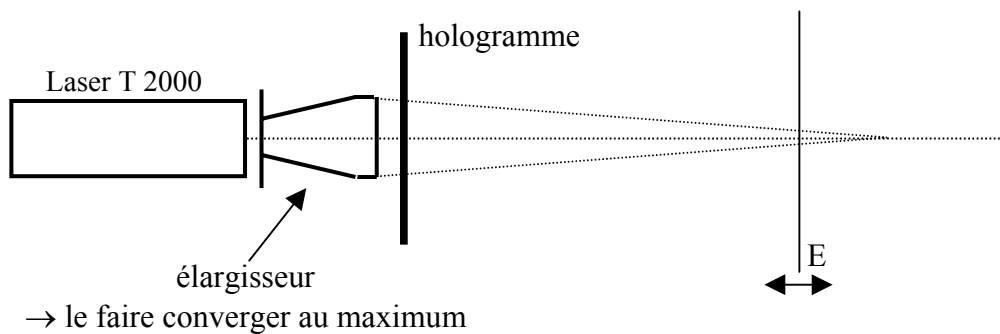
Tournez l'hologramme de 180° autour d'un axe vertical par rapport au § précédent.

Observation du grand hologramme :

Le placer à environ 1 m du laser pour commencer → vous devez observer une image sur l'écran. Bougez l'hologramme de façon à éclairer une autre partie de la plaque → on voit l'objet sous un autre angle.

Déplacez l'écran → vous devez constater que le cavalier et les mots "laser focus" ne sont pas nets pour la même position d'écran (vous pouvez aussi déplacer l'hologramme le long de l'axe optique).

La mise au point sur "laser focus" est délicate à réaliser car on est gêné par le speckle dû à la faible portion de l'hologramme qu'on éclaire → éloignez l'hologramme le plus loin possible pour y remédier (5 mètres voire 10 si la salle d'à côté est libre !). Une autre alternative consiste à apporter les modifications suivantes au montage :



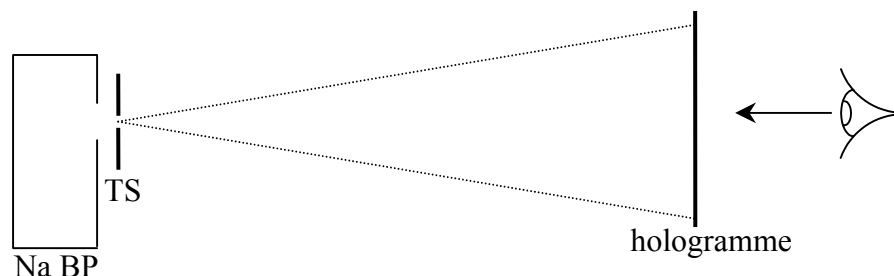
Observation du petit hologramme :

On peut refaire le même type de manipulation sauf que cette fois-ci l'image est décalée par rapport au faisceau laser. Il n'y a plus d'ambiguïté quant au sens suivant lequel il faut l'éclairer (l'image ne doit pas être renversée). Vous devez constater qu'on a une netteté et une luminosité améliorées si on tourne légèrement l'hologramme.

3.1.3 Observation avec une autre source

Si l'emploi d'un laser est indispensable pour l'enregistrement de l'hologramme, ce n'est pas le cas pour son observation (il faut le signaler). Des problèmes de cohérence se posent alors. Vous pouvez à titre indicatif effectuer la manipulation suivante.

Manipulation :



L : lampe Na Pierron MT 3238

TS : diaphragme circulaire réglable en diamètre

H : hologramme Phywe 08578.00 sur support gris (dans systèmes interférentiels)

Placez l'hologramme à environ 50cm de la lampe. Ouvrir le TS au maximum et observez à travers l'hologramme. L'image observée est floue. Refermez TS, qu'observe-t-on ?

Rouvrir TS jusqu'à la moitié et éloigner progressivement l'hologramme de la lampe.
Qu'observe-t-on ?

On peut aussi faire l'observation avec une lampe à vapeur de mercure basse pression. Un nouveau phénomène apparaît. Expliquez l'observation.

