

Expérience de Wiener :  
Intensité lumineuse ?  
Quelle est la grandeur mesurée en  
Optique ?

Exposé de Daniel Van Labeke

Epiphymaths 2023

# Plan

1. **Introduction**
2. Rappels
3. Réflexion métallique : onde stationnaire
4. Expériences en onde radio
5. Expériences de Wiener
6. Angle de Brewster
7. Onde évanescente
8. Champ Proche Optique
9. Conclusions

# Nature de la lumière

- Antiquité
- Newton : lumière = flux de particules
- 1800 : Young, Fresnel
  - La lumière est une onde
  - La lumière est une onde transversale
- 1864 Maxwell + 1886-1888 Hertz

La lumière est une onde électromagnétique
- 1900 Planck 1905 Einstein ...

Nature quantique de la lumière

# A quelle grandeur physique correspond l'intensité d'un signal lumineux ?

Au début du XIX siècle des expériences d'interférence et de diffraction sont réalisées avec de la Lumière. Fresnel bâtit un formalisme ondulatoire permettant de calculer l'intensité lumineuse de ces expériences.

Pour Fresnel, l'onde lumineuse est une vibration dans un milieu continu, existant même dans le vide. Aussi, l'intensité lumineuse en un point est proportionnelle à l'énergie de la vibration des « atomes » d'éther (donc au carré de l'amplitude des oscillations de l'éther).

Le problème se complique avec les expériences de polarisation par réflexion et/ou biréfringence (Malus, Fresnel, Arago...). Cependant, Fresnel et Arago, montrent que la lumière est une vibration transversale, sans aller au-delà pour la nature du vecteur lumineux. Le formalisme de Fresnel est parfaitement vérifié par les expériences.

Mais tout va changer avec Maxwell. En 1864, en ajoutant une équation aux équations de ses prédécesseurs en Electricité et au Magnétisme, il unifie ces 2 domaines de la Physique et crée l'Electromagnétisme. Il « invente » les ondes électromagnétiques, calcule leur vitesse et surtout il démontre que la lumière est une onde électromagnétique.

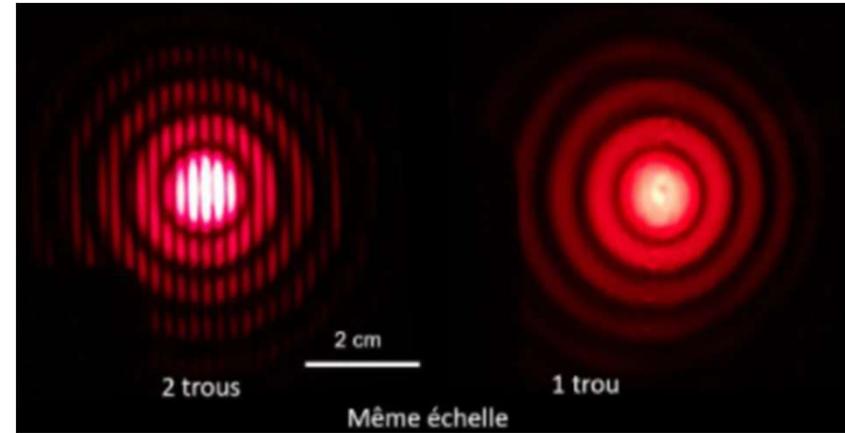
Très vite les physiciens (Hertz...) font des expériences sur ces ondes radio : interférences, diffraction, polarisation, mesure de la vitesse. Dans ces expériences, suivant le type de détecteur, on mesure soit Le champ électrique soit le champ magnétique de l'onde.

**Mais une question demeure non résolue : « en Optique, quel est le vecteur lumineux ? »  
Champ électrique, champ magnétique, vecteur de Poynting... ?**

# Caractéristique d'une onde lumineuse

- **Direction de propagation** (vecteur d'onde pour onde plane), onde sphérique...
- **Couleur** : pour une onde monochromatique  
couleur liée à la fréquence (longueur d'onde dans le vi
- Direction de vibration : **polarisation**  
onde transversale
- Milieu de propagation : se propage même dans le vide
- Vitesse de propagation :  $c$  dans le vide
- **Intensité lumineuse** : Observée ou détectée ???

# Intensité Lumineuse ? (1)



intensité des franges d'interférence –diffraction = ?  
Intensité d'une photographie ?  
Signal d'une photodiode ?

## Cours élémentaire d'Optique :

Depuis Fresnel, « on sait que » l'existence d'interférences (et de la diffraction) est liée au fait mathématique que

**l'intensité lumineuse doit être une grandeur quadratique,**  
**proportionnelle au module carré de l'amplitude de l'onde**  
(au carré de l'amplitude du vecteur lumineux)

# Intensité Lumineuse ? (2)

1) **Fresnel** : Quel est le « vecteur lumineux » vibrant ?  
= Vibration mécanique des atomes d'éther

2) **Maxwell** : lumière = onde électromagnétique *Champ Electrique* :  $\vec{E}$   
Deux champs se propagent *Champ Magnétique* :  $\vec{B}$

:

Quel est le vecteur lumineux  $\vec{E}$  ou  $\vec{B}$  ?

Quel est le signal lumineux observé, détecté (quadratique)  $|\vec{E}|^2$  ou  $|\vec{B}|^2$

Ou une grandeur énergétique ? :

$$\text{densité d'énergie : } \frac{1}{2} \epsilon_0 \vec{E}^2 + \frac{1}{2\mu_0} \vec{B}^2$$

$$\text{vecteur de Poynting : } \vec{P} = \vec{E} \wedge \vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \wedge \vec{B}$$

3) Intensité détectée en Optique Quantique ?

# Expérience d'Otto Wiener 1890

Otto Wiener est le fils du mathématicien Christian Wiener.

Il obtient son doctorat en 1887 à l'Université de Strasbourg titré *Über die Phasenänderung des Lichtes bei der Reflexion und Methoden zur Dickenbestimmung dünner Blättchen*, sous la direction d'[August Kundt](#).

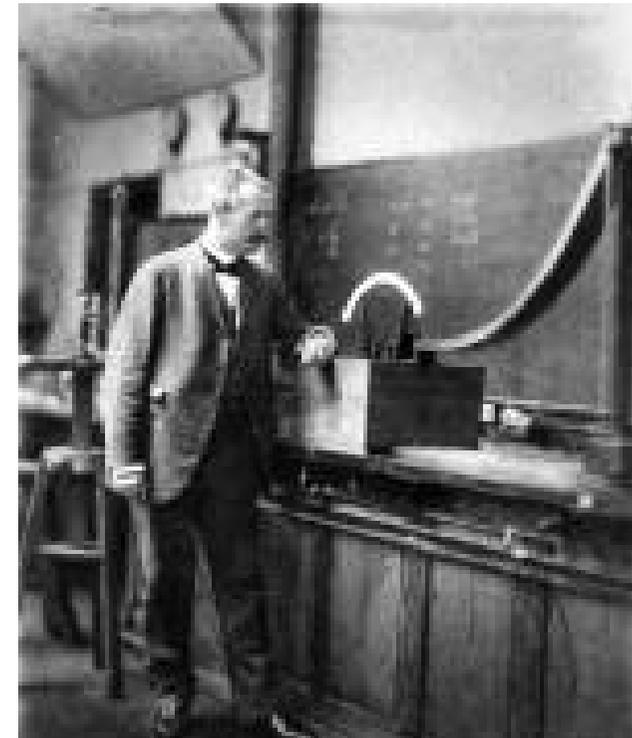
**Il se fait connaître grâce à la preuve expérimentale des ondes lumineuses stationnaires. En 1890, il réussit à déterminer la longueur d'onde de la lumière.**

À partir de 1895, il est professeur à l'[Université de Giessen](#). En 1899, il arrive à l'Institut de physique de l'[Université de Leipzig](#), où il succède à [Gustav Wiedemann](#). Dans sa conférence académique inaugurale à Leipzig de 1900, il place la théorie physique dans le contexte de la théorie de l'évolution. Avec la formule de l'expansion de nos sens, il a anticipé une thèse principale de la théorie des médias de [Marshall McLuhan](#).

Entre 1901 et 1904, un nouvel Institut de Physique de l'Université de Leipzig est construit sous la direction de Theodor Des Coudres et Otto Wiener

Il conçoit un cinématographe théorique, avec lequel il reprend la théorie des illusions intérieures et des symboles de [Heinrich Hertz](#).

La tombe d'Otto Wiener au cimetière du Sud de Leipzig.



OTTO WIENER. –  
Stehende Lichtwellen und die  
Schwingungsrichtung polarisirten Lichtes  
(Ondes stationnaires de lumière et orientation  
de la vibration dans la lumière polarisée);  
Wied. Ann., t. XL, p. 203; 1890

Dans son très beau et très remarquable travail M. Wiener applique un procédé expérimental tout à fait nouveau à l'étude de deux questions maintes fois abordées depuis Fresnel : **celle de l'orientation de la vibration lumineuse par rapport au plan de polarisation**, et celle du **changement de phase dans la réflexion sous l'incidence normale**.

M. Hertz a résolu la seconde question pour les ondes électro-dynamiques en envisageant l'onde stationnaire produite par la superposition de l'onde réfléchie à l'onde incidente M. Wiener s'est proposé de résoudre la question correspondante en Optique par le même procédé. Il est parvenu à obtenir l'image photo-graphique des phénomènes d'interférence qui accompagnent la production d'une onde stationnaire de lumière. ....

M. Hertz a montré que, dans une onde stationnaire électrodynamique, les noeuds de vibration de la force électrique coïncident avec les ventres de la force magnétique. Si les deux ordres de force participaient également à l'action chimique, la reproduction photographique de l'onde stationnaire de lumière eût échoué ; le succès des expériences de M. Wiener montre que l'une des deux catégories de force seule produit l'action chimique. Laquelle ?

# Revue des Deux Mondes - 1894 - tome 123

et Lamé étaient conduits, par l'étude de la double réfraction, à partager leur avis.

Longtemps, les physiciens demeurèrent en suspens entre l'hypothèse de Fresnel et celle de Mac Cullagh et de M. Neumann, cherchant en vain une expérience capable d'exclure définitivement l'une ou l'autre de ces deux hypothèses, désespérant de trouver une telle expérience, parfois même s'imaginant en avoir démontré l'impossibilité. En 1891, M. Otto Wiener apporta l'expérience tant désirée; par cette expérience, qui rappelle celle qu'avaient faite Fresnel et Arago, celle qui avait révélé à Fresnel la constitution de la lumière polarisée, M. O. Wiener prouvait la proposition suivante : si l'on convient de mesurer l'intensité de la lumière, en un point d'un espace éclairé, par la force vive moyenne de la molécule d'éther qui vibre autour de ce point, convention également acceptée par Fresnel, par Mac Cullagh et par M. Neumann, la vibration d'un rayon polarisé ne peut être située dans le plan de polarisation; le système de Mac Cullagh et de M. Neumann doit être définitivement rejeté.

Ce que condamne l'expérience de M. O. Wiener, ce n'est pas l'hypothèse particulière que la vibration est parallèle au plan de polarisation; ce qu'elle condamne, c'est l'ensemble des hypothèses qui constituent la théorie de Mac Cullagh et Neumann; elle nous apprend que cet ensemble est en désaccord avec les faits; elle nous contraint d'en abandonner quelque chose, mais elle ne nous dit pas ce qu'il y faut changer; nous pouvons, par exemple, renoncer à mettre la trajectoire de la molécule éthérée dans le plan de polarisation du rayon; mais nous pouvons aussi laisser la molécule éthérée vibrer dans le plan de polarisation, pourvu que nous changions quelque autre hypothèse à la théorie, par exemple l'hypothèse qui précise le sens mécanique attribué à l'intensité lumineuse; c'est ce qu'a si bien montré M. H. Poincaré.

Ce n'est pas là, du reste, une particularité de l'expérience réalisée par M. O. Wiener; c'est un caractère général de la méthode expérimentale; il n'est jamais possible de soumettre au contrôle de l'expérience une hypothèse isolée, mais seulement l'ensemble des hypothèses — et, en général, elles sont innombrables — qui constituent une théorie; si l'expérience contredit aux prévisions du théoricien, jamais elle ne condamne nommément une de ses hypothèses, mais seulement le système entier de ses suppositions; elle lui enjoint de changer quelque chose à ce système; elle ne lui dit pas ce qu'il faut changer; en un mot, l'*experimentum crucis*, tel que l'imagine la philosophie baconienne, est impossible en

# Revue des Deux Mondes - 1894 - tome 123

Longtemps, les physiciens demeurèrent en suspens entre l'hypothèse de Fresnel et celle de Mac Cullagh et de M. Neumann, cherchant en vain une expérience capable d'exclure définitivement l'une ou l'autre de ces deux hypothèses, désespérant de trouver une telle expérience, parfois même s'imaginant en avoir démontré l'impossibilité. En 1891, M. Otto Wiener apporta l'expérience tant désirée ; par cette expérience, qui rappelle celle qu'avaient faite Fresnel et Arago, celle qui avait révélé à Fresnel la constitution de la lumière polarisée, **M. O. Wiener prouvait la proposition suivante : si l'on convient de mesurer l'intensité de la lumière, en un point d'un espace éclairé, par la force vive moyenne de la molécule d'éther qui vibre autour de ce point, convention également acceptée par Fresnel, par Mac Cullagh et par M. Neumann, la vibration d'un rayon polarisé ne peut être située dans le plan de polarisation ; le système de Mac Cullagh et de M. Neumann doit être définitivement rejeté.**

Ce que condamne l'expérience de M. O. Wiener, ce n'est pas l'hypothèse particulière que la vibration est parallèle au plan de polarisation ; ce qu'elle condamne, c'est l'ensemble des hypothèses qui constituent la théorie de Mac Cullagh et Neumann ; elle nous apprend que cet ensemble est en désaccord avec les faits ; elle nous contraint d'en abandonner quelque chose, mais elle ne nous dit pas ce qu'il y faut changer ; nous pouvons, par exemple, renoncer à mettre la trajectoire de la molécule étherée dans le plan de polarisation du rayon ; mais nous pouvons aussi laisser la molécule étherée vibrer dans le plan de polarisation, pourvu que nous changions quelque autre hypothèse à la théorie, par exemple l'hypothèse qui précise le sens mécanique attribué à l'intensité lumineuse ; c'est ce qu'a si bien montré M. H. Poincaré.

Ce n'est pas là, du reste, une particularité de l'expérience réalisée par M. O. Wiener ; c'est un caractère général de la méthode expérimentale ; il n'est jamais possible de soumettre au contrôle de l'expérience une hypothèse isolée, mais seulement l'ensemble des hypothèses — et, en général, elles sont innombrables — qui constituent une théorie ; si l'expérience contredit aux prévisions du théoricien, jamais elle ne condamne nommément une de ses hypothèses, mais seulement le système entier de ses suppositions ; elle lui enjoint de changer quelque chose à ce système ; elle ne lui dit pas ce qu'il faut changer ; en un mot, l'*experimentum crucis*, tel que l'imagine la philosophie baconienne, est impossible en

# Plan

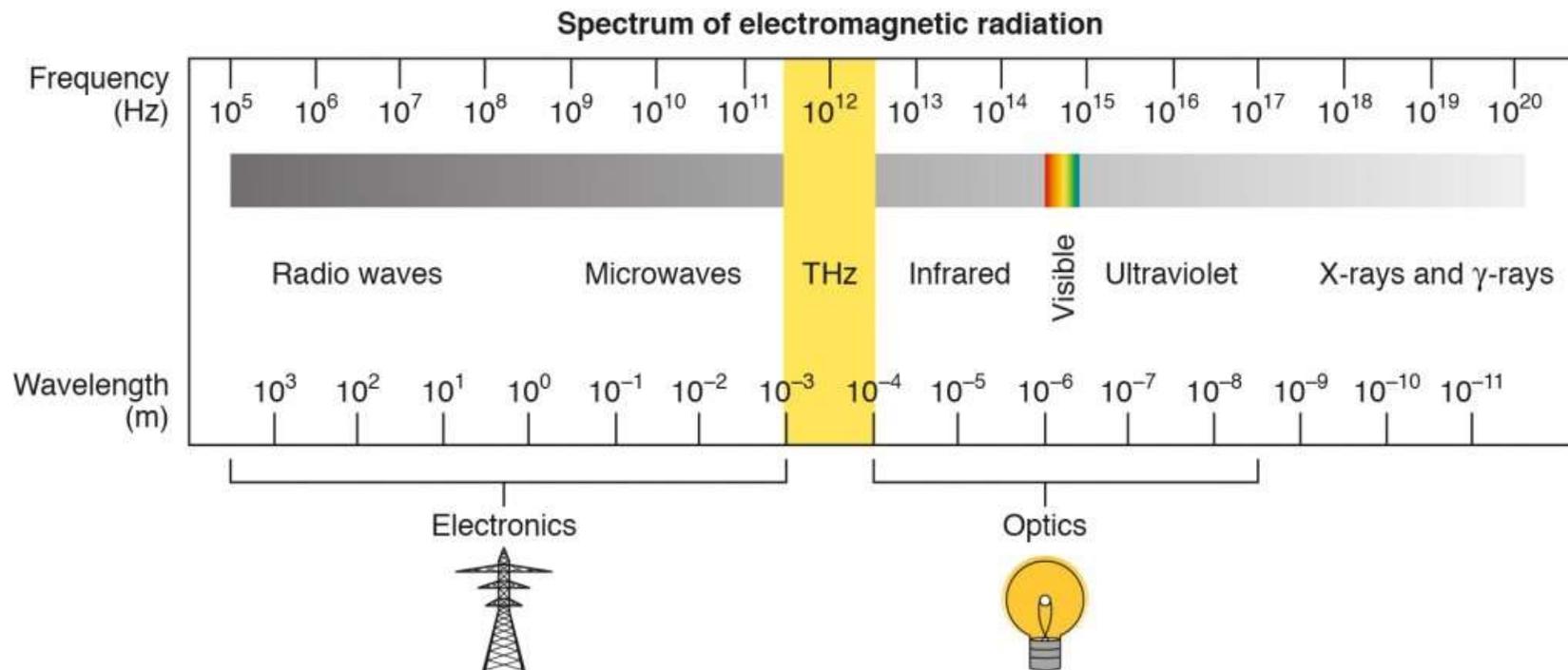
1. Introduction
- 2. Rappels**
3. Réflexion métallique : onde stationnaire
4. Expériences en onde radio
5. Expériences de Wiener
6. Angle de Brewster
7. Onde évanescente
8. Champ Proche Optique
9. Conclusions

# Spectre des onde électromagnétiques

Fréquence  $f$

Longueur d'onde dans le vide :  $\lambda$

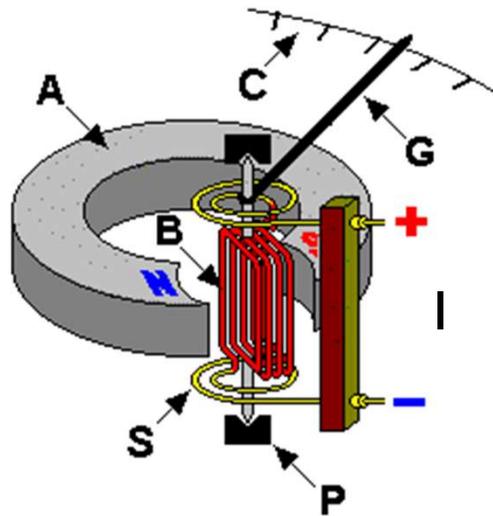
$$\lambda = \frac{c}{f}$$



En Basse fréquence  $f < 10^9 \text{ Hz}$  Il existe des détecteurs linéaires  
En Haute fréquence : pas de détecteur linéaire

# Détecteur linéaire

Très très basse fréquence : galvanomètre (Ampéremètre, Voltmètre)



Mesure de déviation (mesure de force) d'un cadre mobile dans un champ magnétique statique

⇒ **Appareil pour mesurer  $I$ ,  $V$ ,  $\Phi$ ,  $B$ ,  $E$**

$I(t)??$

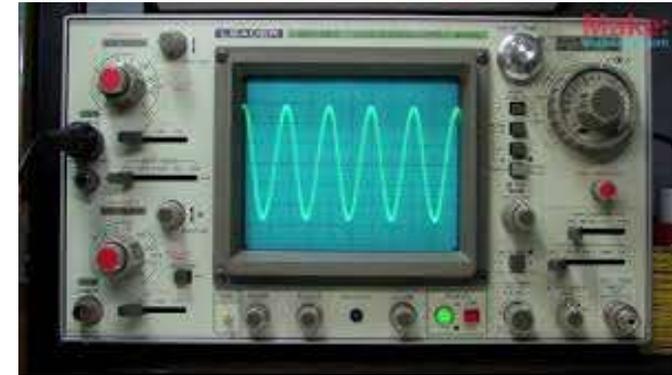
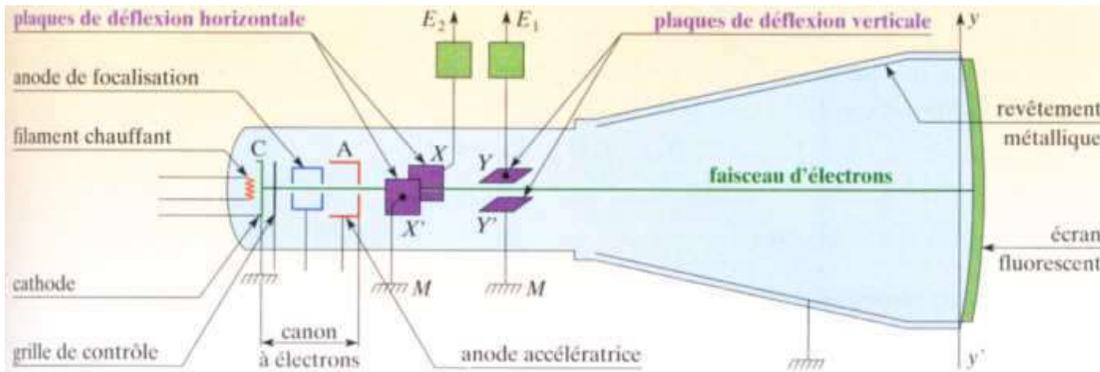
Si le courant varie très très lentement, l'aiguille suit.

