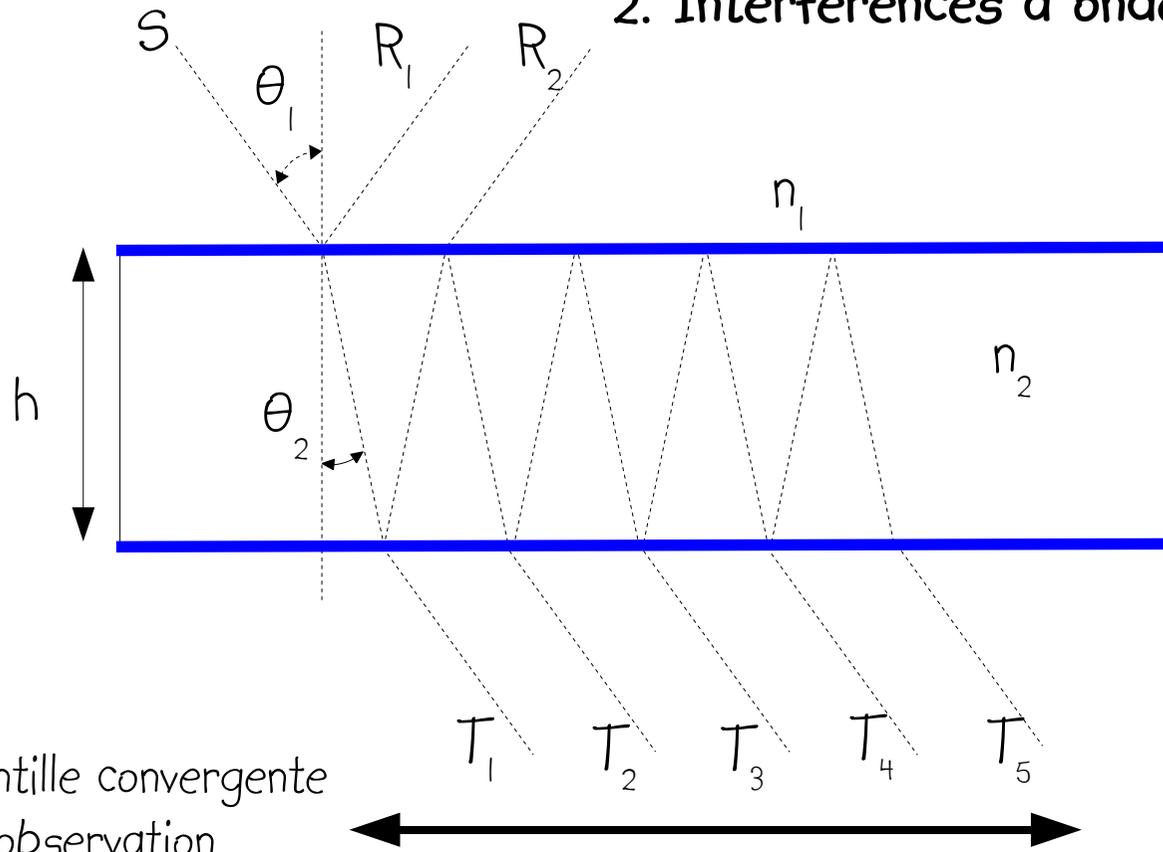


Université de Grenoble – 2010/2011

Optique Ondulatoire – IUT Mesures-Physiques

V. Interférences à ondes multiples
Interféromètre de Pérot-Fabry
Filtres interférentiels
LASER

2. Interférences à ondes multiples



On ne s'intéressera ici qu'au cas où les interfaces 1-2 et 2-1 sont revêtues d'un dépôt à haute réflectivité (voisin de 1). Dans ce cas, les rayons réfléchis R_i ne présentent aucun intérêt car seul le premier rayon (R_1) a une intensité appréciable (interférence à contraste faible).

En revanche, l'interférence des rayons transmis produit un fort contraste. Dans cette situation, de multiples ondes interfèrent simultanément.

lentille convergente
d'observation

Soit r et t les coefficients de réflexion et de transmission du dépôt à haute réflectivité.