Remarque :

Pour que l'observation puisse être visible de l'ensemble de la salle, on peut utiliser une caméra vidéo. L'utiliser en position macro, collée contre l'hologramme.

3.2 Mesures d'objet de petites dimensions

On peut montrer la figure de diffraction par un cheveu obtenu par un laser et en déduire son diamètre. On peut aussi mesurer de la même façon la taille des spores de lycopodes. Pour ces manipulations, se reporter au montage M 9 (Diffraction) § 3.2 et 3.3.

3.3 Transport d'information par modulation d'une diode laser

Plusieurs manipulations sont possibles suivant le matériel dont on dispose : on peut moduler l'intensité du faisceau laser en tout ou rien ou de façon proportionnelle au signal informatif. La transmission du signal peut se faire par voie aérienne ou par fibre optique. A vous de choisir.

3.3.1 Modulation en tout ou rien

Manipulation 1 :

Reprendre la manipulation du § 2.2 avec un signal carré très basse fréquence ($\approx 0,5$ Hz) → une diode laser peut servir à produire un signal numérique codé en binaire.

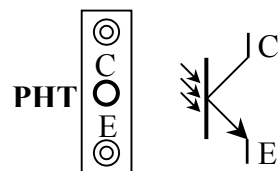
Manipulation 2 :

Même principe avec une transmission par fibre optique. Deux lasers permettent ce type d'expérience à Rennes :

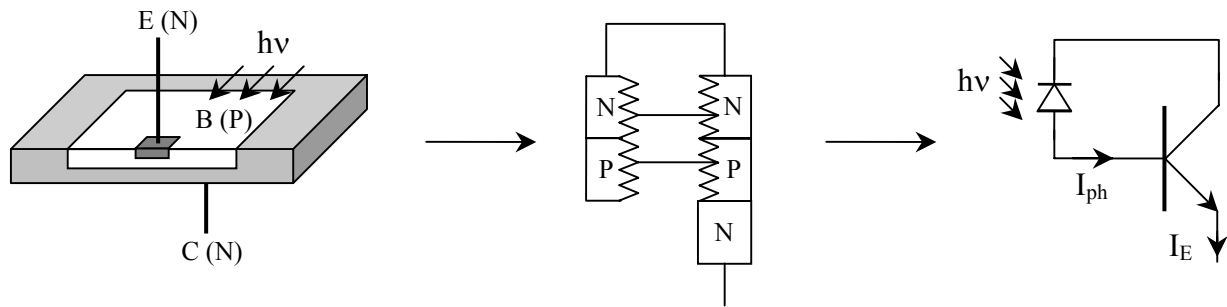
Le laser Jeulin réf 201 020 logé dans un tube en plexiglas transparent avec sa fibre optique (celle recouverte d'une gaine noire et munie d'un adaptateur avec lentille permettant la connexion au laser et d'un autre adaptateur bleu pour le système de détection).

Le laser électrome LAVL bleu avec sa fibre optique (fibre nue munie de deux connecteurs bleu).

Dans les deux cas de figure, on commande les laser avec des signaux TTL et on utilise un phototransistor (PHT) de chez électrome pour la réception :



Un phototransistor est un transistor bipolaire dont la base est accessible à la lumière, la jonction Collecteur – Base jouant le rôle de la photodiode. On peut dans un premier temps le modéliser de la façon suivante (il faut bien voir que la diode et le transistor ne font qu'un) :



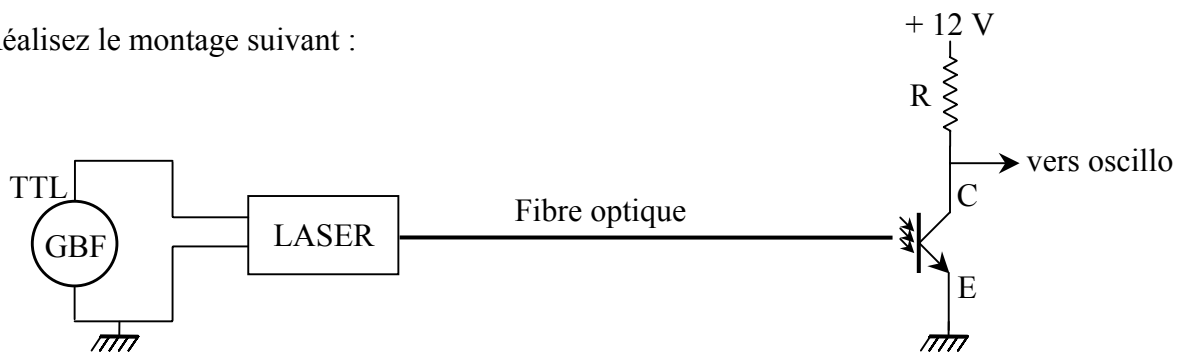
Lorsqu'on soumet le phototransistor à un rayonnement lumineux, le courant de l'émetteur s'écrit :