**Mais, pas de déviation si  $f > 100$  Hz**

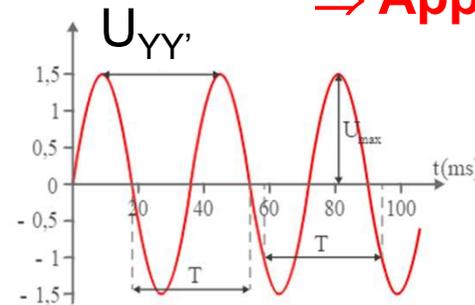
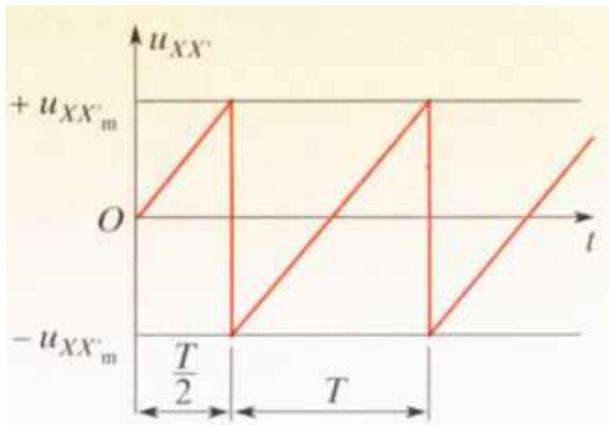
**Solution** : diminuer l'inertie de l'équipage mobile.

⇒ Utiliser la force sur des électrons : oscilloscope

# Oscilloscope cathodique



⇒ Appareil pour mesurer  $V$ ,  $I$ ,  $\Phi$ ,  $B$ ,  $E$



**Mais limite en fréquence :**

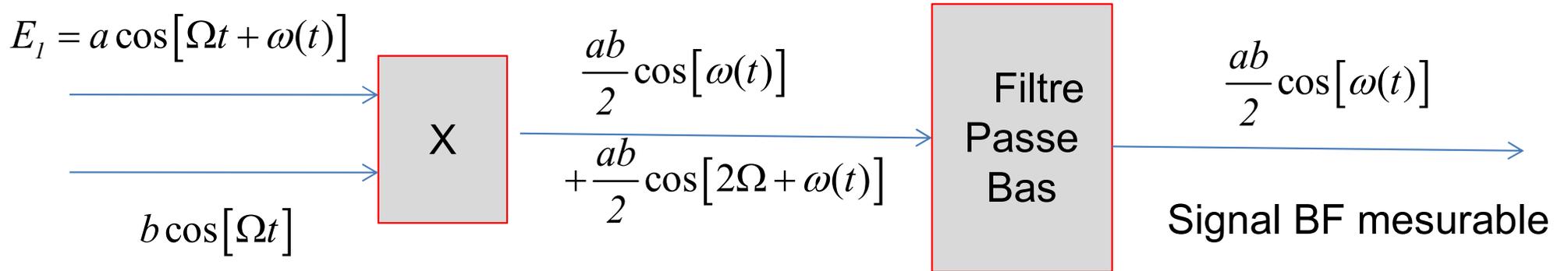
Oscilloscope de Travaux pratiques :  $f < 10$  MHz

**Tektronix, son oscilloscope  $f < 70$  GHz**

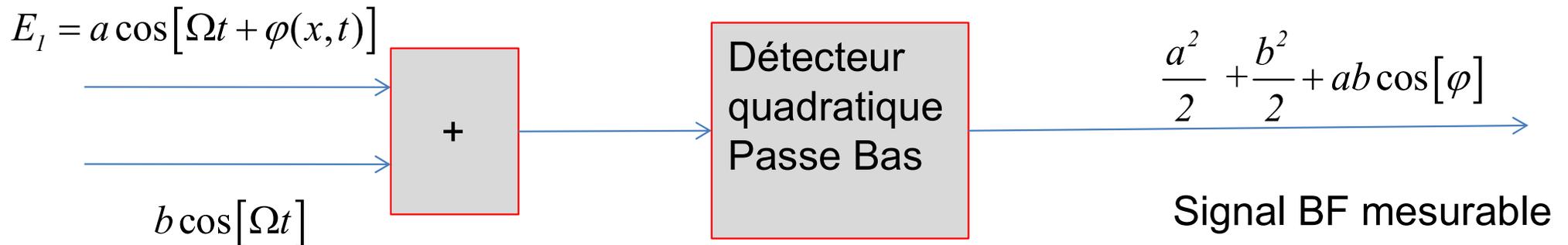
Comment détecter en Haute Fréquence (au-delà du GHz, (100 GHz) ?

# Détection non linéaire

**Modulation de fréquence**  $E_1 = A \cos[\Omega t + \omega(t)]$   $\Omega$  HF porteuse  $\omega(t)$  BF signal



## Interférence



**Si  $\Omega$  trop haute fréquence pour les détecteurs. On peut se ramener à une BF**

# Détecteurs optiques

En optique ( Infra-Rouge, Visible, Ultra-Violet)  
les fréquences  $\Omega$  varient entre  $10^{12}$  Hz et  $10^{16}$ Hz

**A ce jour pas de mesure directe de l'amplitude et de la phase de l'onde**

Œil : effet photochimique

Plaque photographique : effet photochimique

Cellule photoélectrique : effet photoélectrique

Caméra CCD : effet photoélectrique

Ecran fluorescent-phosphorescent : fluorescence

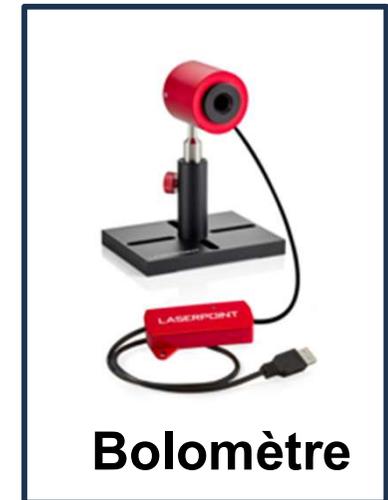
Thermocouple : énergie

Bolomètre : énergie

Tous ces capteurs sont quadratiques (et passe bas).

**On ne mesure que la moyenne temporelle du carré de l'amplitude**

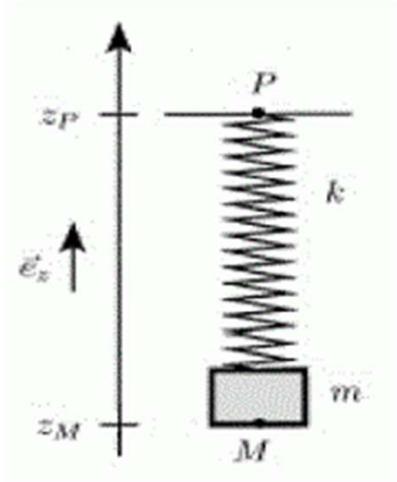
**Ou le module carré de l'amplitude complexe de l'onde.**



**Pourquoi ???? Capteurs trop lent ou autre réponse ?**

**Quelle est la grandeur physique détectée ?**

# Oscillateur mécanique



Masse  $m$ , fixée à un ressort de raideur  $k$

Origine à la position d'équilibre de la masse

Dans un référentiel Galiléen

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx$$

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega_0^2 x$$

$$\omega_0^2 = k / m$$

Solution :  $x = A \cos(\omega_0 t + \varphi)$

$$\text{Energie Cinétique : } E_c = \frac{1}{2} m \left( \frac{dx}{dt} \right)^2 \rightarrow E_c = \frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi)$$

$$\text{Energie Potentielle : } E_p = \frac{1}{2} kx^2 \rightarrow E_p = \frac{1}{2} kA^2 \cos^2(\omega_0 t + \varphi)$$

$$\text{Energie Mécanique : } E = E_c + E_p = \frac{1}{2} kA^2$$

# Discussion

**Pour Fresnel**, Lumière = onde mécanique qui vibre dans un milieu : l'éther.  
« Les atomes d'éther » oscillent

Intensité lumineuse = Energie des vibrations de l'éther

Pour Fresnel, ce que l'on voit est proportionnel à l'énergie des vibrations de l'éther

**Pour Fresnel** : le signal lumineux est « naturellement » quadratique.

**Aujourd'hui :**

**En basse fréquence**, Radio, il existe des détecteurs linéaires et on peut détecter l'onde électromagnétique et mesurer directement fréquence et phase ( et polarisation)

**En haute fréquence** (Thz, IR, Optique, UV),  
il n'existe pas de détecteurs linéaires.

# Onde : polarisation

Onde se propage  $\Rightarrow$  direction de propagation

Onde vibre  $\Rightarrow$  « direction » de vibration = Polarisation

- **Onde à polarisation longitudinale :**

Vibration dans la direction de la propagation de l'onde

- **Onde à polarisation transversale :**

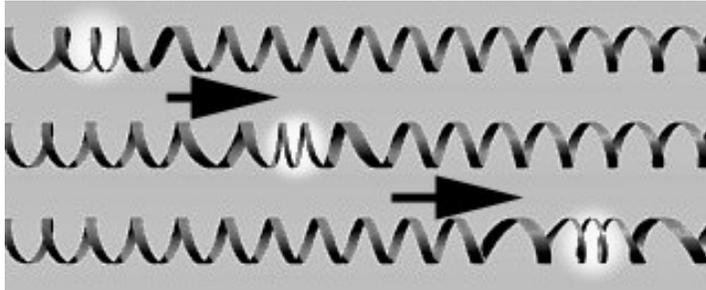
Vibration perpendiculaire à la direction de la propagation

# Polarisation des ondes ?

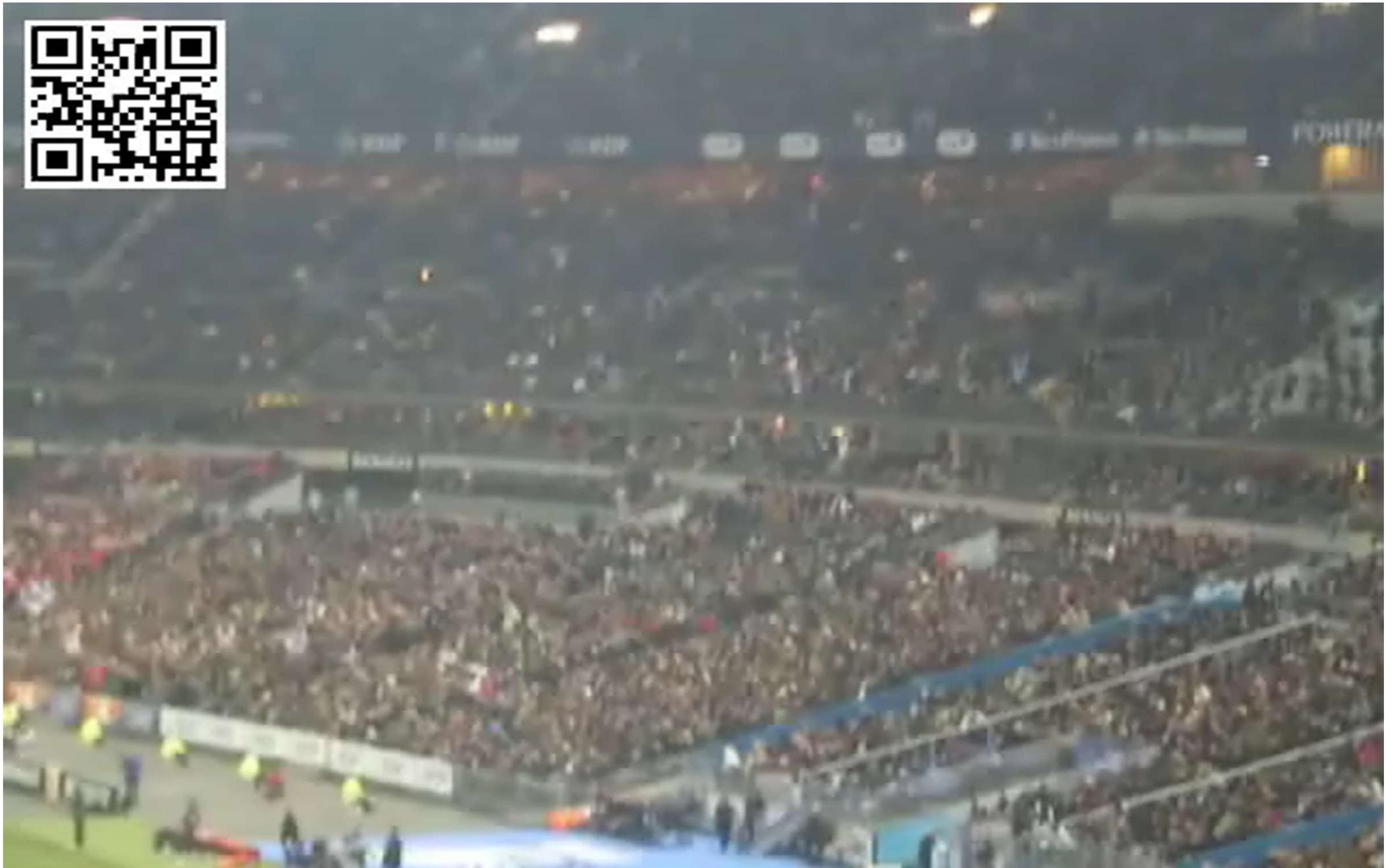
- Ressort
- Corde de Violon, (corde Melde)
- Vague
- Diapason
- Onde sonore
- Ola
- Electromagnétisme (Optique)



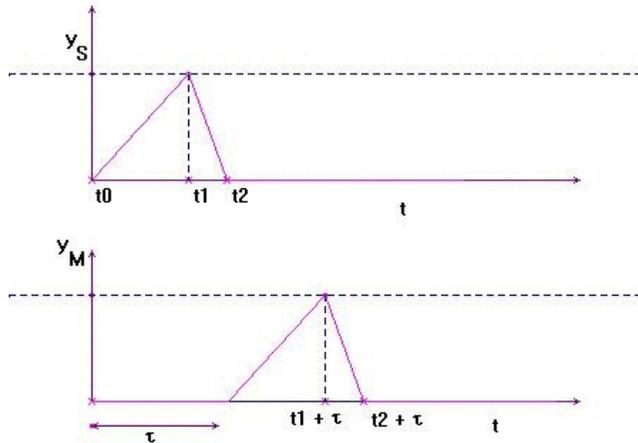
# Onde élastique le long d'un ressort



# Ola : est-elle une onde ?



# Equation d'Onde : sans atténuation (sans pertes)



Onde se propageant selon  $z$ ,

la vibration est selon  $y$ , onde transversale :  $y=f(z,t)$

Equation d'Onde de D'Alembert

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 y}{\partial z^2}$$

Solution générale :

$$y = f\left(t - \frac{z}{v}\right) + g\left(t + \frac{z}{v}\right)$$

$f\left(t - \frac{z}{v}\right)$  : onde plane progressive se déplaçant selon les  $x > 0$

$g\left(t + \frac{z}{v}\right)$  : onde plane progressive se déplaçant selon les  $x < 0$

# Onde plane progressive sinusoïdale

- Onde plane progressive se propageant vers les  $z > 0$   $y = f\left(t - \frac{z}{v}\right)$

- Onde plane progressive sinusoïdale se propageant vers les  $x > 0$

$$y = \cos\left[\omega\left(t - \frac{z}{v}\right) + \phi\right] = \cos\left[\omega t - \omega\frac{z}{v} + \phi\right] = \cos[\omega t - kz + \phi] = \cos\left[2\pi\frac{t}{T} - 2\pi\frac{z}{\lambda} + \phi\right]$$

$$k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi f}{v}$$

**Fonction périodique**

**du temps** :  $y = f(t) = f(t + T)$

**T = Période**

$$f = \text{Fréquence} = \frac{1}{T}$$

$$\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T} : \text{pulsation,}$$

**fréquence circulaire**

$$\lambda = \frac{v}{f} = vT$$

**Fonction périodique**

**de l'espace** :  $y = f(z) = f(z + \lambda)$

**$\lambda$  = Période Spatiale = Longueur d'onde**

$$\sigma = \text{Fréquence spatiale} = \frac{1}{\lambda}$$

$$k = 2\pi\sigma = \frac{2\pi}{\lambda} : \text{vecteur d'onde}$$

# Equations de Maxwell

## Equations de Maxwell sans second membre

$$\overrightarrow{\text{Rot}}(\vec{\mathbf{E}}) = -\frac{\partial \vec{\mathbf{B}}}{\partial t} \quad \text{Div}(\vec{\mathbf{B}}) = 0$$

## Equations de Maxwell avec source, avec second membre

$$\overrightarrow{\text{Rot}}(\vec{\mathbf{H}}) = \frac{\partial \vec{\mathbf{D}}}{\partial t} + \vec{\mathbf{j}} \quad \text{Div}(\vec{\mathbf{D}}) = \rho$$

Densité de charge  $\rho$ , Densité de courant  $\vec{\mathbf{j}}$   $\text{Div}(\vec{\mathbf{j}}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$

## Equation de la Mécanique

force subi par une particule :  $\vec{\mathbf{F}} = q\vec{\mathbf{E}} + q\vec{\mathbf{v}}\wedge\vec{\mathbf{B}}$

force subi par un volume élémentaire :  $\frac{d\vec{\mathbf{F}}}{d\tau} = \rho\vec{\mathbf{E}} + \rho\vec{\mathbf{v}}\wedge\vec{\mathbf{B}} = \rho\vec{\mathbf{E}} + \vec{\mathbf{j}}\wedge\vec{\mathbf{B}}$