La réflectivité et la transmittivité sont alors : $R = r^2$, $T = t^2$

, mais $R+T \leq 1$ (car il peut y avoir absorption) .

En prenant comme origine des phases la phase de T_1 , Le somme des champs électriques des

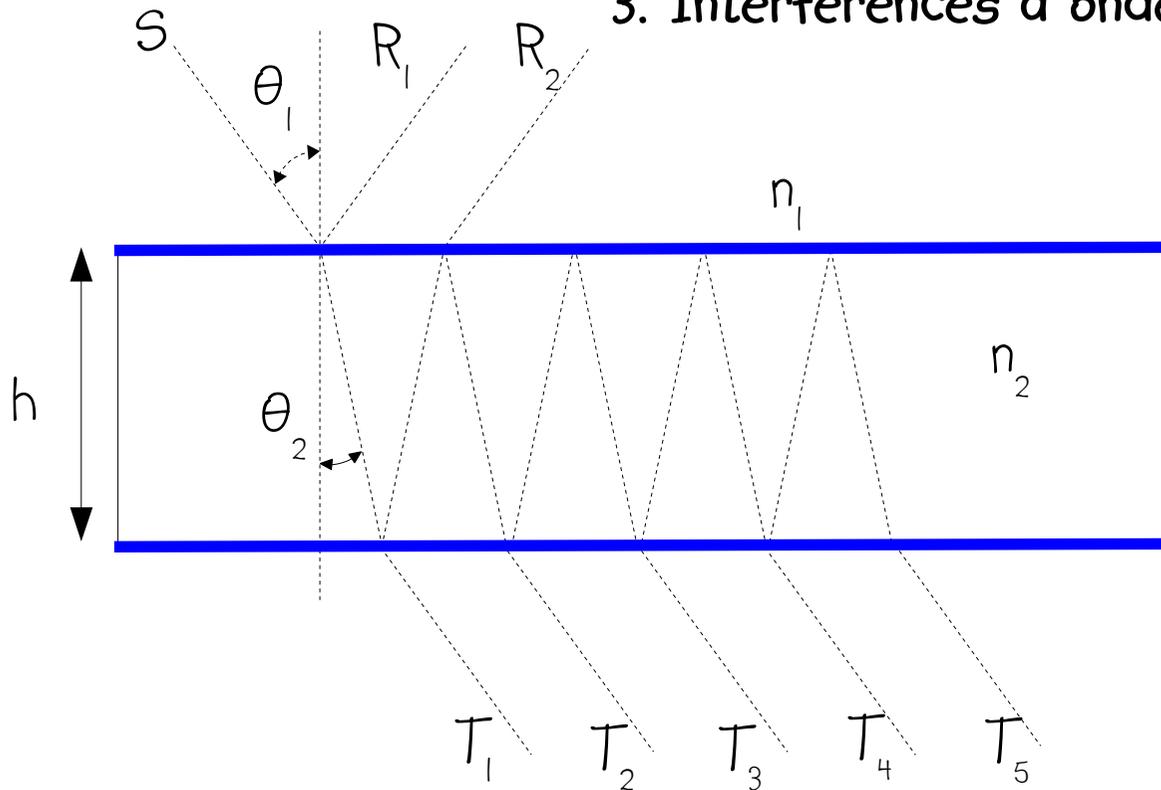
ondes transmises est alors : $\vec{E}_T(\theta_1) = \vec{E}_{0s} t^2 + \vec{E}_{0s} t^2 r^2 \exp(-i \Delta \Phi) + \dots + \vec{E}_{0s} t^2 r^{2(p-1)} \exp(-i(p-1) \Delta \Phi) + \dots$