$$I_E = (1 + \beta)(I_{C_0} + I_{ph}) \approx \beta I_{ph}$$

I_{C_0} est le courant de saturation de la jonction collecteur-base et I_{ph} est le photo courant créé par les photo porteurs.

La différence principale avec une photodiode réside dans la multiplication du courant photo induit par le facteur β qui n'est autre que le gain en émetteur commun du transistor. Cependant, ce dispositif admet des inconvénients tel que sa thermosensibilité et surtout sa constante de temps qui très élevé.

Réalisez le montage suivant :



Vous pouvez commencer par un signal basse fréquence et observer visuellement (**pas directement !**) la sortie de la fibre optique → vous devez voir le faisceau clignoter. Branchez alors la fibre optique sur le module récepteur en utilisant une résistance de 10 kΩ pour commencer. Comparez à l'oscillo le signal obtenu avec le signal TTL d'origine.

Remarquez que le signal récupéré est déphasé de π en raison du principe de fonctionnement du phototransistor :

- $V_C \approx 12 \text{ V}$ lorsque la base du phototransistor n'est pas éclairé (vous pouvez masquer la base du phototransistor avec la main) : $I_{ph} = 0 \rightarrow I_C \approx I_E \approx \beta I_{ph} = 0 \Rightarrow$ le phototransistor est bloqué $\rightarrow V_R = RI_C = 0 \rightarrow V_C = U_{alim}$.

- $V_C \approx 0$ si on éclaire la base du phototransistor (avec une lampe de poche par exemple) : $I_{ph} \neq 0 \rightarrow I_C \approx I_E \approx \beta I_{ph} \neq 0 \Rightarrow$ le phototransistor est passant \rightarrow on a $V_{CE} \approx 0$ si la base est suffisamment éclairée.

Observations :

Les signaux doivent être sensiblement identiques tant que la fréquence n'est pas trop élevée ($\approx 100 - 300 \text{ Hz}$). Si on continue à augmenter la fréquence, le signal reçu commence à être déformé par rapport au signal d'origine : le passage du niveau bas au niveau n'est plus immédiat et ressemble à une exponentielle (charge des capacité de jonction du

phototransistor – cf. Duffait, p. 58-62) et le passage du niveau haut au niveau bas se fait avec un certain temps de retard (temps nécessaire à l'évacuation des charges photo créées stockées dans la base – cf. Duffait, p. 58-62 et 71-72).

Remplacez la résistance de 10 k Ω par une résistance de 1 k Ω → vous devez observer une amélioration du temps de montée ($\tau = RC$ diminue). Cela n'a en revanche aucune influence sur le retard à la descente.

La limite des performances en fréquence du montage provient du phototransistor (les laser peuvent être modulés à des fréquences beaucoup plus élevées – consultez leur documentation technique). Une diode permettrait des performances accrues.

3.3.2 Modulation proportionnelle

Etant donné la caractéristique de la diode, il faut polariser le signal avant de le transmettre. Il existe des lasers prévus pour effectuer directement ce type de modulation : ils disposent d'une entrée modulation (exemple : Modulaser MT 4042 de chez Pierron). La manipulation ne présente alors aucune difficulté. On peut aussi utiliser la diode laser logée dans un tube en laiton ; il faut alors polariser le signal.