# Energie

$$\vec{\text{Rot}}(\vec{\text{H}}) = \frac{\partial \vec{\text{D}}}{\partial t} + \vec{\text{j}} \quad \Rightarrow \quad \text{Div} \left( \vec{\text{Rot}}(\vec{\text{H}}) = \frac{\partial \vec{\text{D}}}{\partial t} + \vec{\text{j}} \right) \quad \text{Div}(\vec{\text{D}}) = \rho$$

$$\text{Div}(\vec{\text{j}}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

Conservation de la charge

$$\vec{\text{H}} \wedge \left( \vec{\text{Rot}}(\vec{\text{E}}) = -\frac{\partial \vec{\text{B}}}{\partial t} \right) \quad \text{Conservation de l'énergie}$$

$$\text{Div}(\vec{\text{E}} \wedge \vec{\text{H}}) + \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \epsilon_0 \vec{\text{E}}^2 + \frac{1}{2\mu_0} \vec{\text{B}}^2 \right) + \vec{\text{E}} \cdot \vec{\text{j}} = 0 \quad \text{Conservation de l'énergie}$$

Courant d'énergie  
Du champ

Densité d'énergie  
Du champ

Effet Joule

$$\vec{\text{P}} = \vec{\text{E}} \wedge \vec{\text{H}}$$

Vecteur de Poynting = Flux d'Énergie

# Onde plane progressive dans le vide

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} \text{ et } \vec{B} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \quad \rho=0 \quad \vec{j}=\vec{0} \quad \mu_0 \epsilon_0 = \frac{1}{c^2}$$

Equations de Maxwell  $\Rightarrow$   $\vec{\Delta} \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \quad \vec{\Delta} \vec{B} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = \vec{0}$

Si :  $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i[\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}]}$  et  $\vec{B} = \vec{B}_0 e^{-i[\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}]}$  Notations complexes

$$\text{Div}(\vec{B}) = 0 \Rightarrow \vec{k} \cdot \vec{B} = 0 : \vec{B} = \text{onde transverse}$$

$$\text{Div}(\vec{D}) = 0 \Rightarrow \vec{k} \cdot \vec{D} = \epsilon_0 \vec{k} \cdot \vec{E} = 0 : \vec{E} = \text{onde transverse}$$

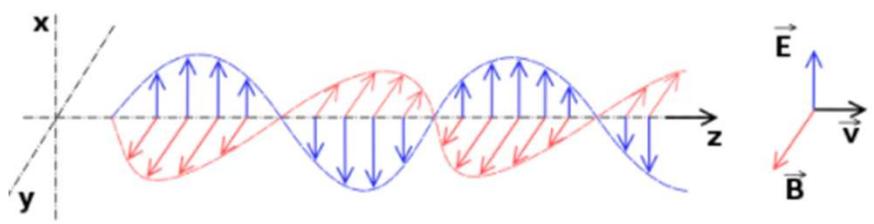
$$\vec{\text{Rot}}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \Rightarrow \vec{B} = \frac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\omega}$$

$\vec{B}$  orthogonal à  $\vec{E}$

$(\vec{k}, \vec{E}, \vec{B})$  trièdre direct

$$\vec{k} = \frac{\omega}{c} \vec{B}_0 = \frac{1}{c} \vec{E}_0$$

# 1 Onde plane progressive



$$\vec{E} = \vec{u}_x E_0 \cos[\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}]$$

$$\vec{B} = \vec{u}_y \frac{E_0}{c} \cos[\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}]$$

$$\vec{P}_{\text{inc}} = \vec{u}_z \frac{E_0^2}{\mu_0 c} \cos^2[\omega t - kz]$$

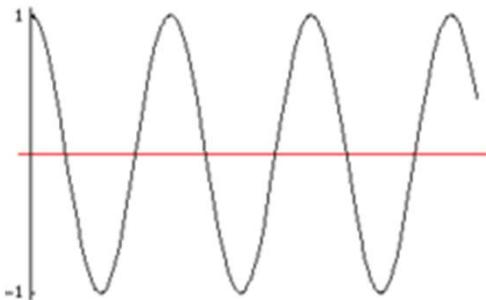
$\vec{E}$  Orthogonal à  $\vec{B}$

$\vec{E}$  et  $\vec{B}$  sont en phase

$\vec{E}^2$ ,  $\vec{B}^2$  et  $P$  sont proportionnels

mêmes variations temporelles

les valeurs moyennes temporelles sont proportionnelles



Mais Résultats valables seulement pour  
1 onde plane progressive

# Conclusion de ces préliminaires

Dans le vide, il y a 3 grandeurs vectorielles pour un champ électromagnétique (pour une onde lumineuse) :

$$\vec{\mathbf{E}}, \vec{\mathbf{B}} \text{ et } \vec{\mathbf{P}}$$

Le vecteur de Poynting semble un bon candidat pour être le vecteur lumineux, car il est quadratique, de plus c'est une grandeur énergétique.

Mais le vecteur de Poynting n'a pas la bonne polarisation : **longitudinal**

Test dans **1** onde plane ?  $|\vec{\mathbf{E}}|^2$  ou  $|\vec{\mathbf{B}}|^2$  ou  ~~$|\vec{\mathbf{P}}|^2$~~

Mais **1** onde plane n'est pas la bonne onde pour ce test

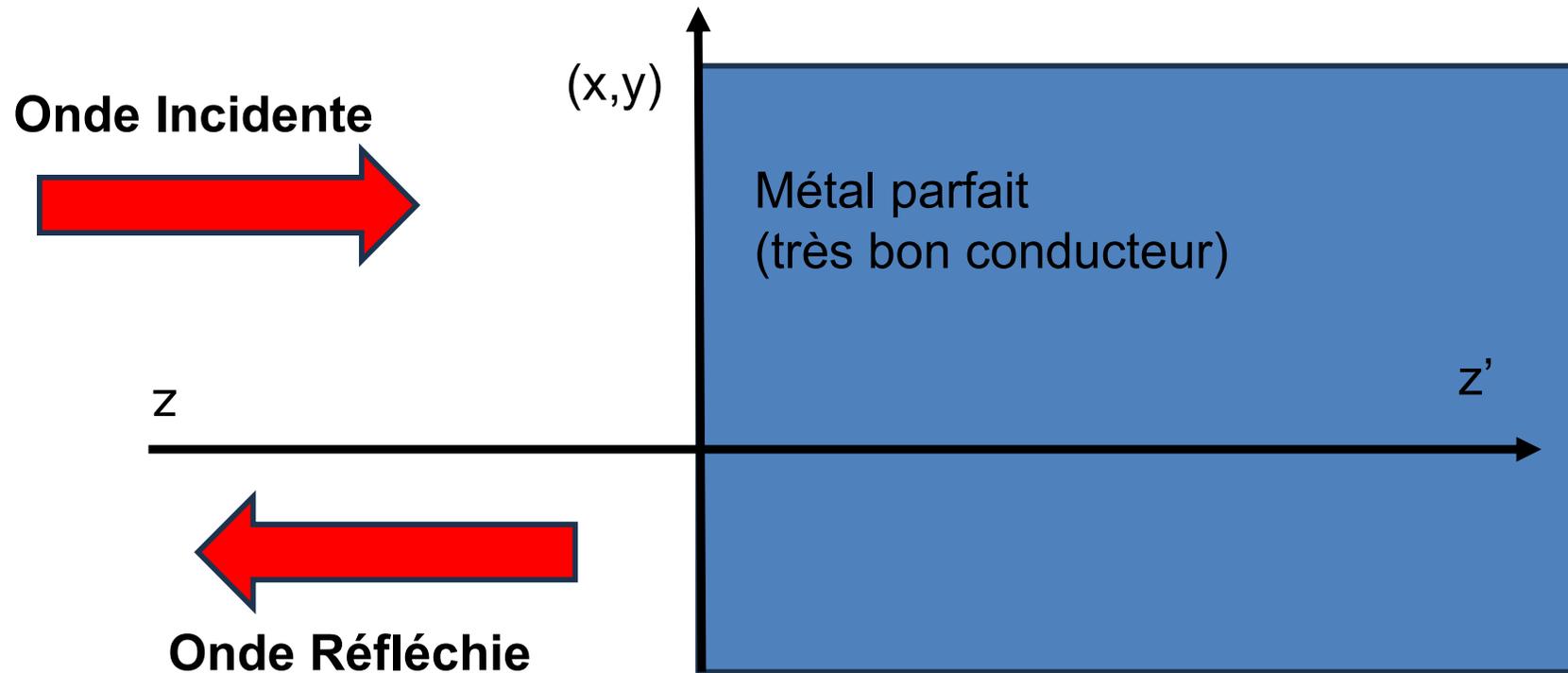
Les 2 (3) grandeurs ne sont pas colinéaires  
**mais elles ont les mêmes variations spatio-temporelles**

⇒ **Il faut utiliser des structures d'ondes plus compliquées**

# Plan

1. Introduction
2. Rappels
- 3. Réflexion métallique : onde stationnaire**
4. Expériences en onde radio
5. Expériences de Wiener
6. Angle de Brewster
7. Onde évanescente
8. Champ Proche Optique
9. Conclusions

# Réflexion sur un métal parfait (incidence normale)



$z < 0$  Vide  $z > 0$  Métal parfait

Onde incidente . Perpendiculaire au plan  $(x,y)$ , parallèle à  $z$

**Champs nul dans le métal**

Sauf en  $z=0$  :

Conditions aux limites :  $E$  tangentiel doit être continu en  $z = 0$

⇒ **Génération d'une onde réfléchie**

# Réflexion Métallique (incidence normale)

**Onde incidente** (plane progressive vers les  $z > 0$ ) en notations réelles

$$\vec{E}_{\text{inc}} = \vec{u}_x E_0 \cos[\omega t - kz] \quad \text{et} \quad \vec{B}_{\text{inc}} = \vec{u}_y \frac{E_0}{c} \cos[\omega t - kz]$$

$$\vec{P} = \vec{E} \wedge \vec{H} \Rightarrow \vec{P}_{\text{inc}} = \vec{u}_z \frac{E_0^2}{\mu_0 c} \cos^2[\omega t - kz]$$

Miroir métallique parfait en  $z=0$ , perpendiculaire à  $z$ .

Il y a une onde réfléchie (plane progressive vers les  $z < 0$ ) :

**Conditions aux limites**

$$\vec{E}_r = \vec{u}_x (-E_0) \cos[\omega t + kz] \quad \text{et} \quad \vec{B}_r = \vec{u}_y \frac{E_0}{c} \cos[\omega t + kz]$$

$$\vec{P}_r = -\vec{u}_z \frac{E_0^2}{\mu_0 c} \cos^2[\omega t + kz]$$

# Onde stationnaire

Mais il y a superposition des 2 ondes, interférence entre les 2 ondes

$$\vec{E} = \vec{E}_{\text{inc}} + \vec{E}_r = \vec{u}_x E_0 [\cos(\omega t - kz) - \cos(\omega t + kz)] = \vec{u}_x 2E_0 \sin(\omega t) \sin(kz)$$

$$\vec{B} = \vec{B}_{\text{inc}} + \vec{B}_r = \vec{u}_y \frac{E_0}{c} [\cos(\omega t - kz) + \cos(\omega t + kz)] = \vec{u}_y \frac{2E_0}{c} \cos(\omega t) \cos(kz)$$

$$\vec{P} = \vec{u}_z \frac{E_0^2}{\mu_0 c} \sin[2\omega t] \sin[2kz] \neq \vec{P}_{\text{inc}} + \vec{P}_r$$

Les champs électrique et magnétique ne sont plus des ondes progressives.

**Ce sont des ondes stationnaires :**

l'amplitude du champ électrique (magnétique) varie dans le temps, ne se déplace pas.

L'amplitude du champ électrique varie dans l'espace : nœuds, ventres, fuseaux

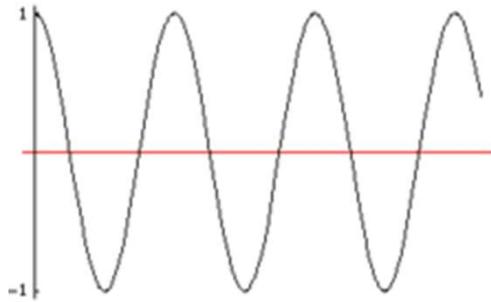
Les champs électrique et magnétique sont en « quadrature complète »

- perpendiculaire dans l'espace

- en quadrature dans le temps

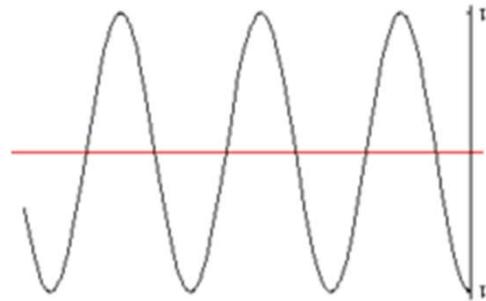
- en quadrature dans l'espace (nœuds de E = ventres de B...)

# Onde stationnaire (1D)



Onde Progressive ( $z > 0$ )

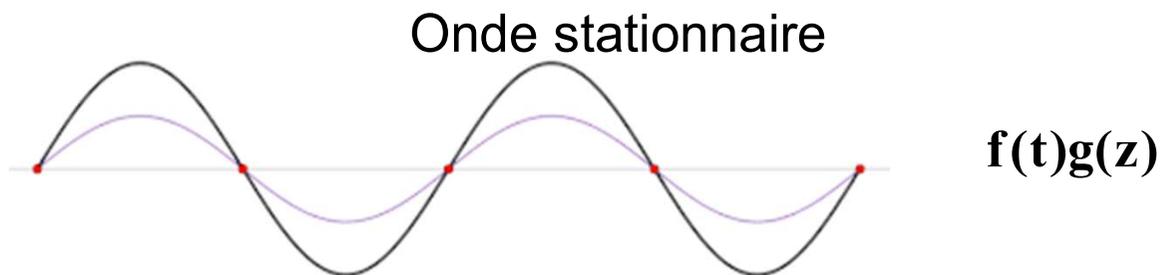
$$f\left(t - \frac{z}{c}\right)$$



Onde Progressive ( $z > 0$ )

$$f\left(t + \frac{z}{c}\right)$$

Amplitude se déplace  
dans l'espace  
en fonction du temps



Amplitude ne se déplace pas mais varie en fonction du temps

# Mesures sur 1 onde stationnaire

Mesures en BF  
Basse fréquence

$$\vec{\mathbf{E}} = \vec{\mathbf{E}}_{\text{inc}} + \vec{\mathbf{E}}_{\text{r}} = \vec{\mathbf{u}}_x E_0 \vec{\mathbf{u}}_x 2E_0 \sin[\omega t] \sin[kz]$$

$$\vec{\mathbf{B}} = \vec{\mathbf{B}}_{\text{inc}} + \vec{\mathbf{B}}_{\text{r}} = \vec{\mathbf{u}}_y \frac{E_0}{c} = \vec{\mathbf{u}}_y \frac{2E_0}{c} \cos[\omega t] \cos[kz]$$

$$\vec{\mathbf{P}} = \vec{\mathbf{u}}_z \frac{E_0^2}{\mu_0 c} \sin[2\omega t] \sin[2kz]$$

Mesures en HF  
en Optique

$$\left\langle \vec{\mathbf{E}}^2 \right\rangle_t \approx \sin^2[kz] \quad \text{polarisé selon } x$$

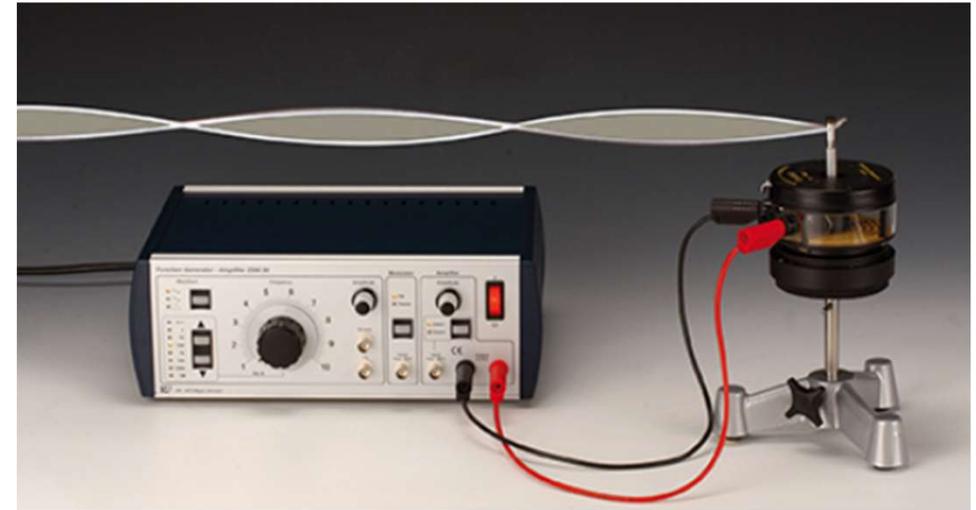
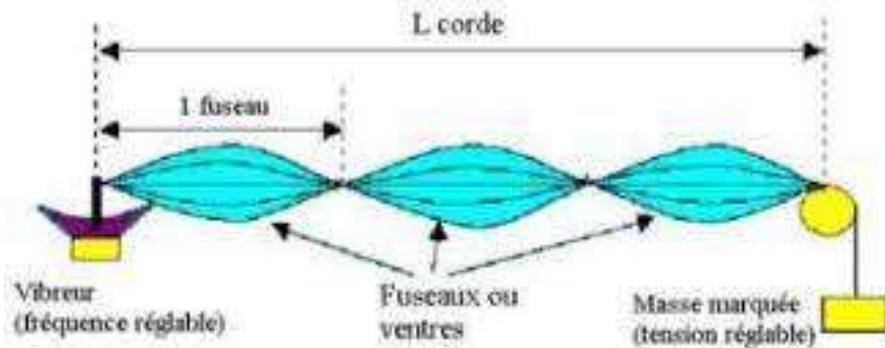
$$\left\langle \vec{\mathbf{B}}^2 \right\rangle_t \approx \cos^2[kz] \quad \text{polarisé selon } y$$

$$\left\langle \vec{\mathbf{P}} \right\rangle_t = \vec{\mathbf{0}} \vec{\mathbf{u}}_z$$

En étudiant une onde stationnaire on peut déterminer sans ambiguïté ce que l'on mesure

# Remarques : vocabulaire

Corde vibrante : corde de Melde



En général : minima nuls = **nœuds**

Fuseaux = oscillants, positifs et négatifs

**Ventre** = amplitude maximale

Entre 2 nœuds =  $\lambda/2$

Entre 2 ventres =  $\lambda/2$

Entre 1 nœud et 1 ventre :  $\lambda/4$

Si nœud à l'extrémité

et si nœud sur le générateur

Si  $L=n \lambda/2$  on a résonance (Ventre maximum)

Instrument de musique à Cordes : violon, guitare, piano...