$$\Delta \Phi = \frac{4\pi}{\lambda} n_2 h \cos \theta_2$$

Pas de déphasage dû aux réflexions car nombre pair de réflexions de 2->1

pour le $p^{\text{ième}}$ rayon transmis

3. Interférences à ondes multiples



$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

$$\Delta \Phi = \frac{4\pi}{\lambda} n_2 h \cos \theta_2$$

$$\begin{aligned} \vec{E}_T(\theta_1) &= \vec{E}_{0S} t^2 + \vec{E}_{0S} t^2 r^2 \exp(-i \Delta \Phi) + \dots + \vec{E}_{0S} t^2 r^{2(p-1)} \exp(-i(p-1) \Delta \Phi) + \dots \\ &= \vec{E}_{0S} t^2 (1 + r^2 \exp(-i \Delta \Phi) + \dots + r^{2(p-1)} \exp(-i(p-1) \Delta \Phi) + \dots) = \vec{E}_{0S} \frac{T}{1 - R \exp(-i \Delta \Phi)} \end{aligned}$$

série géométrique de raison : $r^2 \exp(-i \Delta \Phi)$

$$\frac{I_T(\theta_1)}{I_0} = \frac{\vec{E}_{0S} \cdot \vec{E}_{0S}^*}{E_{0S}^2} = \frac{T^2}{1 + R^2 - 2 R \cos \Delta \Phi} = \frac{I_T(\Delta \Phi)}{I_0}$$

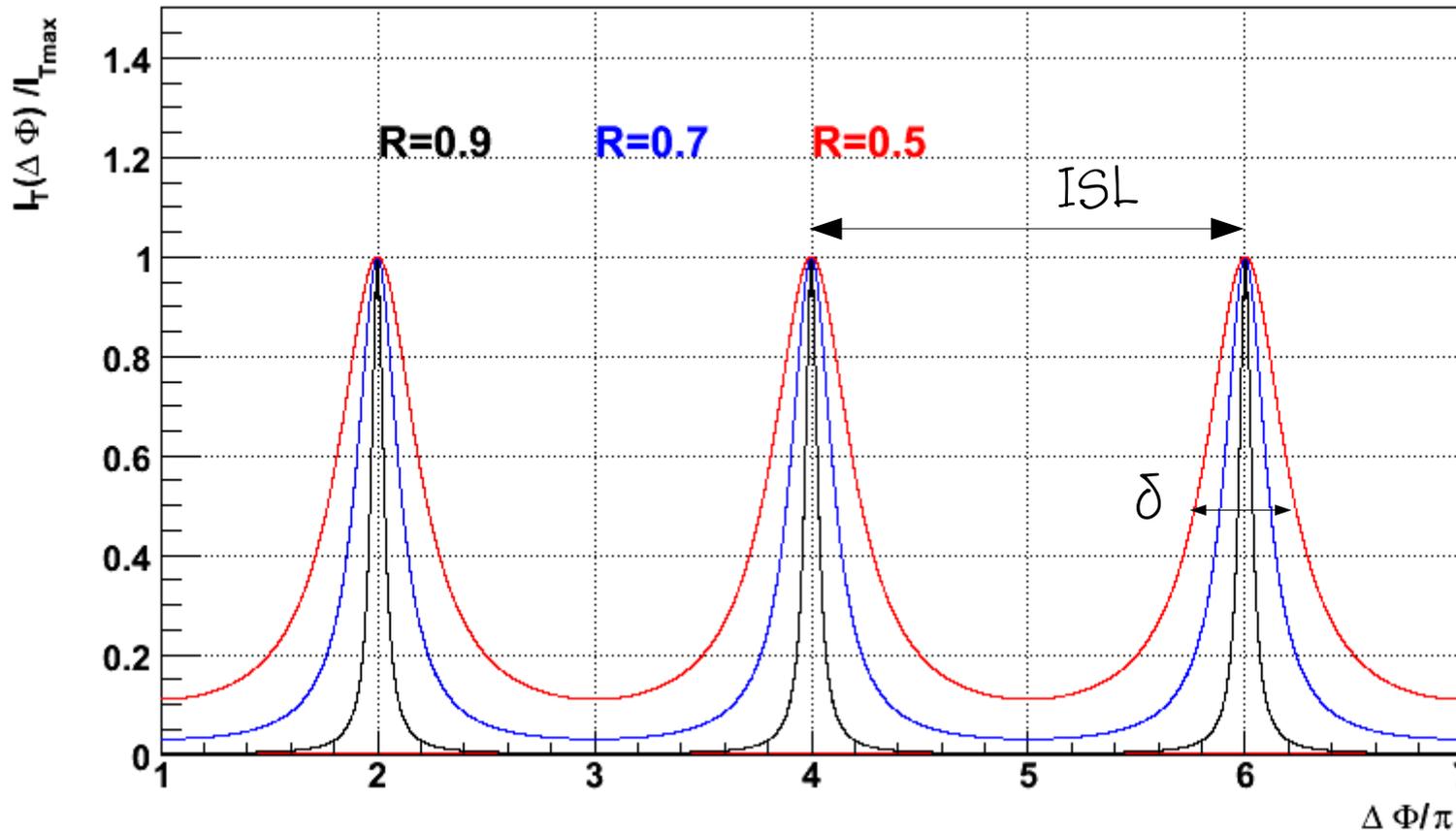
exo : déterminer les intensités maximale et minimale transmises.
 Trouver l'expression du contraste.
 Traiter les cas de l'incidence normale.
 Discuter du sens physique.