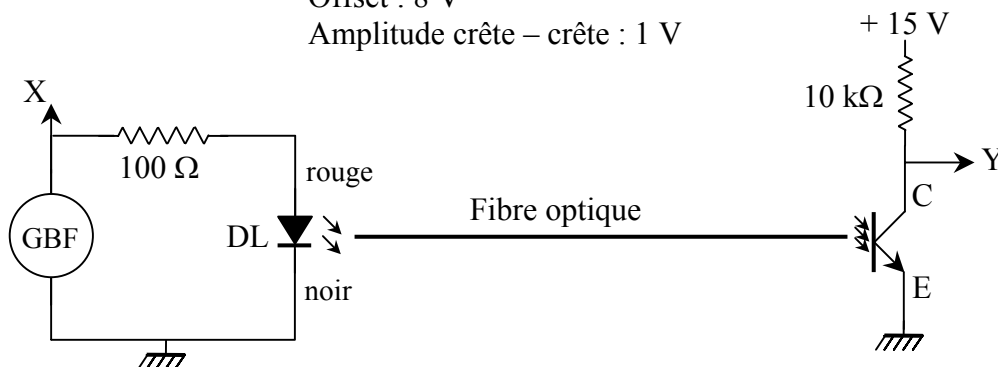
Manipulation :

On reprend le montage du § 2.1 en remplaçant l'alimentation continue par un GBF avec réglage d'offset :

Signal sinusoïdal 100 – 200 Hz

Offset : 8 V

Amplitude crête – crête : 1 V



Prendre la fibre optique recouverte d'une gaine noire et munie d'un adaptateur avec lentille et d'un autre adaptateur bleu pour le système de détection. Insérez le laser dans la monture de la lentille. On peut le bloquer à l'intérieur en enroulant quelques épaisseurs de papier autour du tube laser.

Comparez l'allure des deux signaux (on peut passer en AC et inverser la voie 2 pour mieux les comparer).

ANNEXE : PRINCIPE DE L'HOLOGRAMME

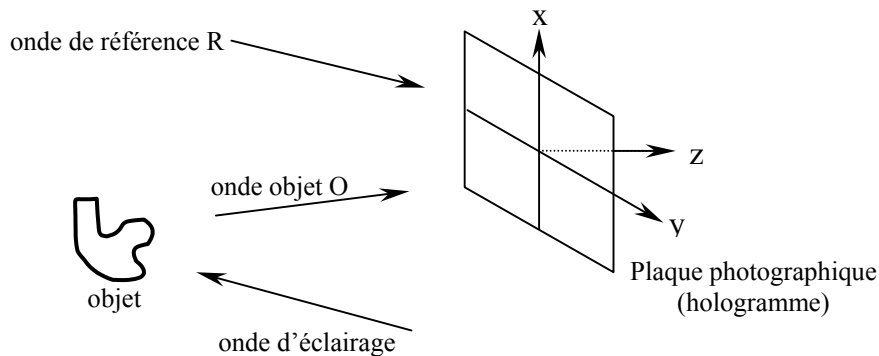
Bibliographie :

Optique cohérente : Werner Lauterborn Masson C15 467 535

Optique cohérente : P et JP Provost Fernand Nathan C11 672/2 535

I DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'objet que l'on veut holographier est éclairé par de la lumière cohérente. La lumière diffusée par l'objet (notée O) ainsi que l'onde de référence (notée R) sont enregistrées simultanément sur une plaque photosensible :



II ENREGISTREMENT

2.1 Amplitude incidente

En un point $P(x, y)$ de la plaque, l'amplitude du champ électrique vaut $E(x, y, t) = O(x, y, t) + R(x, y, t)$

2.2 Intensité

La plaque photographique est sensible à l'intensité du champ ; celle-ci vaut : $I(x, y) = |R(x, y) + O(x, y)|^2 = (R + O)(R + O)^*$

Soit : $I(x, y) = RR^* + OO^* + R^*O + RO^*$

2.3 Transmission du négatif

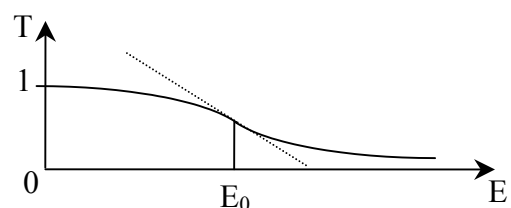
Après exposition, le négatif a une certaine transmission. On définit le coefficient de transmission complexe :

$$T = \frac{E_s}{E_i}$$

E_i : onde incidente

E_s : onde sortante

Pour un hologramme d'amplitude, ce coefficient est réel et varie en fonction de l'exposition (énergie reçue par unité de surface pendant un temps $t \Rightarrow \int_0^{t_{\text{exp}}} I dt$ selon la courbe suivante :