# Remarques : vocabulaire



$$\langle \vec{E}^2 \rangle_t \approx \sin^2[kz] \quad \text{polarisé selon } x$$

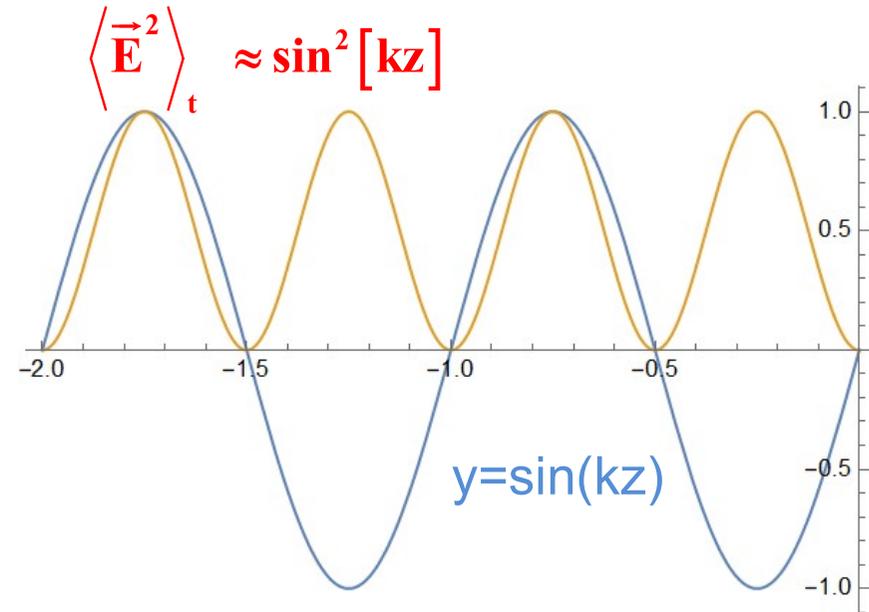
$$\langle \vec{B}^2 \rangle_t \approx \cos^2[kz] \quad \text{polarisé selon } y$$

$$\langle \vec{P} \rangle_t = \vec{0} \vec{u}_z$$

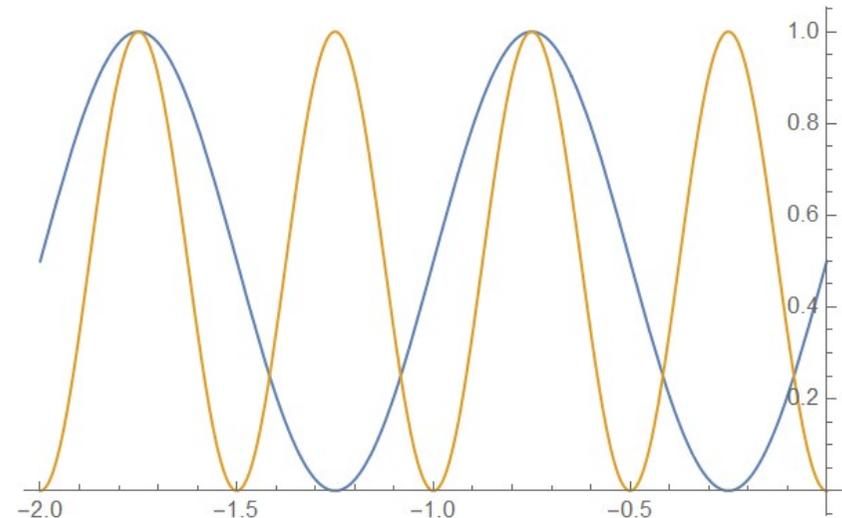
En HF et en Optique : signal quadratique

Signal  $\geq 0$

Forme des 2 courbes : différentes



$$y = (1 + \sin(kz)) / 2$$



$$\langle \vec{E}^2 \rangle_t \approx \sin^2[kz]$$

# Plan

1. **Introduction**
2. Rappels
3. Réflexion métallique : onde stationnaire
- 4. Expériences en onde radio**
5. Expériences de Wiener
6. Angle de Brewster
7. Onde évanescente
8. Champ Proche Optique
9. Conclusions

# Expériences de Heinrich Hertz (1857-1894)

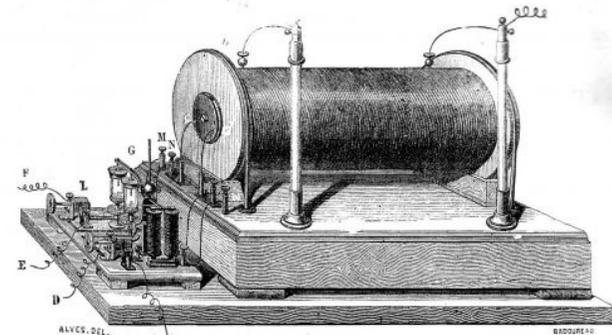
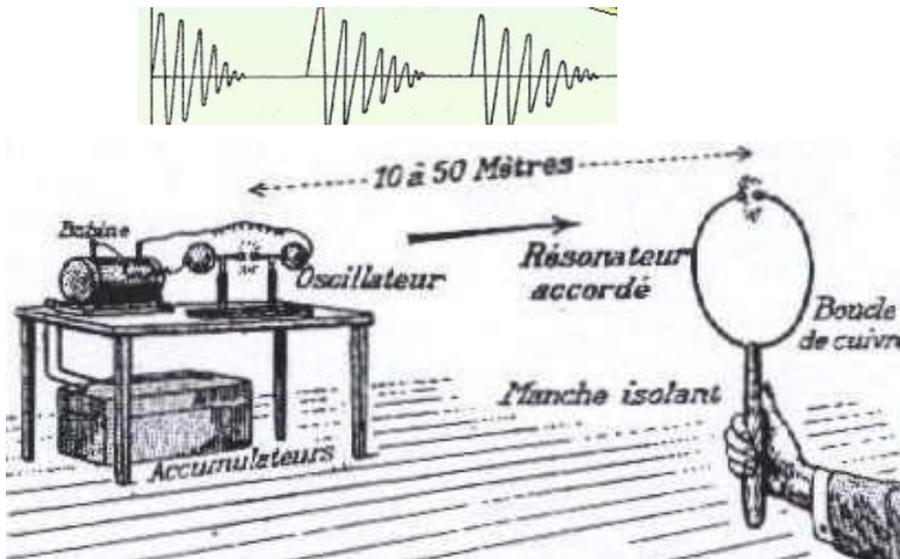


Ondes Radio : 1886-1888  
Effet Photoélectrique : 1887

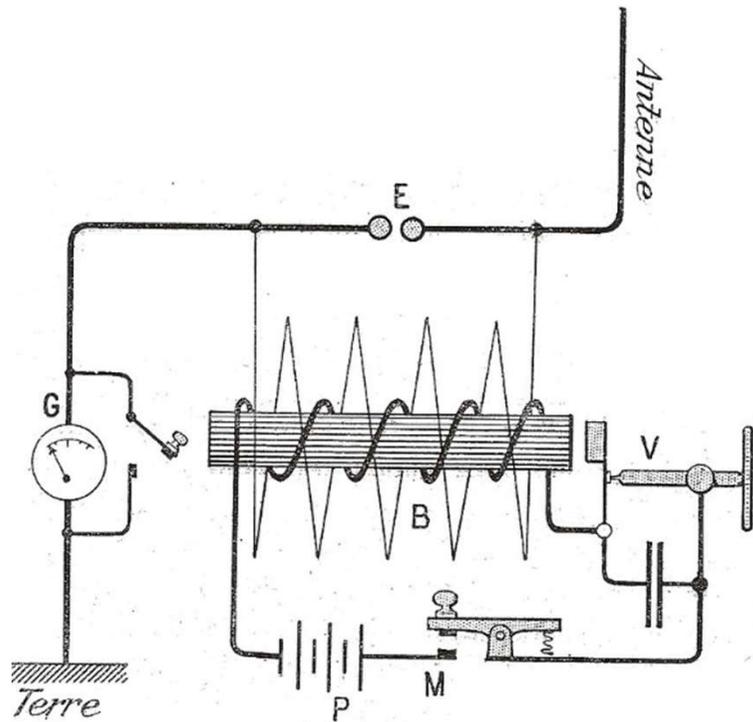
**Oscillateur** à décharge électrique  
Bobine de Ruhmkoff : Haute tension  
Sphères qui se chargent  
Eclateurs  
Produit des impulsions (onde atténuée)

## Détecteurs

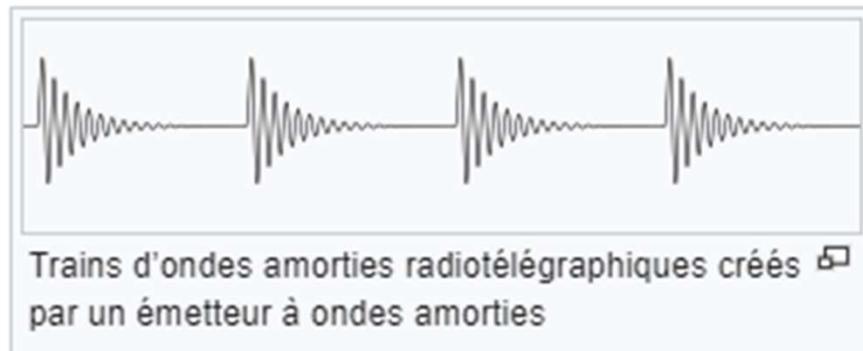
**Boucle de cuivre ( champ magnétique)**  
**Dipôle = Champ électrique**  
**avec éclateur**



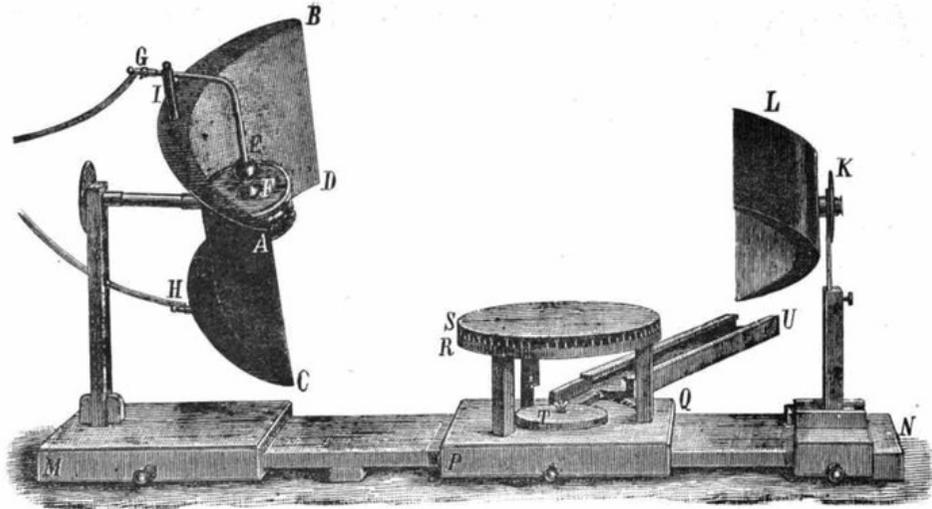
# Bobine de Ruhmkorff (1850)



Le principe de la bobine de Ruhmkorff est celui d'un **transformateur élévateur de tension** constitué d'un enroulement primaire P et d'un enroulement secondaire S. Le primaire est constitué de quelques dizaines de spires de fil de cuivre isolé d'un diamètre assez gros (de l'ordre du millimètre) tandis que le secondaire est constitué de plusieurs dizaines voire centaines de milliers de tours de fil très fin (quelques dixièmes de mm). Les deux enroulements sont bobinés autour d'un noyau magnétique N constitué de fils de fer doux réunis en faisceau. Le fait de diviser le noyau permet de limiter les pertes fer par courant de Foucault.



# Expériences de Hertz



## Expériences

Propagation

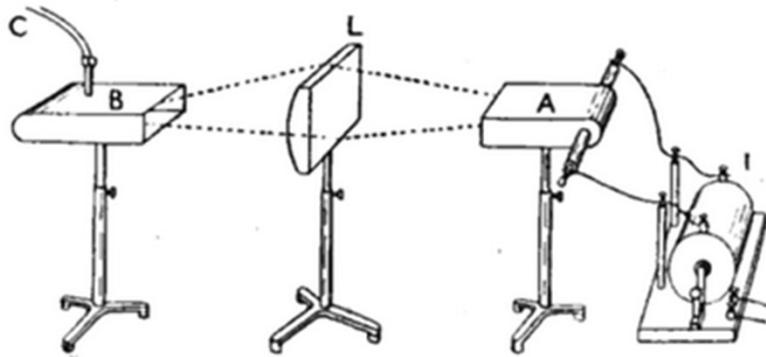
Réflexion-Réfraction

Interférences

Diffraction

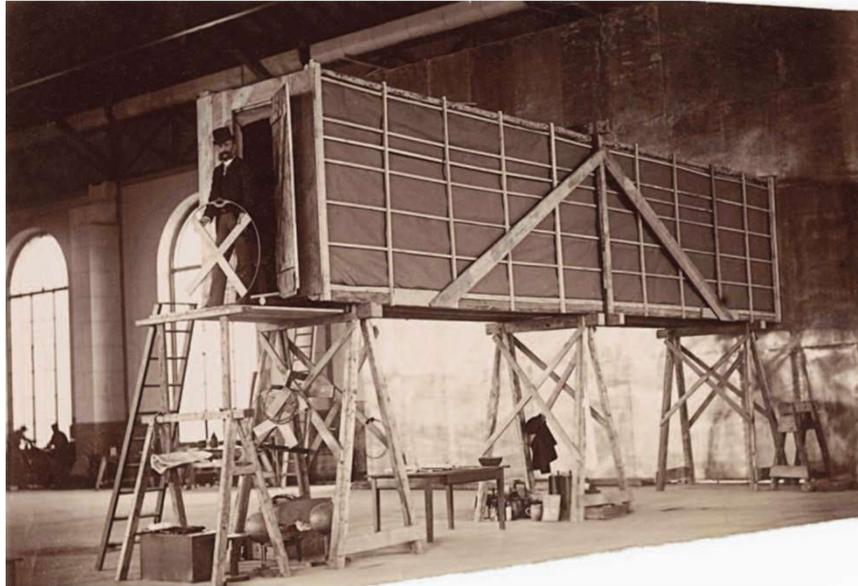
**Onde stationnaire**

Vitesse=c



Expérience démontrant la réfraction de micro-ondes de 1,5 GHz (20 cm) par une lentille de paraffine, par John Ambrose Fleming en 1897, en répétant des expériences antérieures de Bose, Lodge et Righi.

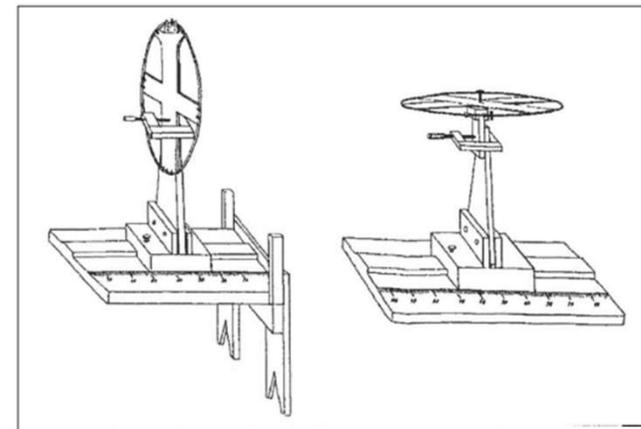
# Propagation of Hertz's oscillations in air



MM. E. Sarasin & L. De La Rive (1891)  
Philosophical Magazine Series 5,

Détecteur = spire : B

Détecteur = antenne : E



Diameter of the circle D.	1 m. stout wire 1 cm. d.	0.75 stout wire.	0.50 stout wire.	0.35 stout wire.	0.35 fine wire, 2 mm. d.	0.25 stout wire.	0.25 fine wire.	0.20 stout wire.	0.20 fine wire.	0.10 stout wire.
1st Loop.....	2.11	1.60	1.11	0.76	0.75	0.46	0.54	0.39	0.42	0.21
1st Node... ..	4.14	3.01	„	1.49	1.51	0.94	1.17	0.80	0.93	0.41
2nd Loop ...	„	„	„	2.30	2.37	1.63	1.89	1.24	1.55	0.59
2nd Node ...	„	„	„	3.04	3.10	2.15	2.40	1.69	2.05	0.79
3rd Loop ...	„	„	„	„	„	2.71	2.94	„	2.46	0.96
3rd Node ...	„	„	„	„	„	3.14?	„	„	„	„
$\frac{1}{2} \lambda$ Air .....	2.03	1.41	1.11	0.76	0.80	„	0.60	0.43	0.51	0.19
$\frac{1}{2} \lambda$ Wire ...	1.92	1.48	0.98	0.73	„	„	0.56	„	0.45	„
2 D .....	2.00	1.50	1.00	0.70	0.70	„	0.50	0.40	0.40	0.20

Maxwell et Hertz ont raison

E nœud sur la surface  
 $\lambda/2$  entre 2 nœuds  
B orthogonal à E

# Conclusion : en onde Hertzienne

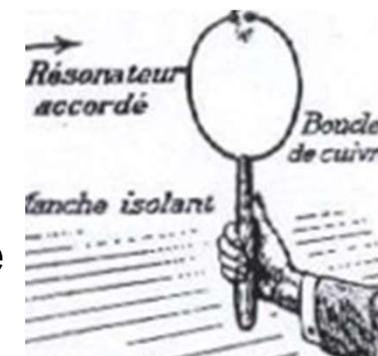
**Capteur :**

**Dipôle linéaire** (petite antenne) : capte le champ électrique // au dipôle



**Boucle circulaire** ( Dipôle magnétique) :

capte le champ magnétique perpendiculaire à son axe de symétrie



**+ Equations de Maxwell :**

Champ électrique nul sur un métal (nœud de E sur le métal, Ventre de B)

# Antennes ondes Hertzienne



# Plan

1. **Introduction**
2. Rappels
3. Réflexion métallique : onde stationnaire
4. Expériences en onde radio
- 5. Expériences de Wiener**
6. Angle de Brewster
7. Onde évanescente
8. Champ Proche Optique
9. Conclusions

# Après Maxwell et Hertz : quel est le vecteur lumineux en Optique ?

Expérience avec une onde stationnaire lumineuse :  
réflexion normale sur un miroir métallique

Ondes Radio :  $\lambda=10$  m, 1m, 10 cm

Optique : :  $0.4 \mu\text{m} < \lambda < 0.8 \mu\text{m}$

Observation directe à l'œil : impossible

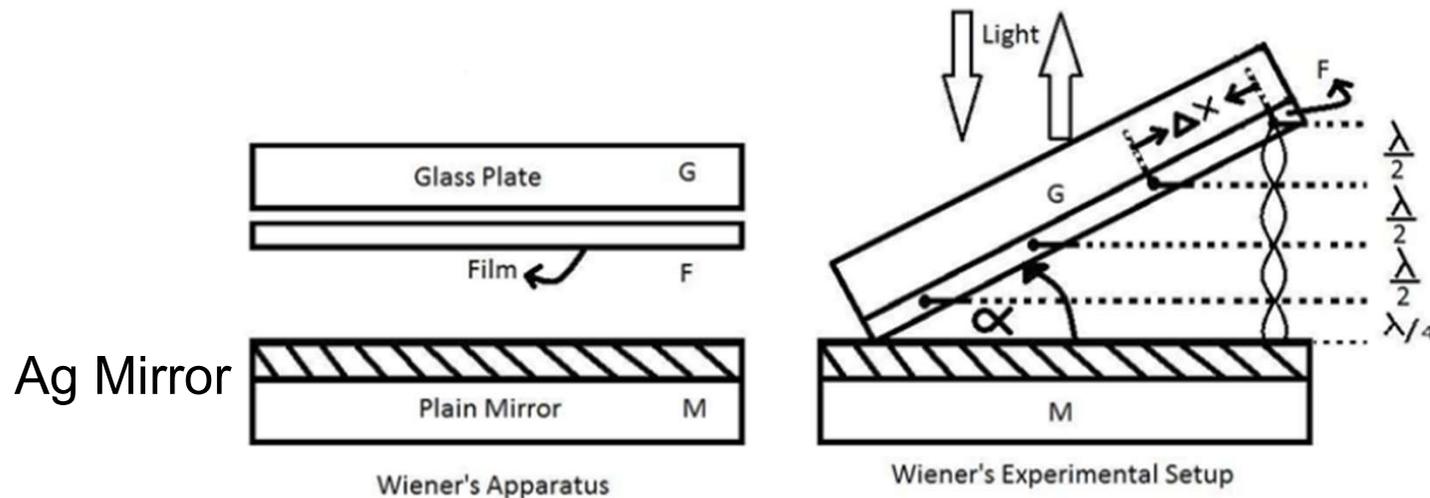
Microscope optique traditionnel : résolution  $1 \mu\text{m}$ ,

Mais le microscope est trop gros, il va perturber les rayons lumineux

Il faut trouver des astuces pour « amplifier », agrandir la distance entre les noeuds

**OTTO WIENER.** Stehende Lichtwellen und die Schwingungsrichtung polarisirten Lichtes (Ondes stationnaires de lumière et orientation de la vibration dans la lumière polarisée); Wied. Ann., t. XL, p. 203; 1890.