4. Interférences à ondes multiples

exo : Montrer que :

$$\frac{I_T(\Delta\Phi)}{I_{Tmax}} = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\Delta\Phi}{2}\right)}$$

Interférences multiples



Finesse :

$$F = \frac{ISL}{\delta} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$$

ISL = Intervalle Spectral Libre

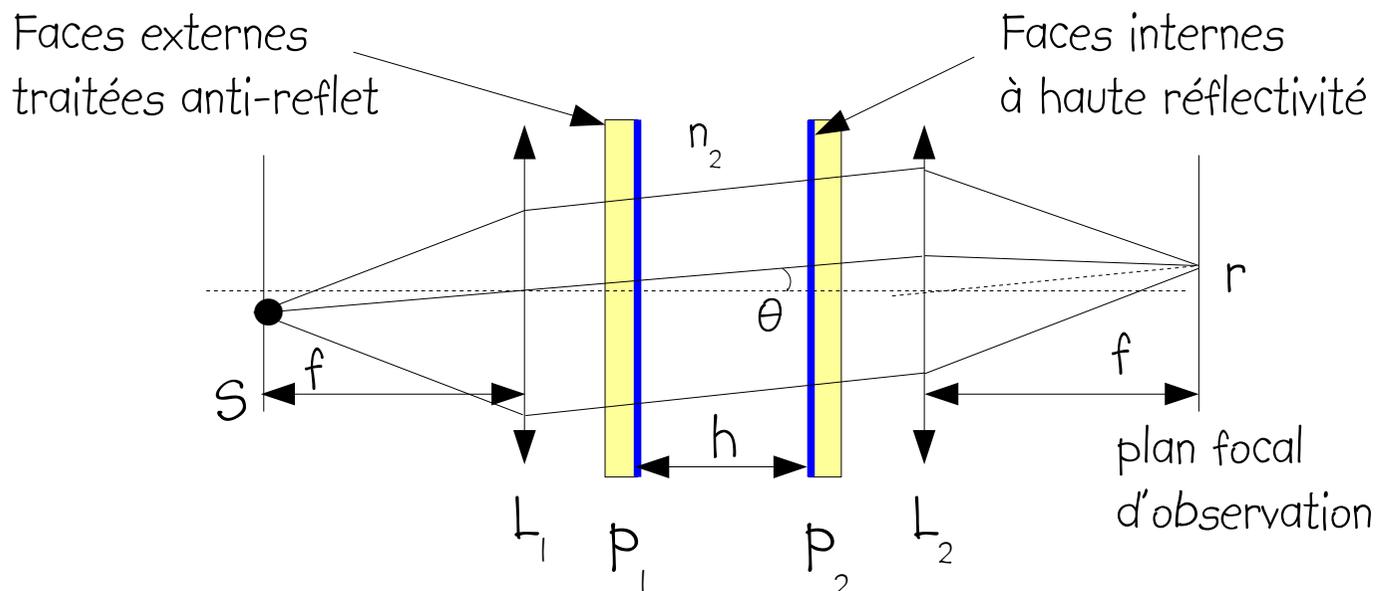
δ largeur à mi-hauteur

Montrer la relation qui lie F à R.