On expose le négatif de façon à se trouver dans la partie linéaire de la caractéristique.

$$\Rightarrow T = a - b.E = a - B I t_e \quad \text{soit} \quad \boxed{T(x, y) = a - b.t_e (RR^* + OO^* + R^*O + RO^*)}$$

III OBSERVATION DE L'HOLOGRAMME

On éclaire l'hologramme avec l'onde de référence : $\Rightarrow E_s(x, y) = T(x, y) \times R(x, y)$
 $\Rightarrow E_s(x, y) = R a - b t_e R (RR^* + OO^* + R^*O + RO^*)$

L'intensité en sortie se compose de 4 termes :

$R (a - b t_e |R|^2)$: ordre zéro de diffraction ;
 l'onde de référence est multipliée par une constante
 $b t_e R \times |O|^2$: ordre zéro modulé par $|O|^2$, en général une figure de speckle.

$b t_e |R|^2 O^*$: image conjuguée (réelle)

$b t_e |R|^2 O$: image directe (virtuelle)

Les deux derniers termes correspondent aux images réelles et virtuelles. On le comprend facilement pour l'image directe puisqu'elle est proportionnelle à O donc à l'onde objet d'origine. L'explication est un peu plus subtile pour le terme proportionnel à O^* . Ce n'est pas une onde conjuguée au sens classique du terme car la conjugaison n'affecte que la partie spatiale de l'onde incidente : $O^*(x, y)$. C'est ce que l'on appelle une onde conjuguée en phase.

Pour mieux le comprendre, considérons pour simplifier les choses une onde plane à une dimension qui se propage suivant l'axe des z . Son champ électrique se met dans ce cas sous la forme : $E(z, t) = E_0 \exp i(kz - \omega t)$

Son conjugué vaut alors $E^*(z, t) = E_0 \exp -i(kz - \omega t)$

L'onde conjuguée en phase vaut en revanche : $E^*(z, t) = E_0 \exp i(-kz - \omega t)$

→ elle

correspond physiquement à une onde plane de même nature que l'onde d'origine mais qui se propage dans le sens contraire.

$\Rightarrow b t_e |R|^2 O$ correspond à une onde qui se dirige vers nous → image virtuelle

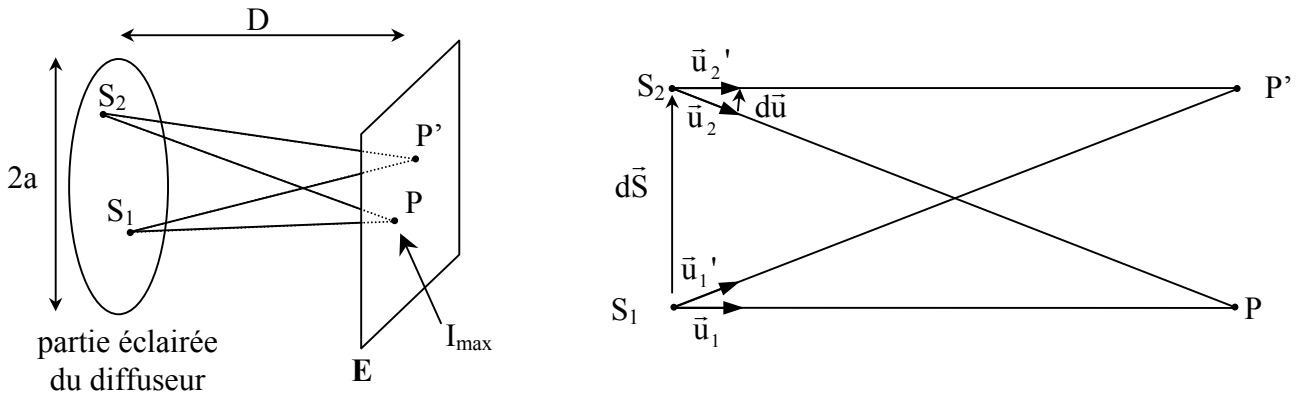
$b t_e |R|^2 O^*$ correspond à une onde qui part de nous → image réelle