# Expériences de Otto Wiener (1862-1927)



Wiener à Leipzig

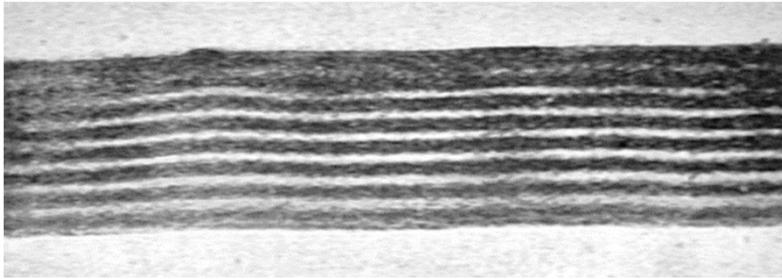
O. Wiener, *Ann. d. Physik*, **40** (1890), 203.

- Miroir plan parfaitement réfléchissant : film Ag
- Eclairage normal monochromatique (lampe Hg)
- Film Photo très très mince sur lame de verre (20 nm)
- Lame photographique légèrement inclinée ( $2^\circ$ )



Puis développe la photographie et mesure la distance  $\Delta x$  et remonte à  $\lambda/2$

# Questions et critiques de l'expérience de Wiener



Microphotograph of a cross--section through a Lippmann emulsion Showing the laminar layers.

**Avant Wiener** : En 1865 Wilhelm Zenker (1829-1899) propose d'utiliser la photographie pour valider la théorie de Fresnel

Procédé de photographie en couleur (Lippmann) : en créant des franges polychromatiques dans de la gélatine épaisse

- **Exploit de Wiener** : réaliser une couche sensible très très mince (20 nm)
- Comment obtenir un angle faible ? on pose la lame sur le miroir
- Comment mesure  $\alpha$  ? Par interférence (coin d'air)
- **Critique de Drude** : Wiener mesure des franges d'interférences (coin d'air) et pas les ondes stationnaires
- **Réponses de Wiener** :
  - contraste des franges très différents
  - Goutte de liquide entre lame et miroir

**Il y a bien des ondes stationnaires ( $\lambda/2$  entre 2 nœuds)**

**Mais est ce  $\vec{E}$  ou  $\vec{B}$  qui est mesuré ?**

# Anneaux de Newton

Lentille plan convexe

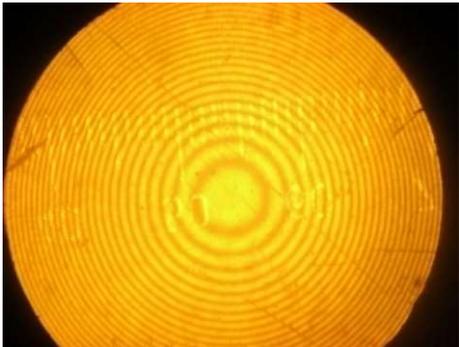
Lame plane mince « sur » la lentille

Eclairage normal

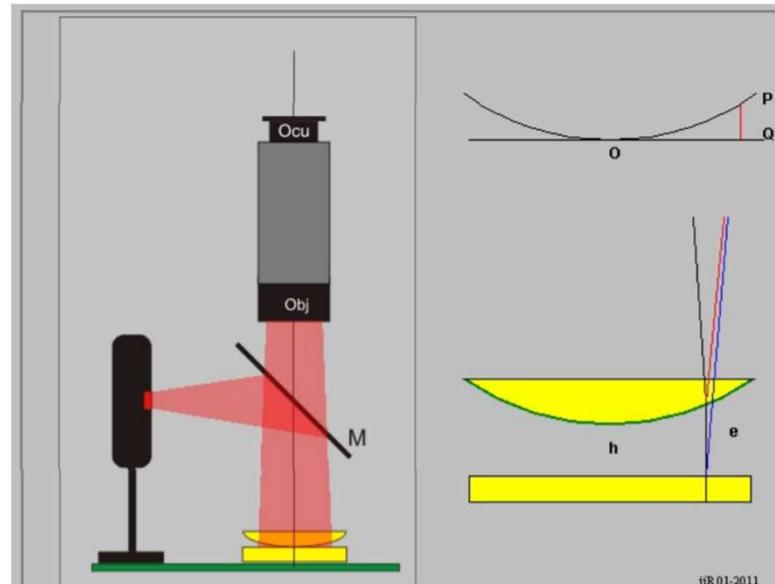
On observe en visant la lame

Interférences d'épaisseur égale  
entre la lame et la lentille

**Anneaux de Newton**

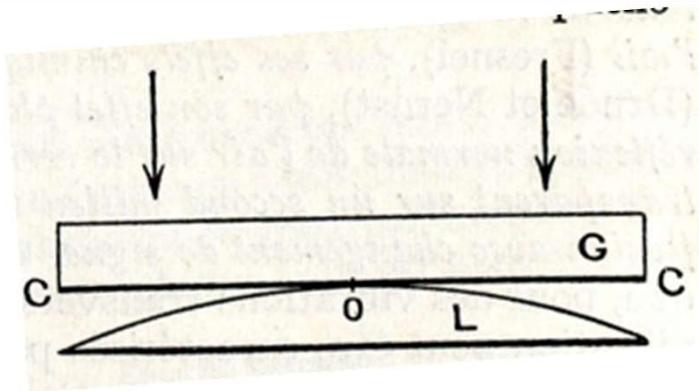


Pas de contact optique



L'intensité au centre dépend de l'épaisseur:

# Wiener et Anneaux de Newton

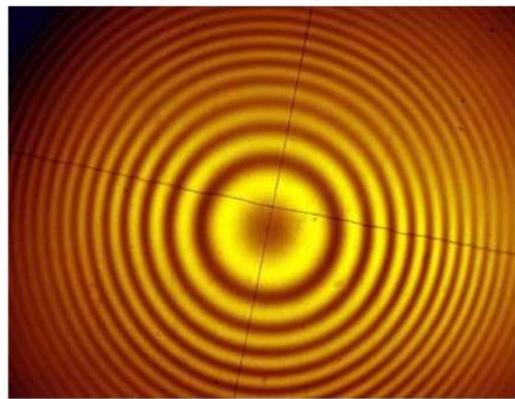
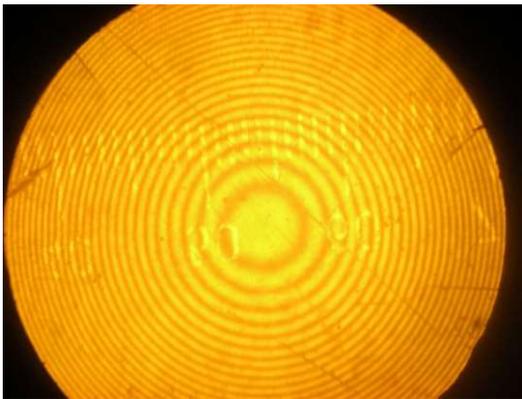


Film mince photographique sur face CC  
de la lame plane  
Face plane de la lentille noircie

Interférences d'égale épaisseur entre la lame et la lentille  
Anneaux de Newton

Pas de contact optique

contact optique :  
centre noir



Si on appuie sur la lame : centre noir  
Le Vecteur lumineux s'annule au centre  
Calculs :  $E$  est nul au contact optique

**L'oeil et le film photographique sont sensibles au champ électrique  $|\vec{E}|^2$**

# Standing Light Waves; Repetition of an Experiment by Wiener, Using a Photoelectric Probe Surface

Herbert. E. Ives and Thorton C. FRY, *Bell Telephone Laboratories, New York, N. Y.*  
*JOSA 23 p 73 (1933)*

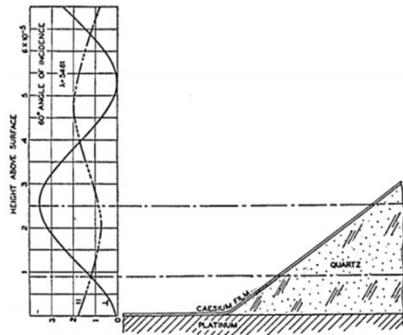


FIG. 1. Diagrammatic representation of experiment.

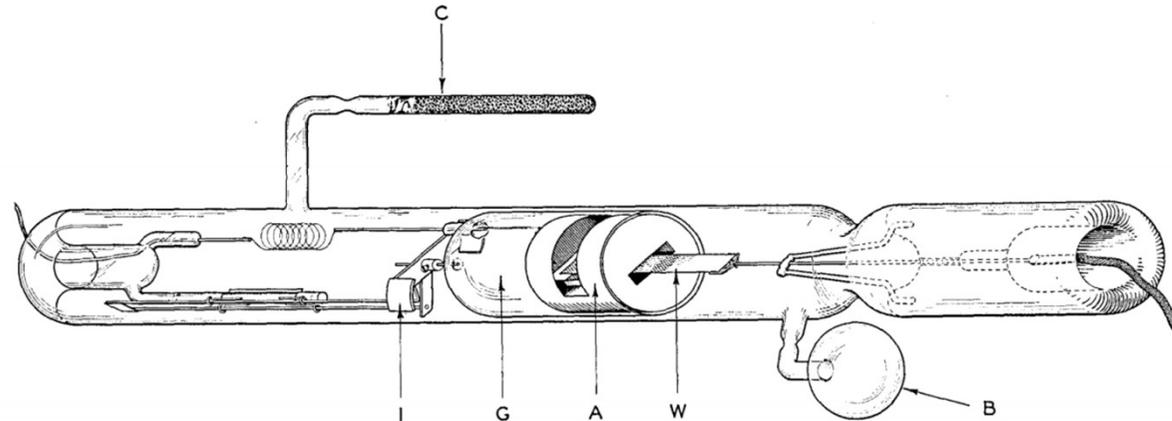


FIG. 2. Type of photoelectric cell used.

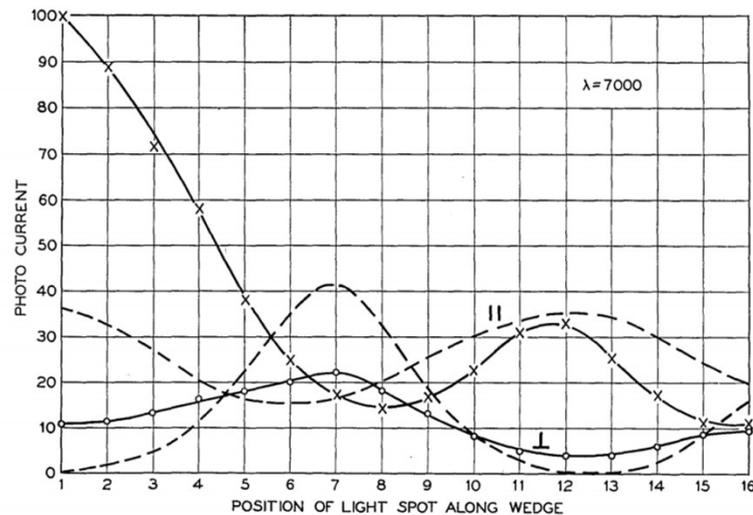
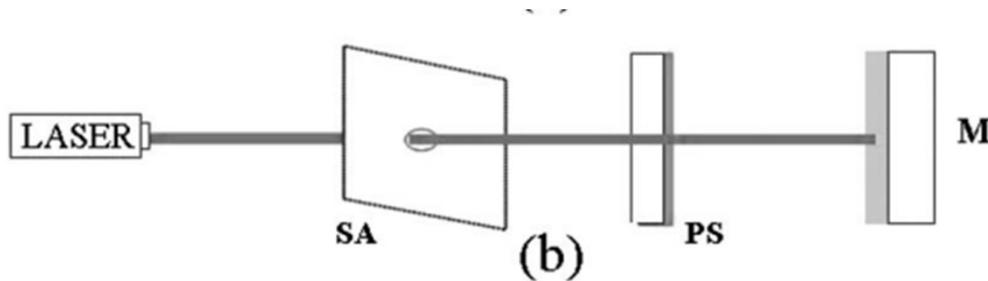


FIG. 4. Observed and computed values of photo-currents along wedge for 60° angle of incidence.

The quartz wedge on platinum (W) prepared in the manner described above, is mounted on a sliding carriage attached to the iron member I, so that it may be moved by means of an external magnet along the tube to expose it to the caesium vapor (B)

# Observation of standing light wave by using fluorescence from a polymer thin film and diffuse reflection from a glass surface: Revisiting Wiener's experiment

Min Sung Kim, Byeong Joo Kim, Hwan Hong Lim, and Myoungsik Cha  
Citation: American Journal of Physics 77, 761 (2009)



Déplacement du miroir  
Observation sur l'écran SA

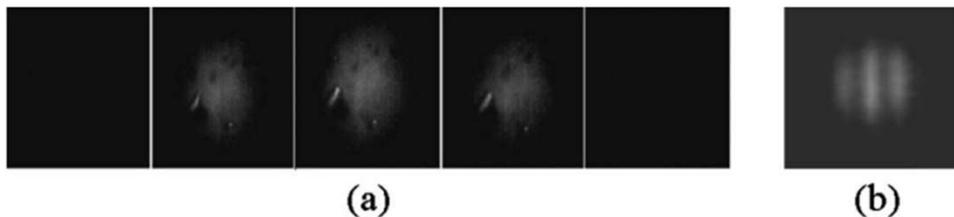


Fig. 3. Fluorescence from a polymer film from one node to the next; (a) normal incidence and (b) fringe pattern for the polymer film slightly tilted from normal incidence.

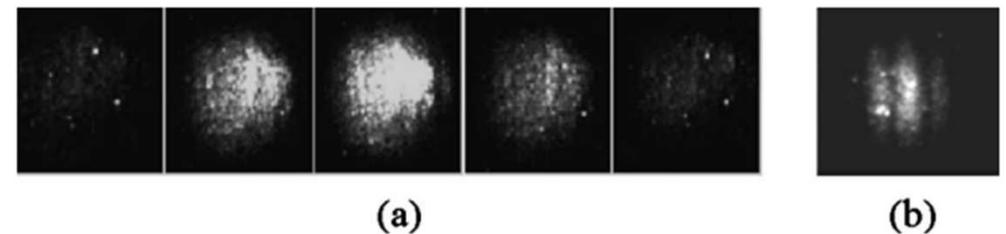


Fig. 5. Scattering from a scratched glass from one node to the next; (a) normal incidence and (b) fringe pattern when the glass plate was slightly tilted from normal incidence.

# Interférence de 2 ondes polarisées

Deux ondes, monochromatiques,  
**polarisées // selon x**

$$\vec{\mathbf{E}}_1 = \begin{cases} \mathbf{a}_1 e^{i\varphi_1 - i\omega t} \\ \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \end{cases} \quad \vec{\mathbf{E}}_2 = \begin{cases} \mathbf{a}_2 e^{i\varphi_2 - i\omega t} \\ \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \end{cases}$$

$$\vec{\mathbf{E}} = \vec{\mathbf{E}}_1 + \vec{\mathbf{E}}_2$$

$$\mathbf{I} = \kappa |\vec{\mathbf{E}}|^2 = \mathbf{a}_1^2 + \mathbf{a}_2^2 + \mathbf{2a}_1\mathbf{a}_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

Terme d'interférence

Deux ondes, monochromatiques,  
**polarisées orthogonalement**

$$\vec{\mathbf{E}}_1 = \begin{cases} \mathbf{a}_1 e^{i\varphi_1 - i\omega t} \\ \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \end{cases} \quad \vec{\mathbf{E}}_2 = \begin{cases} \mathbf{0} \\ \mathbf{a}_2 e^{i\varphi_2 - i\omega t} \\ \mathbf{0} \end{cases}$$

$$\vec{\mathbf{E}} = \vec{\mathbf{E}}_1 + \vec{\mathbf{E}}_2$$

$$\mathbf{I} = \kappa |\vec{\mathbf{E}}|^2 = \mathbf{a}_1^2 + \mathbf{a}_2^2$$

Pas de terme d'interférence

# Problème de vocabulaire

Deux ondes polarisées linéairement sont superposées.

**Cas //**

**Si les polarisations sont parallèles**  
il y a interférence  
**et on voit des interférences**

**Cas  $\perp$**

**Si leurs polarisation sont perpendiculaires**  
**on ne « voit » pas des interférences**

En fait il y a toujours interférence, mais selon le dispositif on peut les observer ou pas

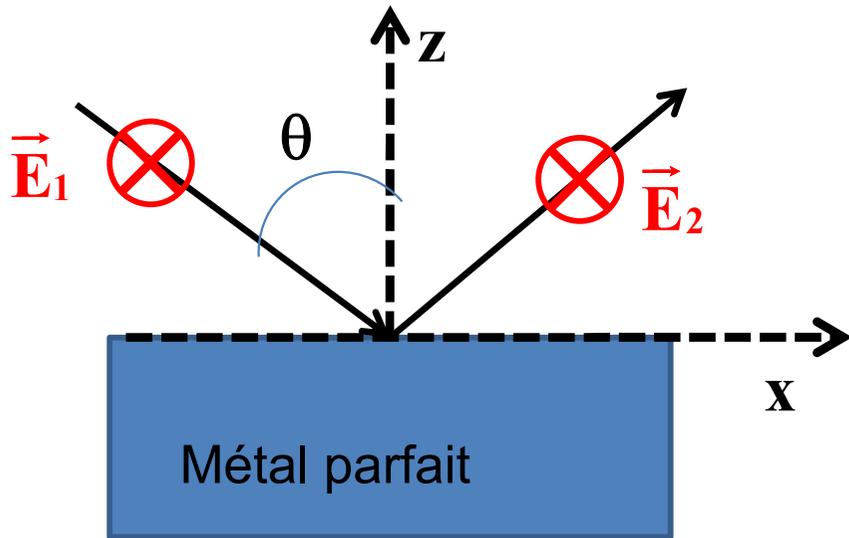
Dans le cas perpendiculaire on dit par abus de langage : **« il n'y a pas d'interférences »**

Même dans le cas perpendiculaire on peut faire « apparaître » des interférences en observant avec un polariseur

Expérience de Fresnel-Arago (1816)

Expérience de « gomme quantique »

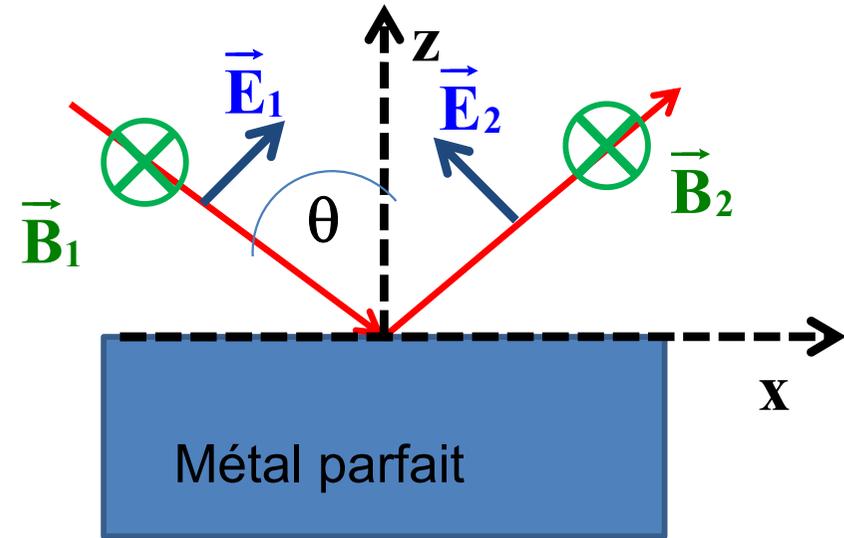
# Réflexion oblique sur un métal parfait



Cas T.E. = transversal électrique  
E est perpendiculaire  
(par rapport au plan d'incidence)

$$\vec{E}_1 // \vec{E}_2 // y$$

**Interférences  $\Rightarrow$  franges de Wiener**



Cas T.M. = transversal magnétique  
B est perpendiculaire  
(par rapport au plan d'incidence)

**$\vec{E}_1$  et  $\vec{E}_2 //$  au plan d'incidence**

$$\text{Si } \theta=45^\circ \Rightarrow \vec{E}_1 \perp \vec{E}_2$$

**Pas de franges de Wiener**

**Le vecteur de Fresnel, lumineux, photographique = le champ électrique**

# Wide-Angle Interferences and the Nature of the Elementary Light Sources . P. Selényi Phys. Rev. 56 p477 1939

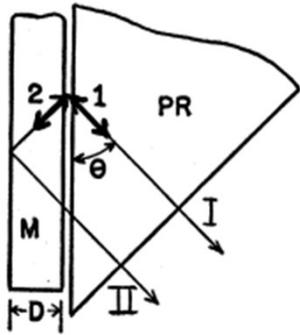


FIG. 1. Prism, *PR*, thin mica sheet *M* and fluorescein film between them.