L'intensité transmise ne suit pas une loi sinusoidale.
Les anneaux brillants sont beaucoup plus étroits que dans le cas d'une interférence à deux ondes.

Un système de cette sorte permet des mesures plus précises.

5. Interféromètre de Pérot-Fabry



Sur le plan focal, on observe des anneaux brillants qui suivent la loi établie préalablement.

Compte tenu de la finesse des lames de verre, on peut totalement ignorer la réfraction en leur sein.

h peut être ajustée par un système micrométrique.

Le milieu interne est en général un gaz d'indice très proche de 1.

Alfred Pérot (1863-1925)

Charles Fabry (1867-1945)

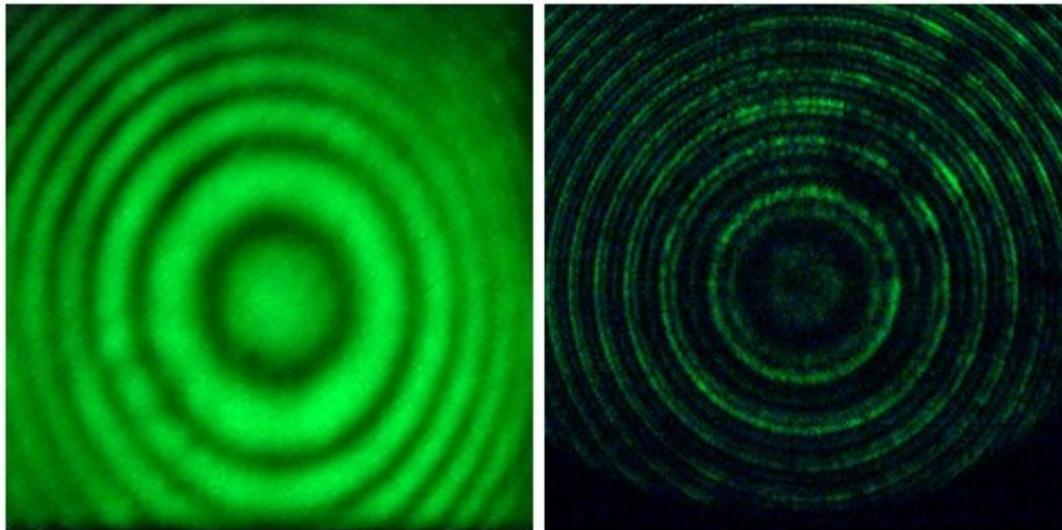
Ils ont construit leurs premiers interféromètres dès les années 1890.

$$\frac{I_T(\Delta\Phi)}{I_{Tmax}} = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\Delta\Phi}{2}\right)}$$

$$\Delta\Phi = \frac{4\pi}{\lambda} n_2 h \cos\theta \quad r = f \tan\theta$$

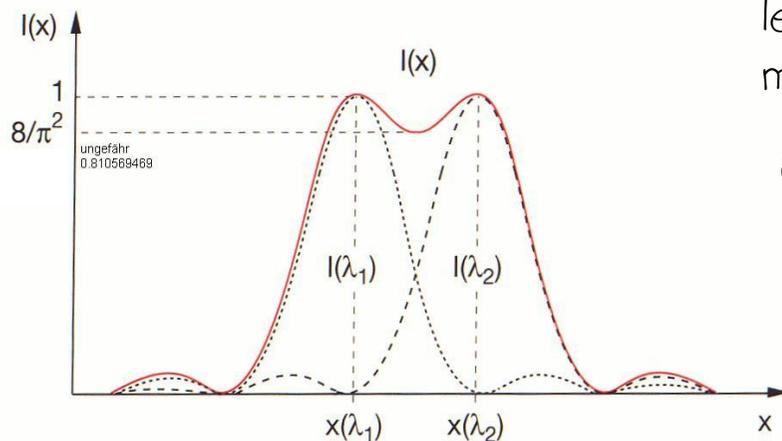
Cet interféromètre en principe plus simple qu'un Michelson n'en est pas moins beaucoup plus précis. À partir de 1909, il a permis de mieux définir le mètre étalon par mesure interférentielle à l'aide de la raie rouge du cadmium.