ANNEXE 2 : ETUDE DU SPECKLE

Bibliographie :

Sextant p. 205

Le diffuseur peut-être considéré comme un assemblage de très petits grains aléatoires en position et en forme \Rightarrow chacun diffracte dans une zone de grande largeur angulaire d'autant plus grande que les grains sont petits. C'est dans cette zone qu'on observe le speckle : interférences de toutes les ondes émises par les grains du diffuseur.



Explication :

Soient S_1, S_2 deux sources ponctuelles du diffuseur.

Pour P : $\delta = S_2 P - S_1 P$ telle que I_{\max} en P

Pour P' : $\delta' = S_2 P' - S_1 P'$

$$\begin{aligned}
 \Delta\delta &= (S_2 P' - S_2 P) - (S_1 P' - S_1 P) \\
 &= (\overrightarrow{S_2 P'} \cdot \vec{u}_2' - \overrightarrow{S_2 P} \cdot \vec{u}_2) - (\overrightarrow{S_1 P'} \cdot \vec{u}_1' - \overrightarrow{S_1 P} \cdot \vec{u}_1) \\
 &\approx (\overrightarrow{S_2 P'} - \overrightarrow{S_2 P}) \cdot \vec{u}_2 - (\overrightarrow{S_1 P'} - \overrightarrow{S_1 P}) \cdot \vec{u}_1 \quad \text{car au premier ordre} \quad \vec{u}' = \vec{u} + d\vec{u} \approx \vec{u} \\
 &\approx (\overrightarrow{S_2 S_1} + \overrightarrow{S_1 P'} - \overrightarrow{S_2 S_1} - \overrightarrow{S_1 P}) \cdot \vec{u}_2 - (\overrightarrow{S_1 P'} - \overrightarrow{S_1 P}) \cdot \vec{u}_1 \\
 &\approx (\overrightarrow{S_1 P'} - \overrightarrow{S_1 P}) \cdot (\vec{u}_2 - \vec{u}_1) \\
 &\approx (\overrightarrow{S_1 P} + \overrightarrow{PP'} - \overrightarrow{S_1 P}) \cdot (\vec{u}_2 - \vec{u}_1) \approx \overrightarrow{PP'} \cdot (\vec{u}_2 - \vec{u}_1)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{or} \quad \vec{u}_2 - \vec{u}_1 &= \frac{\overrightarrow{S_2 P}}{\|\overrightarrow{S_2 P}\|} - \frac{\overrightarrow{S_1 P}}{\|\overrightarrow{S_1 P}\|} \approx \frac{1}{D} (\overrightarrow{S_2 P} - \overrightarrow{S_1 P}) \text{ au premier ordre.} \\
 &\approx \frac{1}{D} (\overrightarrow{S_2 S_1} + \overrightarrow{S_1 P} - \overrightarrow{S_1 P})
 \end{aligned}$$

$$\text{Finalement : } \boxed{\Delta\delta \approx \frac{\overrightarrow{S_2 S_1} \cdot \overrightarrow{PP'}}{D}} \quad \text{au premier ordre}$$

Conséquence :

$$\Delta\delta_{\max} \Leftrightarrow S_1 S_2 = 2a \text{ (diamètre parallèle à PP' de l'objet diffusant) .}$$

$$\Rightarrow \Delta\delta_{\max} = \frac{2a}{D} PP'$$

Pour PP' donné , tant que $\Delta\delta_{\max} \ll \lambda$, la différence de différence de marche pour tous les points entre S_1 et S_2 atteignant P ou P' sera tellement faible que le phénomène de diffraction en P (I_{\max} par exemple) sera le même en P'.

\Rightarrow plus a \searrow , plus $\Delta\delta \nearrow$, plus les variations d'intensité sur l'écran seront étalés, plus les grains du speckle s'élargiront.

\Rightarrow si a $\nearrow \Rightarrow$ variations d'intensité plus rapides \Rightarrow taille speckle \searrow .