Between the glass prism *PR* and the thin mica sheet *M* is a film of gelatin fluorescein, the thickness of which is small in comparison with the wave-length of light. By a concentrated beam of light a small spot of the film is excited to fluorescence and the fringes due to the interference of the rays *I* and *II* are observed through a hand-spectroscope...

I obtained the following results:

- (a) The minima, as observed in the spectroscopie at the angle  $\theta=45^\circ$ , are never completely dark.
- (b) By inserting in front of the eye an analyzer (e.g. a Nicol prism or a Polaroid filter) in such a position that only the electrical light vector perpendicular to the plan of incidence was transmitted, the fringes became more brilliant and the minima became perfectly dark.
- (c) Rotating the analyzer by  $90^\circ$  the interference fringes vanish completely

**It follows from them, that fluorescence light is in fact emitted by dipoles**

# Plan

1. Introduction
2. Rappels
3. Réflexion métallique : onde stationnaire
4. Expériences en onde radio
5. Expériences de Wiener
- 6. Angle de Brewster**
7. Onde évanescente
8. Champ Proche Optique
9. Conclusions

# Etienne Malus : (1775-1812) : 1808 : Polarisation par réflexion vitreuse

1794 Polytechnique

1798-1801 : Campagne d'Egypte

Ingénieur

travaux port d'Anvers (1804-1806)

fortification de Strasbourg (1807-1810)

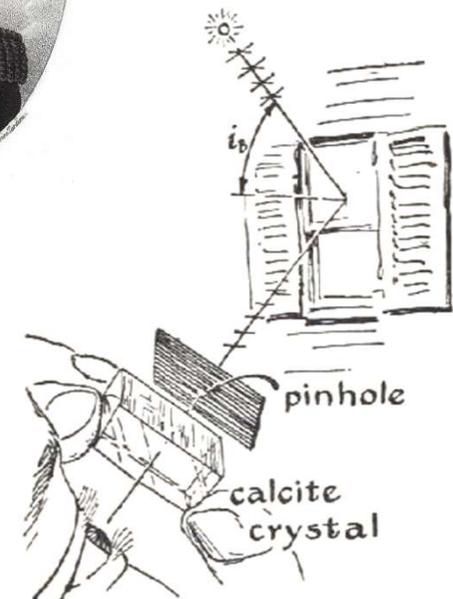
Académie des sciences 1810

1807 Traité d'optique analytique

1808 polarisation de la lumière par réflexion

1810 Théorie de la double réfraction de la

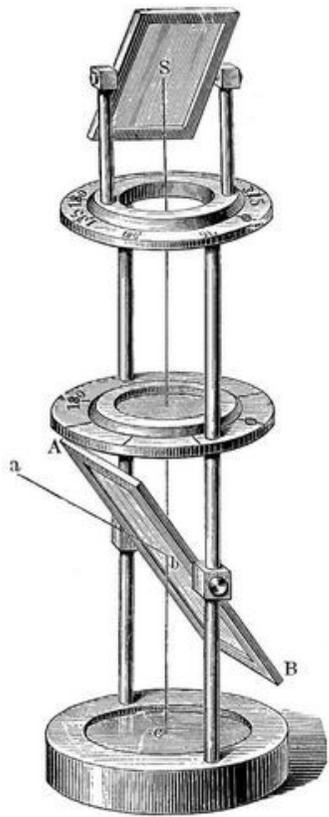
lumière dans les substances cristallines



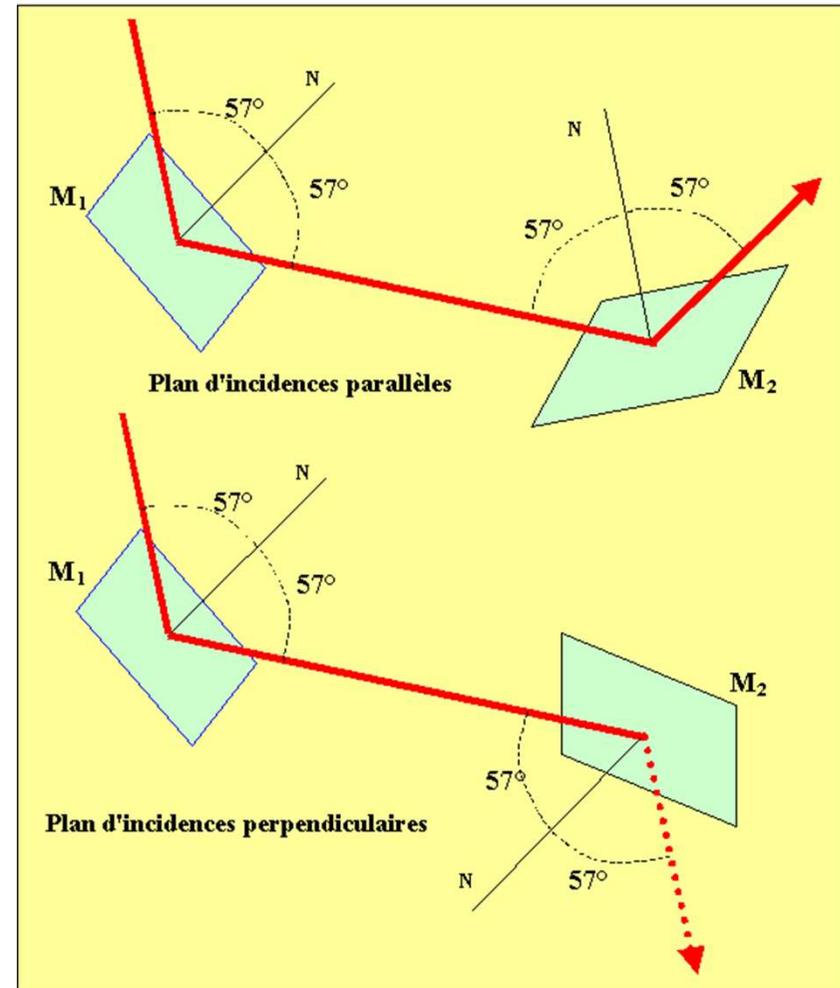
Malus rue d'Enfer

Lumière sur vitre du palais du  
Luxembourg

# Polarisation de la lumière par réflexion vitreuse



Nörrenberg  
(1830 ?)

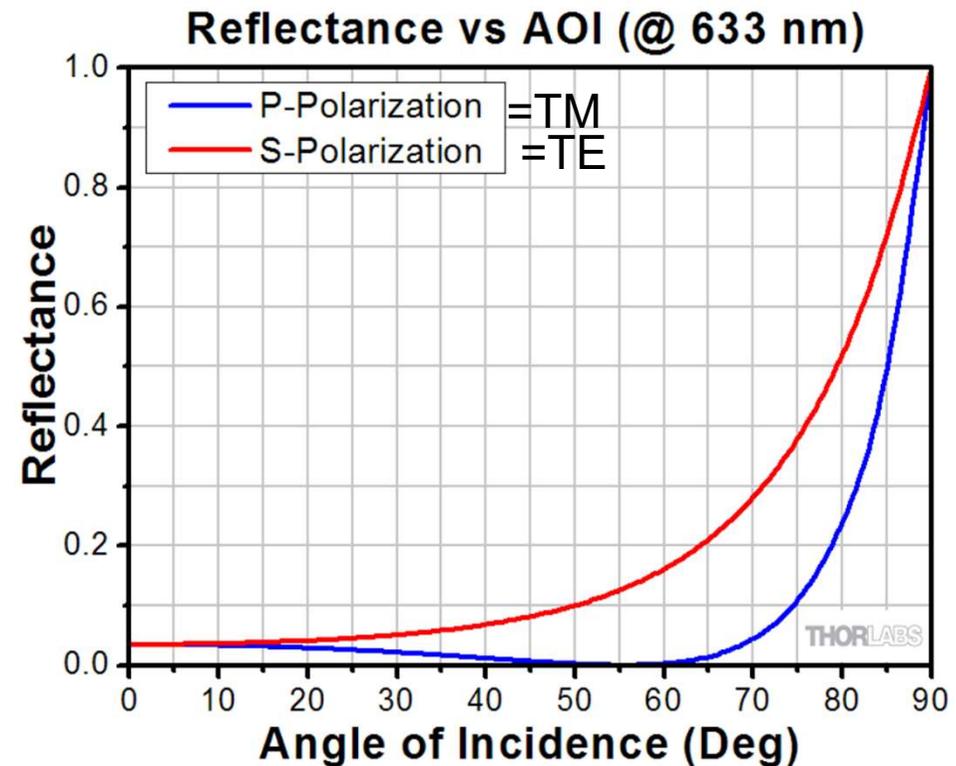


Pour un angle d'incidence voisin de  $57^\circ$  sur du verre (Angle de Brewster) une réflexion successive sur 2 lames orthogonales annule le faisceau réfléchi final.

# Angle de Brewster (1781-1868)



$$\operatorname{tg}(\theta_B) = \frac{n_2}{n_1}$$

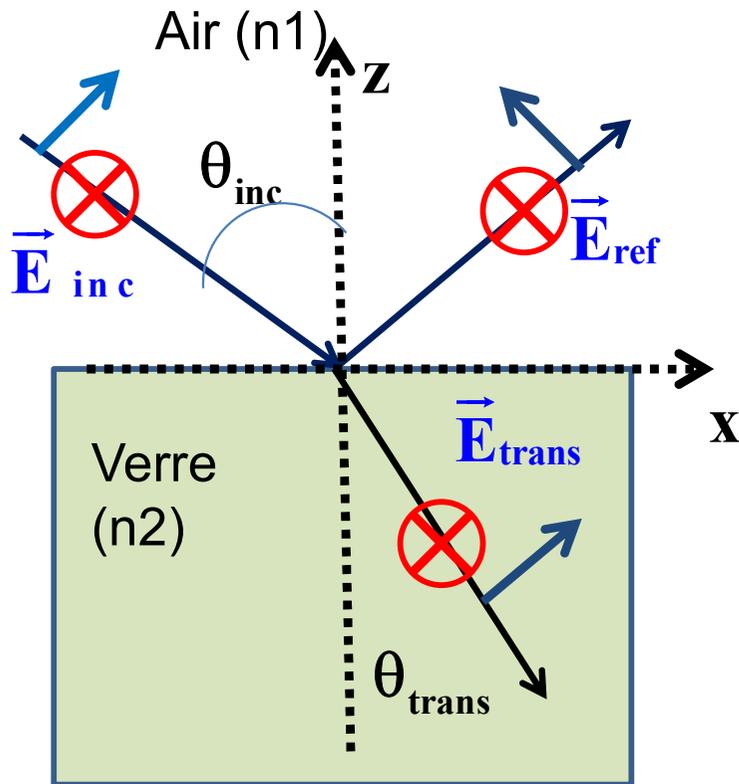


Il existe un angle, angle de Brewster,  
pour lequel il n'y a pas d'onde TM réfléchi

Découvert par Brewster en **1812**

Calculs par Fresnel (1815) puis par Maxwell,  
c'est bien le champ électrique réfléchi TM qui s'annule à Brewster

# Réflexion oblique sur un diélectrique



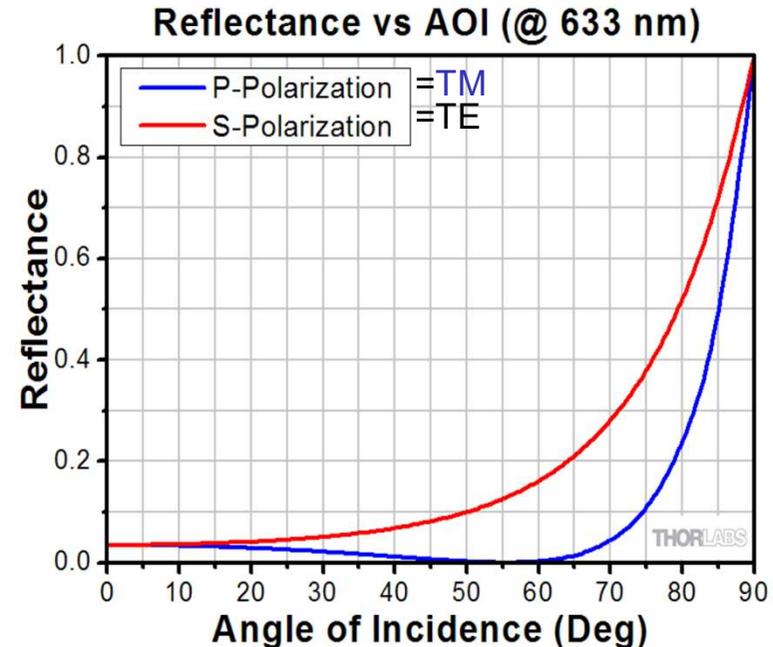
Pour  $\theta_{inc}$  quelconque il y a une onde réfléchie et une onde transmise.

Pour les 2 polarisations

Mais les amplitudes (et les intensités) transmises dépendent de l'angle d'incidence et sont différentes pour TE et TM

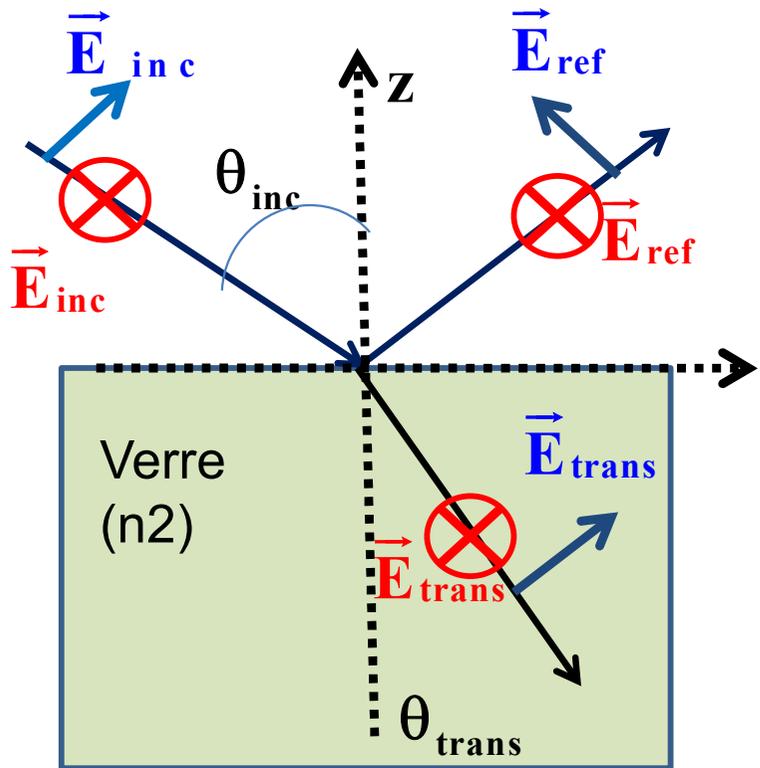
Et il y a un angle qui annule la réflexion de l'onde TM : angle de Brewster

**Remarque :** réflectance = mesure de flux lumineux = vecteur de Poynting



# Coefficient de réflexion et Réflectance

## Coefficient de Transmission et Transmittance



En **TE**     $\vec{E}_{\text{ref}} = r \vec{E}_{\text{inc}}$      $\vec{E}_{\text{trans}} = t \vec{E}_{\text{inc}}$

En **TM**     $\vec{B}_{\text{ref}} = r \vec{B}_{\text{inc}}$      $\vec{B}_{\text{trans}} = t \vec{B}_{\text{inc}}$

r coefficient de réflexion (en amplitude)  
t coefficient de transmission (en amplitude)

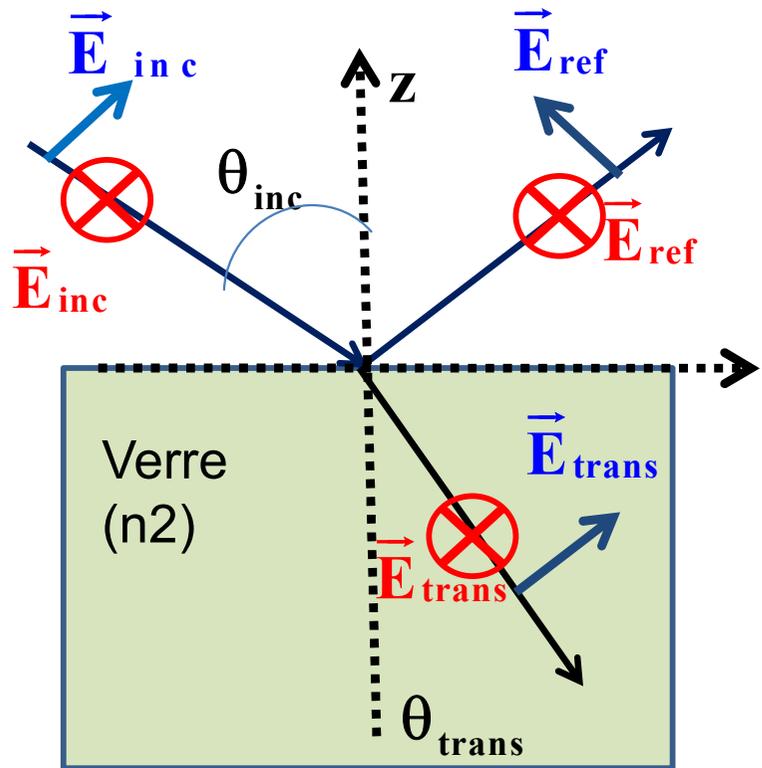
La réflectance et la transmittance mesurent les flux d'énergie (selon z) et dépendent des vecteurs de Poynting

$$\left( \vec{P}_{\text{ref}} \right)_z = R \left( \vec{P}_{\text{inc}} \right)_z \quad \left( \vec{P}_{\text{trans}} \right)_z = T \left( \vec{P}_{\text{inc}} \right)_z$$

$$\left( \vec{P}_{\text{ref}} \right)_z = R \left( \vec{P}_{\text{inc}} \right)_z \quad \left( \vec{P}_{\text{trans}} \right)_z = T \left( \vec{P}_{\text{inc}} \right)_z$$

# Coefficient de réflexion et Réflectance

## Coefficient de Transmission et Transmittance (2)



$$\left(\vec{P}_{ref}\right)_z = R \left(\vec{P}_{inc}\right)_z \quad \left(\vec{P}_{trans}\right)_z = T \left(\vec{P}_{inc}\right)_z$$

$$\text{TE} : R = |r|^2 \quad T = \frac{\left(k_{trans}\right)_z + \left(k_{trznz}\right)_z^*}{\left(k_{inc}\right)_z + \left(k_{inc}\right)_z^*} |t|^2$$

$$\text{TM} : R = |r|^2 \quad T = \frac{\left(k_{trans}\right)_z + \left(k_{trznz}\right)_z^*}{\left(k_{inc}\right)_z + \left(k_{inc}\right)_z^*} |t|^2$$