6. Utilisation en spectrométrie d'un interféromètre de Pérot-Fabry



On observe que la structure fine de la source (doublet du YAG) n'est pas visible avec le Michelson (à gauche), alors qu'elle l'est avec le Pérot-Fabry (à droite)

On considère que l'on peut résoudre spectralement une source si le critère de Rayleigh est satisfait : c.-à-d. si le maximum d'intensité d'une raie lumineuse coïncide avec le minimum d'intensité de la raie suivante (et vice versa).



On définit le **Pouvoir de Résolution** du Fabry-Pérot par :

$$P.R. = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx \frac{2F n_2 h}{\lambda} = F m \quad \leftarrow \text{mode du maximum}$$

Pour une finesse de 31,2, une épaisseur optique de 4 mm et une longueur d'onde de 500 nm, on obtient un pouvoir de résolution de $5 \cdot 10^5$, soit la possibilité de séparer des raies lumineuses espacées de plus de 1 picomètre (10^{-12} m) !

7. Utilisation en spectrométrie d'un interféromètre de Pérot-Fabry

Mais attention si les deux longueurs d'onde à séparer sont assez distantes l'une de l'autre, leurs anneaux d'ordres différents peuvent se superposer !

À l'incidence normale (condition d'utilisation en spectrométrie) , on a : $m = \frac{2n_2h}{\lambda}$

L'intervalle spectral entre deux modes est alors : $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2n_2h}$

EXO : Nous souhaitons distinguer les deux raies du Sodium : 589,0 nm et 589,6 nm.

On vous donne un Pérot-Fabry de séparation entre miroirs $h=0,3$ mm et rempli d'eau ($n=1,33$).

Est-ce que ce montage vous suffit pour distinguer les deux raies ?

Que proposez vous comme solution ?

8. Filtrés interférentiels

Un filtre interférentiel est obtenu par dépôt sous vide de minces couches de divers matériaux sur une lame de verre. Ces couches produisent des interférences multiples qui selon la complexité du filtre, laisseront passer ou couperont une ou plusieurs bande(s) spectrale(s) de lumière.

Cette technique s'est pleinement développée à partir des années 1940 lorsque les technologies de dépôt de couches minces de diélectriques (absorption réduite) ont pris leur essor.

L'une de leurs applications communes sont les miroirs froids des lampes de densistes qui réfléchissent la lumière visible et laissent passer les infrarouges, source de chaleur nuisible.

Ces filtres sont utilisées dans les transmissions optiques numériques pour sélectionner finement la longueur d'onde du signal transmis et le mode de la transmission.

Ils sont également très utilisés en photographie et en tout premier lieu en photographie astronomique pour sélectionner certaines longueurs d'ondes ou filtrer les lumières parasites (ville ...).

Ce sont également des filtres de ce type qui constituent les miroirs de nos LASER .

9. Filtres interférentiels

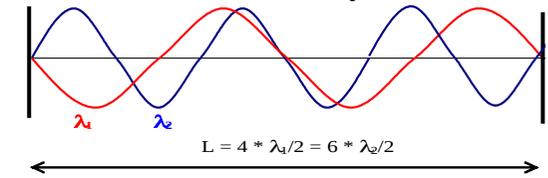
exo : Un filtre interférentiel est éclairé en incidence normale. Il est constitué par une lame de cryolithe d'épaisseur h et d'indice réel $n=1,365$ constant. Ses faces sont tapissées d'une couche semi-réfléchissante non absorbante dont les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude sont définis par r et t respectivement, dans le cas où la lumière se propage de l'air vers la lame de cryolithe.

- 1) Que vaut $r^2 + n t^2$?
- 2) Que signifie que r est négatif ?
- 3) Sachant que seules deux raies dans le visible ($0,4-0,8 \mu\text{m}$) sont transmises par le filtre dont l'une est centrée à la longueur d'onde $\lambda_0 = 546 \text{ nm}$, calculer la deuxième longueur d'onde transmise.
En déduire l'épaisseur e .
- 4) Quelle doit être la valeur de la réflectivité R pour que $(I_{\text{max}} - I_{\text{min}})/(I_{\text{max}} + I_{\text{min}})$ soit égal à $0,999$?
- 5) Quelle est alors la valeur du pouvoir de résolution $\lambda/\Delta\lambda$ et des bandes passantes $\Delta\lambda$ pour chacune des deux radiations transmises ?

10. LASER : Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

1890-1910 : Charles Fabry et Alfred Pérot mettent au point les premières cavités optiques résonnantes

réflecteur

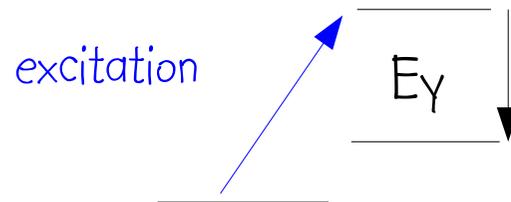


1917 : Albert Einstein énonce le principe de l'émission stimulée de lumière

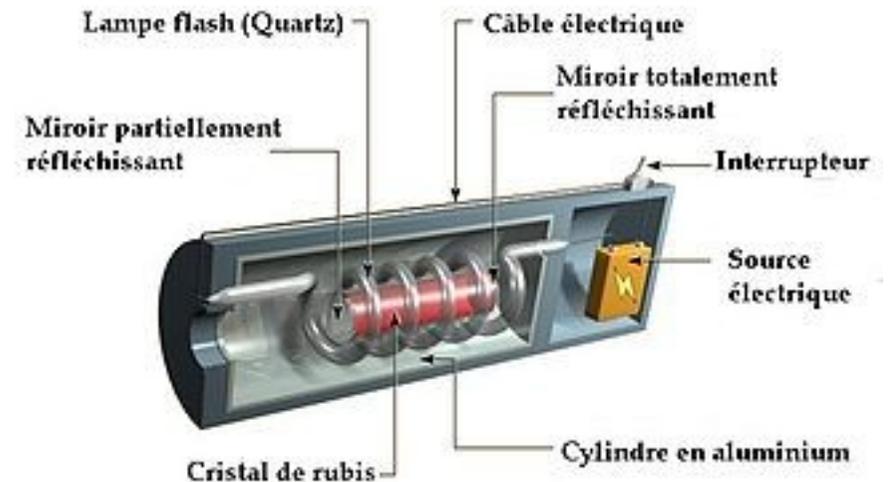


2 photons de même énergie et de même phase

1950 : Alfred Kastler (prix Nobel 1966) propose le pompage optique

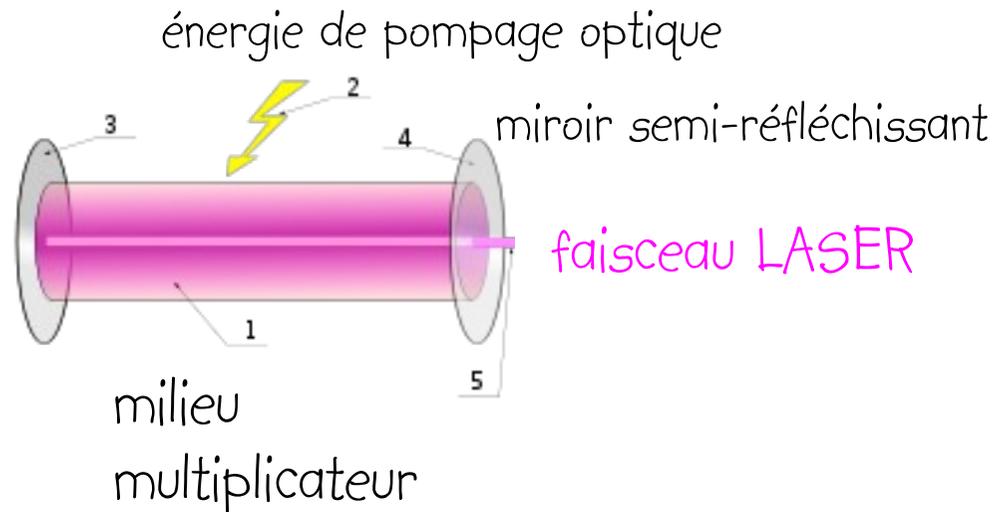


1960 : Théodore Maiman fait fonctionner le premier LASER à rubis (lumière rouge)