Pour TE et pour TM :  $R=|r|^2$  et  $T \neq |t|^2$

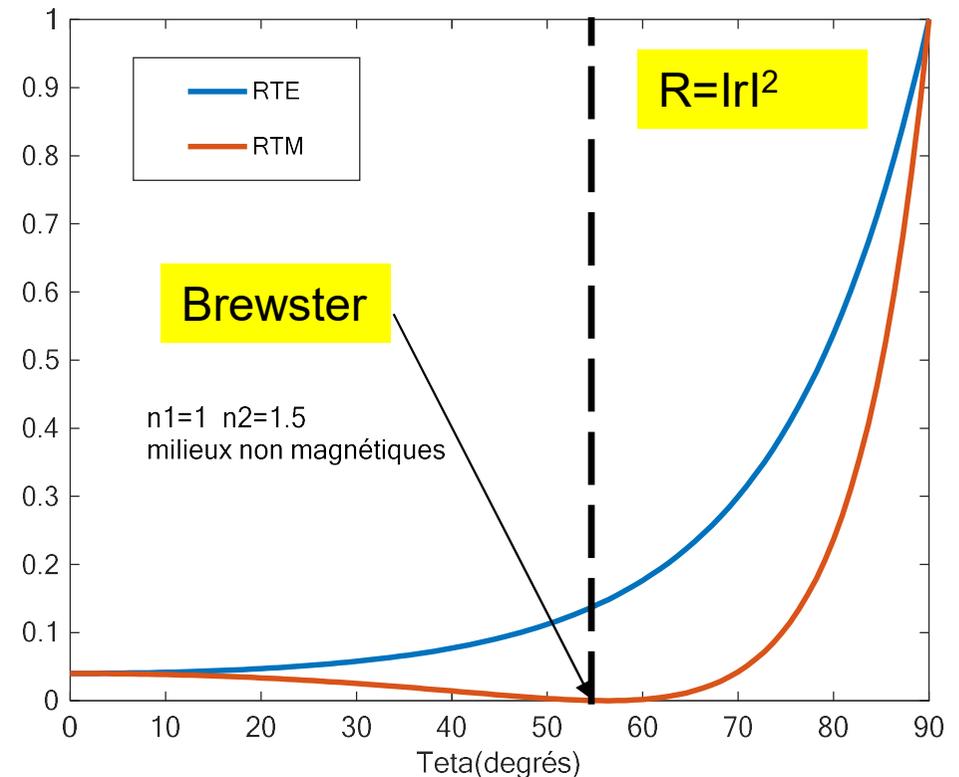
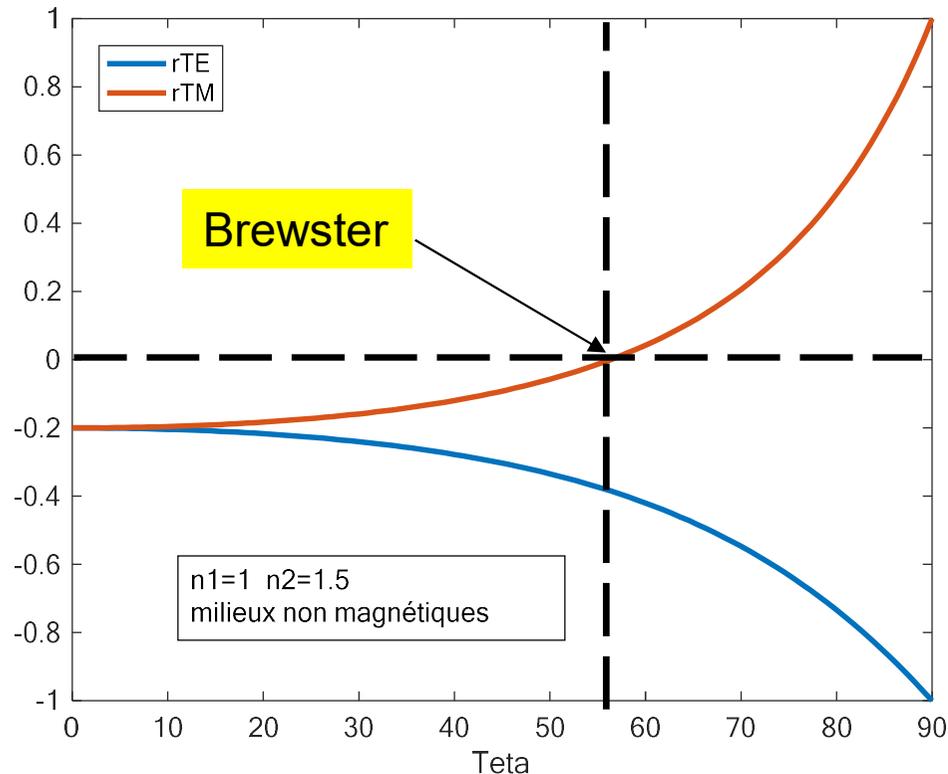
Pour TE et pour TM :  $R+T=1$  (conservation de l'énergie)

# Variations des coefficients de réflexion : externe ( $n_1 < n_2$ )

Milieux non magnétiques et non absorbant.

**Incidence externe** air ( $n_1=1$ )-Verre  $n_2=1,5$

Indices réels et pas d'onde évanescente : les coefficients sont réels



**En incidence externe :**

Le coefficient  $r_{TE}$  est toujours négatif

Le coefficient  $r_{TM}$  est négatif près de l'incidence normale,  
s'annule, à l'angle de **Brewster**, puis devient positif

Les deux coefficients ont pour module 1 en incidence normale

# Formules de Fresnel

$$(\mathbf{k}_{\text{inc}})_x = (\mathbf{k}_{\text{ref}})_x = (\mathbf{k}_{\text{trans}})_x = \frac{\omega}{c} n_1 \sin(\theta_{\text{inc}}) = \alpha$$

$$(\mathbf{k}_{\text{inc}})_z = \frac{\omega}{c} n_1 \cos(\theta_{\text{inc}})$$

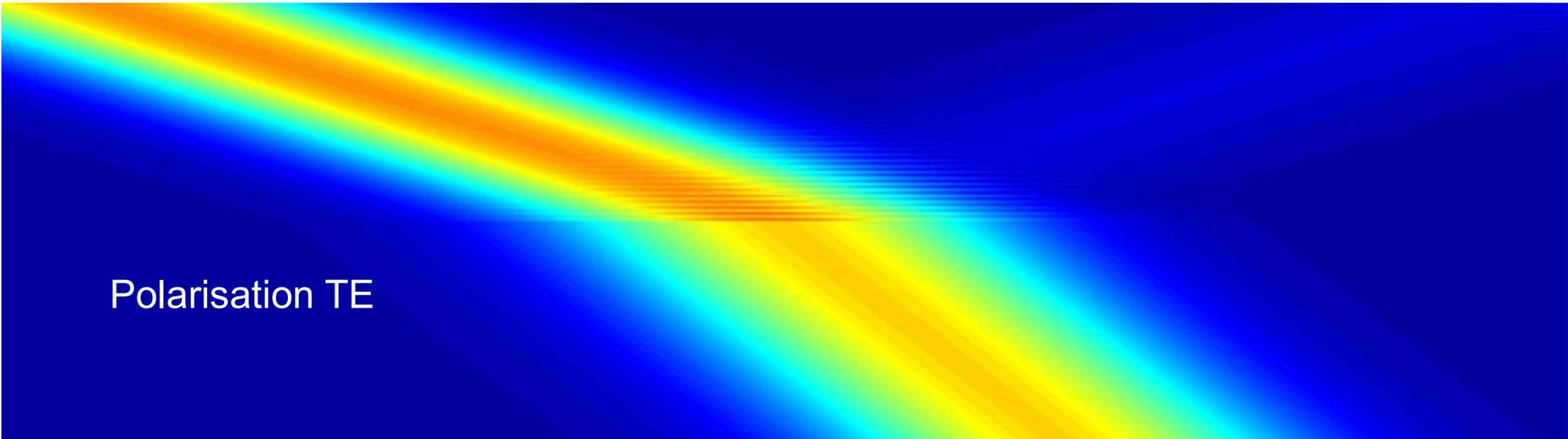
$$(\mathbf{k}_{\text{trans}})_z = \frac{\omega}{c} \sqrt{n_2^2 - [n_1 \sin(\theta_{\text{inc}})]^2}$$

$$\text{TE: } r = \frac{(\mathbf{k}_{\text{inc}})_z - (\mathbf{k}_{\text{trans}})_z}{(\mathbf{k}_{\text{inc}})_z + (\mathbf{k}_{\text{trans}})_z} \quad t = \frac{2(\mathbf{k}_{\text{inc}})_z}{(\mathbf{k}_{\text{inc}})_z + (\mathbf{k}_{\text{trans}})_z}$$

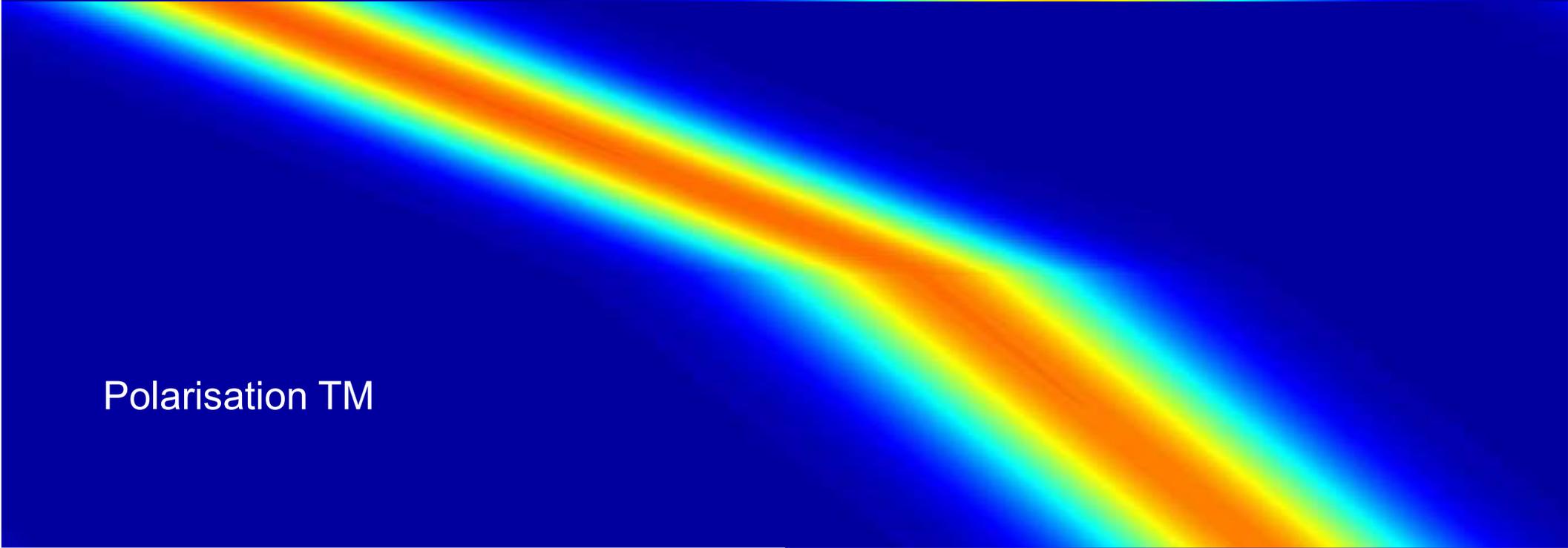
$$\text{TM: } r = \frac{\frac{(\mathbf{k}_{\text{inc}})_z}{n_1^2} - \frac{(\mathbf{k}_{\text{trans}})_z}{n_2^2}}{\frac{(\mathbf{k}_{\text{inc}})_z}{n_1^2} + \frac{(\mathbf{k}_{\text{trans}})_z}{n_2^2}} \quad t = \frac{2 \frac{(\mathbf{k}_{\text{inc}})_z}{n_1^2}}{\frac{(\mathbf{k}_{\text{inc}})_z}{n_1^2} + \frac{(\mathbf{k}_{\text{trans}})_z}{n_2^2}}$$

# Angle de Brewster

Polarisation TE

A heatmap showing the intensity of light as a function of angle and wavelength for TE polarization. The color scale ranges from blue (low intensity) to red (high intensity). A bright diagonal band of high intensity is visible, which narrows and shifts as the angle increases, indicating the Brewster angle where reflection is minimized.

Polarisation TM

A heatmap showing the intensity of light as a function of angle and wavelength for TM polarization. The color scale ranges from blue (low intensity) to red (high intensity). A bright diagonal band of high intensity is visible, which narrows and shifts as the angle increases, indicating the Brewster angle where reflection is minimized.

# Discussion : angle de Brewster

Angle de Brewster : découvert expérimentalement

Calculs de Fresnel avec onde lumineuse transversale

trouve les 2 polarisations

trouve l'angle de Brewster

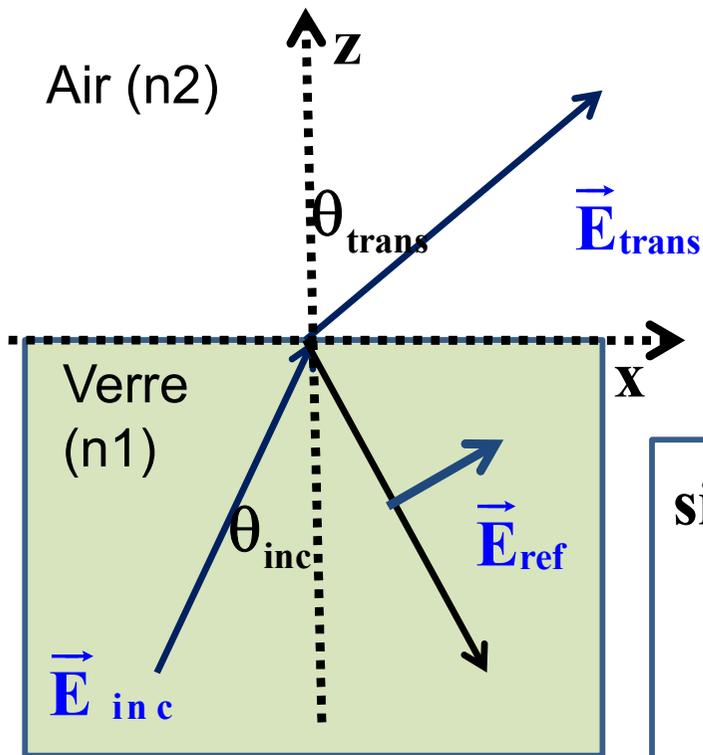
Calculs avec les équations de Maxwell :

**Quand le champ électrique est // au plan d'incidence : Angle de Brewster**

# Plan

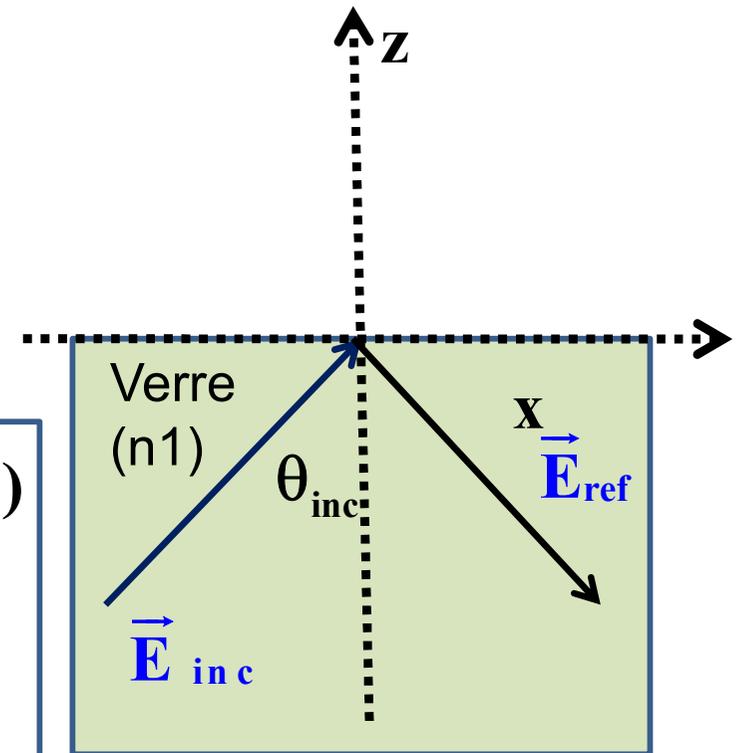
1. Introduction
2. Rappels
3. Réflexion métallique : onde stationnaire
4. Expériences en onde radio
5. Expériences de Wiener
6. Angle de Brewster
- 7. Onde évanescente**
8. Champ Proche Optique
9. Conclusions

# Réflexion interne ( $n_2 < n_1$ )



$$\sin(\theta_{trans}) = \frac{n_1}{n_2} \sin(\theta_{inc})$$
$$\theta_{lim} = \text{Arcsin}\left(\frac{n_1}{n_2}\right)$$

$\theta_{inc} < \theta_{lim} \Rightarrow$  faisceau transmis



$\theta_{inc} > \theta_{lim} \Rightarrow$   
pas de faisceau transmis

$\sin(\theta_{trans}) > 1 \Rightarrow$

**Onde évanescente**

# Onde évanescente

$$(\mathbf{k}_{\text{inc}})_x = (\mathbf{k}_{\text{ref}})_x = (\mathbf{k}_{\text{trans}})_x = \frac{\omega}{c} n_1 \sin(\theta_{\text{inc}}) = \alpha$$

$$(\mathbf{k}_{\text{trans}})^2 = (\mathbf{k}_{\text{trans}})_x^2 + \cancel{(\mathbf{k}_{\text{trans}})_y^2} + (\mathbf{k}_{\text{trans}})_z^2 = n_2^2 \frac{\omega^2}{c^2}$$

$$(\mathbf{k}_{\text{trans}})_z = \frac{\omega}{c} \sqrt{n_2^2 - [\mathbf{n}_1 \sin(\theta_{\text{inc}})]^2}$$

$\theta > \theta_{\text{lim}} \Rightarrow \sin(\theta_{\text{trans}}) > 1 \Rightarrow$  Le vecteur d'onde transmis devient complexe

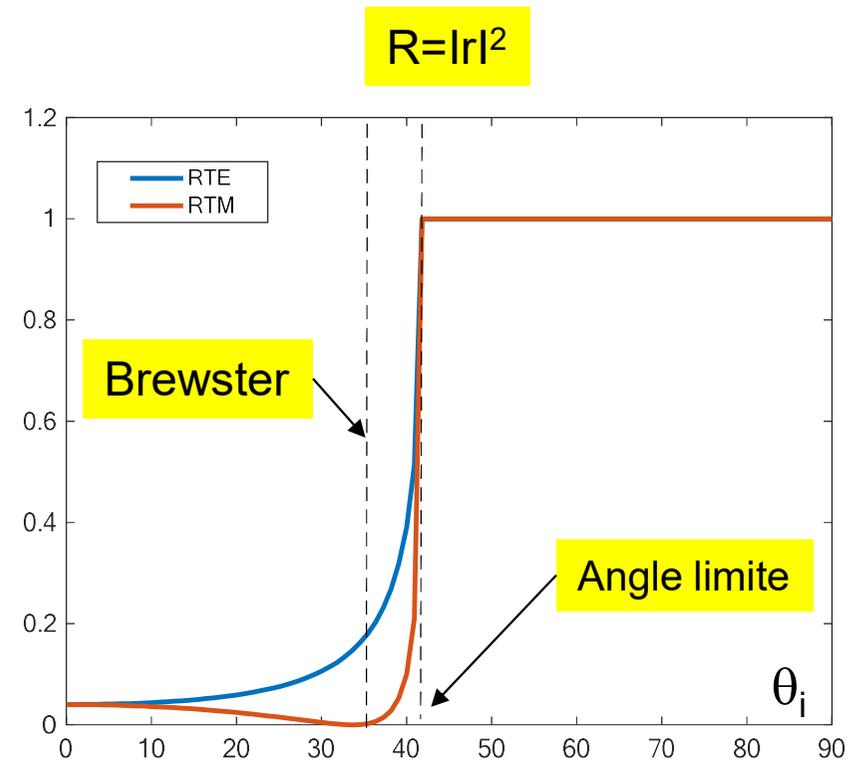
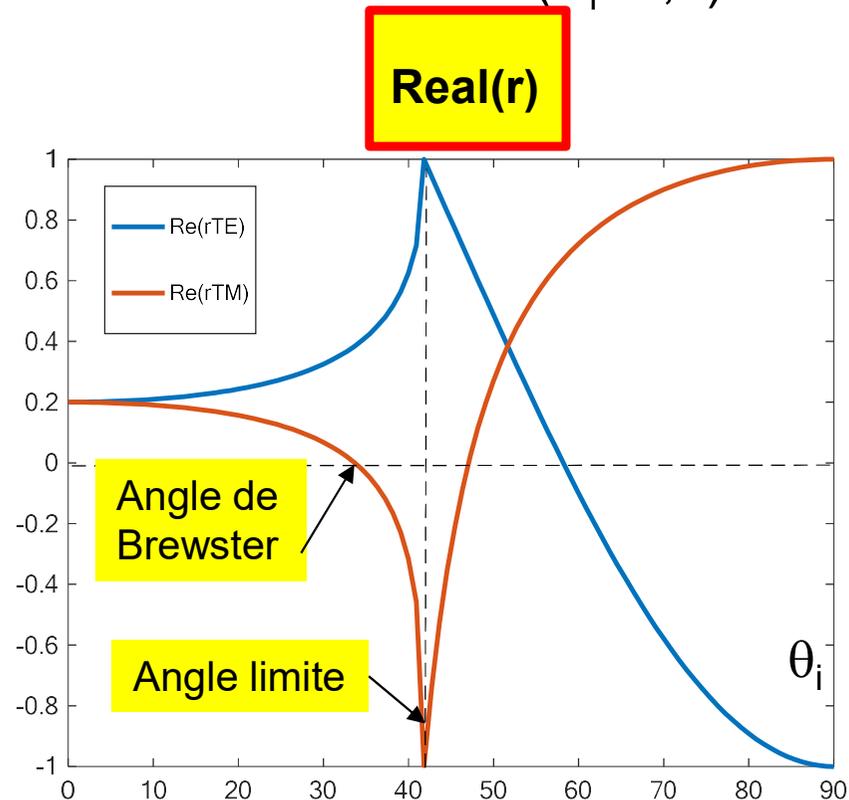
$$\vec{\mathbf{E}}_{\text{trans}}(\vec{\mathbf{r}}, t) = \vec{\mathbf{E}}_0 e^{-i\omega t + i\vec{\mathbf{k}} \cdot \vec{\mathbf{r}}} = \vec{\mathbf{E}}_0 e^{-i\omega t + i\alpha x - \mu z}$$

$$\mu = \frac{\omega}{c} \sqrt{[\mathbf{n}_1 \sin(\theta_{\text{inc}})]^2 - n_2^2}$$