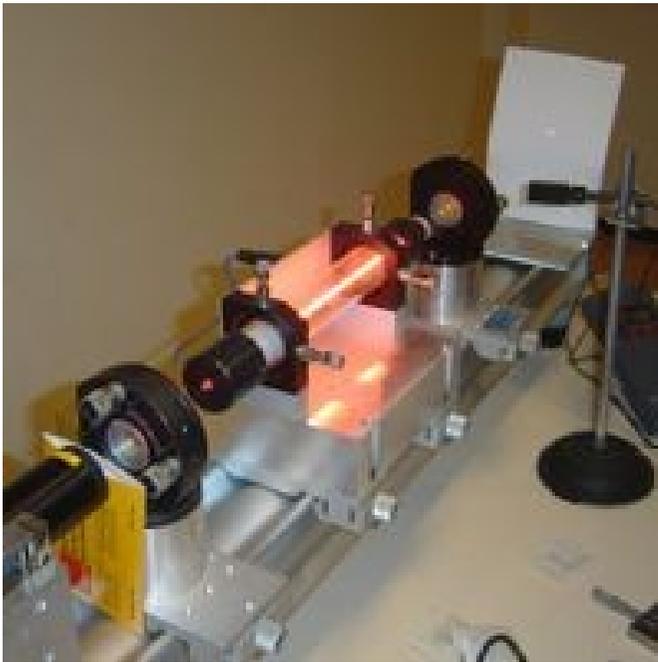


II. LASER :

Miroir
totalement
réfléchissant



Laser Hélium-Néon

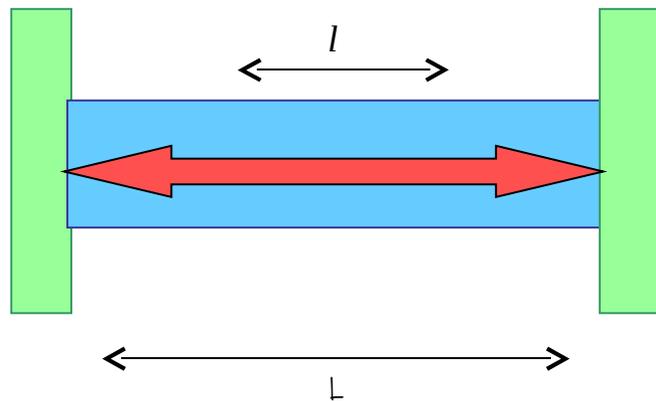


Aujourd'hui il existe des LASER solides, gazeux, liquides, à électrons libres et à semiconducteurs . Ces derniers - très bon marché - font les joies des télécommunications .

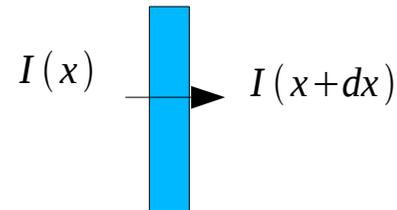
diode LASER



12. LASER :



On note $g(\nu)$ le gain par unité de longueur du milieu amplificateur pour une fréquence ν .



après le parcours l dans le milieu ($l \leq L$) :

$$I(l) = I_0 \exp(g(\nu)l)$$

$$dI(x) = I(x+dx) - I(x) = g(\nu)I(x)dx$$

Avec I_0 = intensité incidente

Au seuil d'émission laser, à chaque A/R, les pertes sont compensées par le gain, soit:

$$g = \frac{-\ln(R_1 R_2)}{2L} \quad \text{c'est le gain seuil d'émission laser}$$

On observe que pour que le seuil d'oscillation laser soit bas, il faut que la longueur de la cavité soit importante, et que les miroirs soient de très bonne qualité ($R \rightarrow 1$)..

13. Pour en savoir plus :

- Modern Optics, Robert Guenther, John Wiley & sons
- Optique, Marie May, Anne-Marie Cazabat , Dunod
- Optique, Georges Bruhat, Masson