# Variations des coefficients de réflexion : interne ( $n_1 > n_2$ )

Milieux non magnétiques et non absorbant, Indices réels

**Incidence interne** air ( $n_1=1,5$ )-Verre  $n_2=1$



**En incidence interne**, 2 angles importants angle de **Brewster** et l'angle **limite**

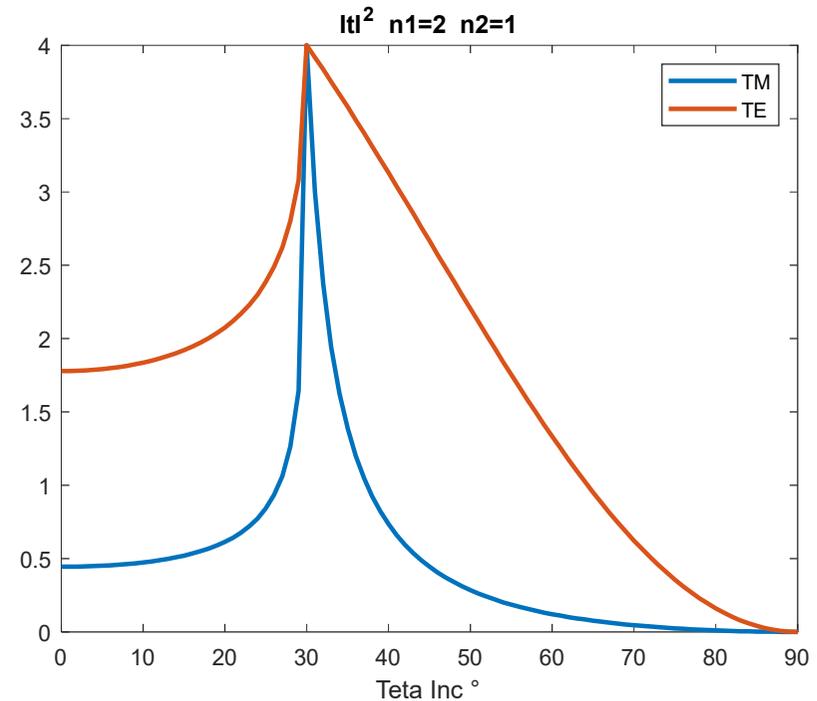
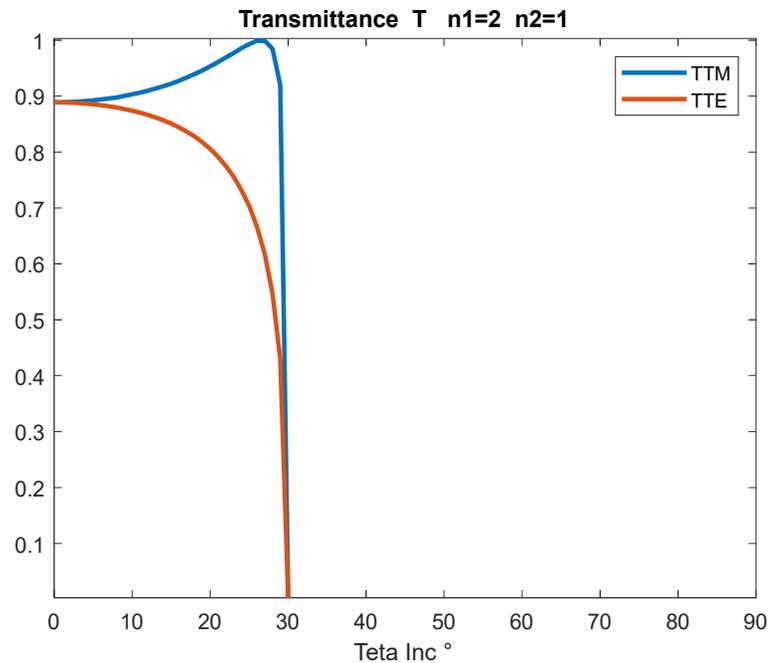
Le coefficient  $r_{TE}$  est positif et croissant jusqu'à l'angle limite

Le coefficient  $r_{TM}$  décroît, d'abord positif puis s'annule à l'angle de Brewster, puis est négatif jusqu'à l'angle limite.

**Les deux coefficients deviennent complexes au-delà de l'angle limite.**

Les deux coefficients ont un module 1 au-delà de l'angle limite: réflexion totale

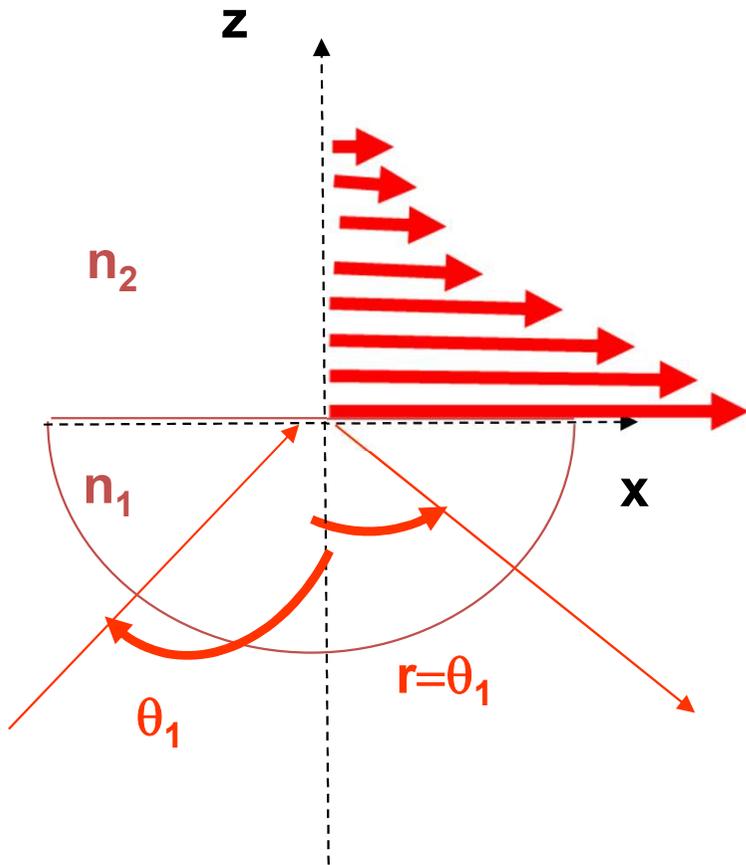
# Incidence interne : Transmission



**En incidence interne**, 2 angles importants angle de **Brewster** et l'angle **limite**  
Les 2 transmittances s'annulent au-delà de l'angle limite  
Rte décroît de façon monotone. RTM monte à 1 à l'angle de Brewster  
**Les deux coefficients  $t$  deviennent complexes au-delà de l'angle limite.**  
**Ils ont un maximum à l'incidence limite.**  
**Ils sont non nuls au-delà de l'angle limite**

# Onde Evanescente de Fresnel = Onde de surface

$$\theta_1 > l : \vec{E}_2 = \vec{A}_2 \text{Exp}[-\mu_2 z] \text{Exp}[i\alpha_1 x - i\omega t]$$



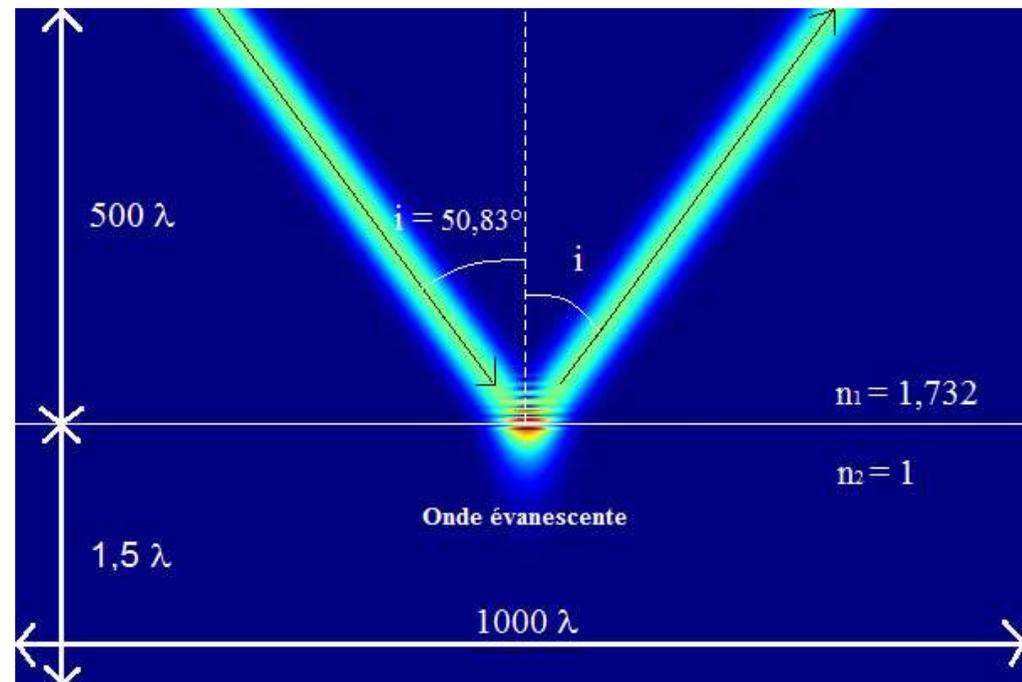
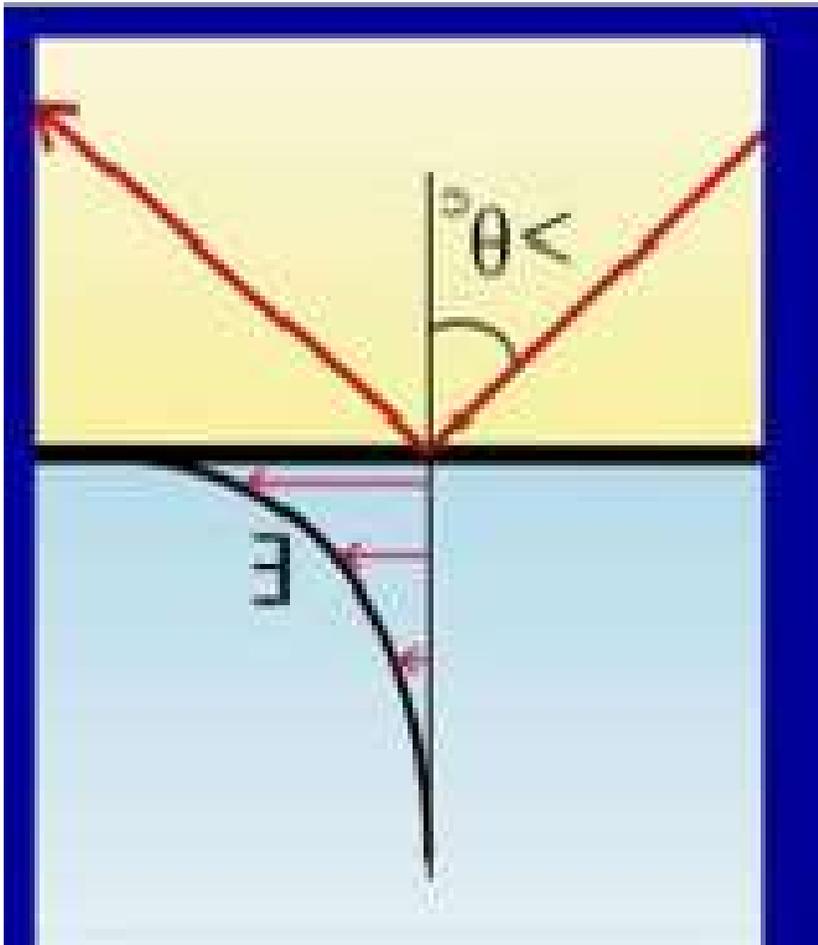
$$\frac{1}{\mu} = \frac{\lambda}{2\pi \sqrt{(n_1 \sin(\theta_1))^2 - (n_2)^2}} \approx \frac{\lambda}{10}$$

Onde atténuée selon selon z

Onde évanescente  
décroit selon z très rapidement

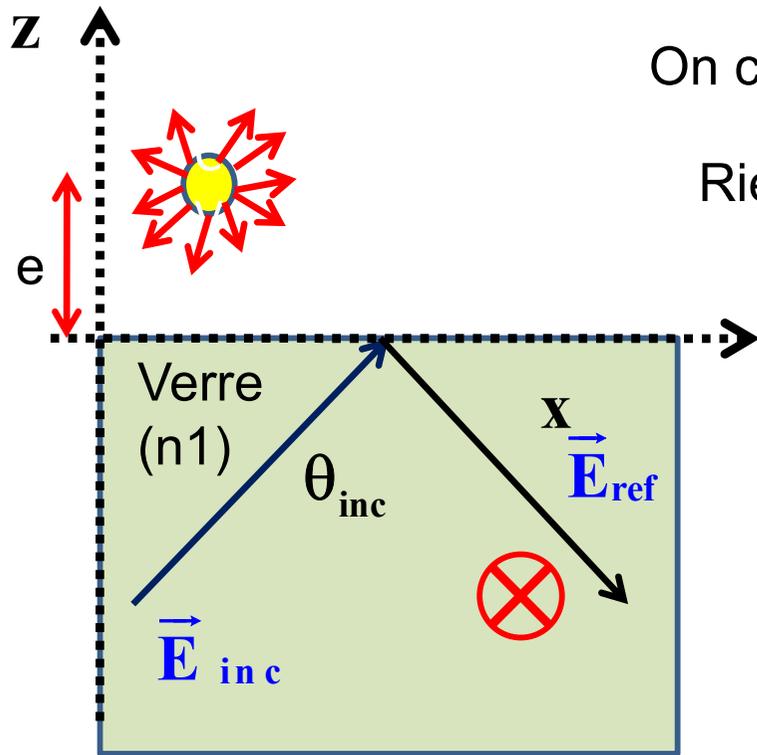
# Représentation des ondes évanescentes

## Schéma pédagogique



## Calcul informatique

# Intensité diffusée par une molécule fluorescente



On crée une onde évanescente au dessus d'un dioptre

Rien au dessus du dioptre (vide ou air) : on ne voit rien

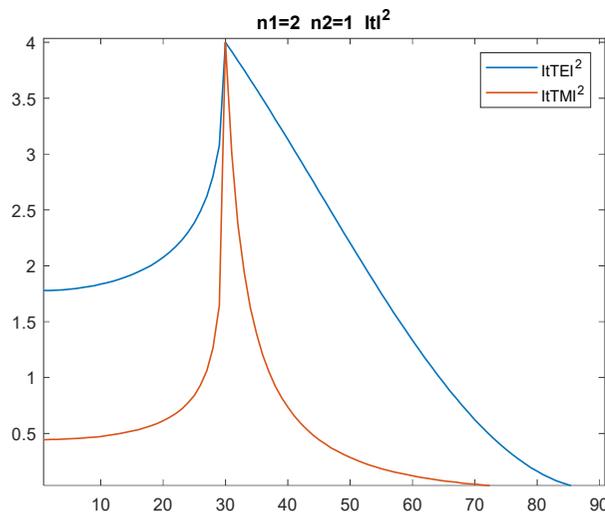
On introduit une molécule fluorescente

Elle diffuse de la lumière : que l'on peut voir

**champ transmis :  $\vec{E}_{trans}(\vec{r}) = t_{trans} \vec{E}_i \exp(i\vec{r} \cdot \vec{k}_{trans})$**

**Intensité diffusée :  $I \approx |\alpha \vec{E}_{trans}(\vec{r})|^2$**

**Intensité diffusée :  $I \approx \alpha^2 E_i^2 |t(\vec{r})|^2$**



# Quantitative studies of evanescent wave intensity profiles using optical fluorescence

John Edwards, Dominique Ausserre, Hubert Hervet, and Francis Rondelez  
 APPLIED OPTICS Vol. 28, No. 10 p1881 (19

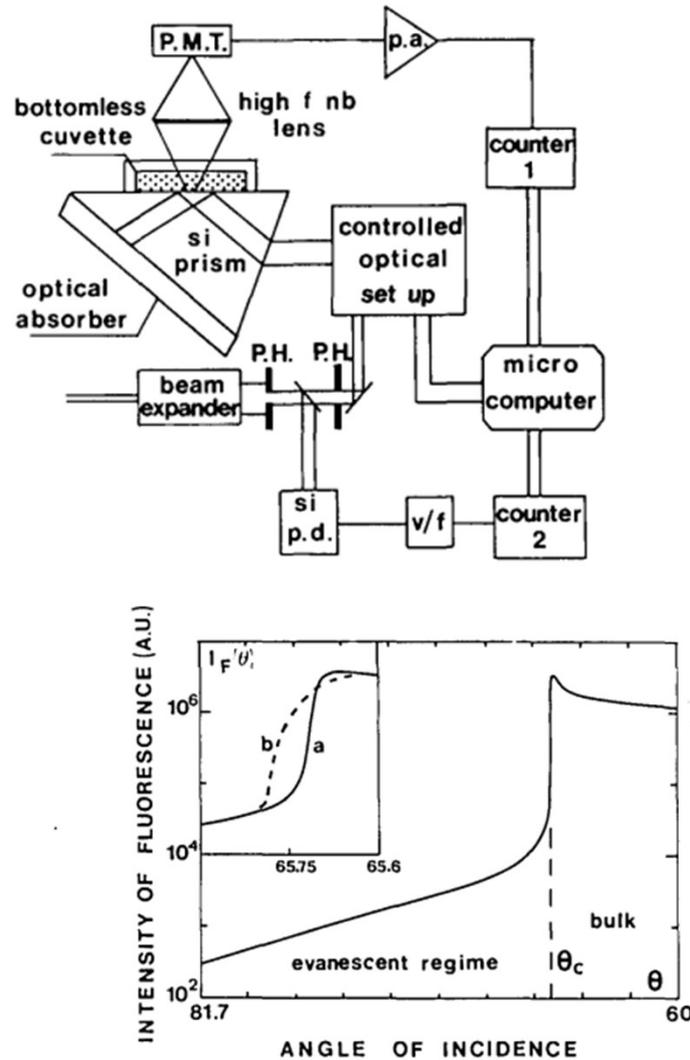


Fig. 1. Theoretical curve of the fluorescence intensity  $I_F(\theta_i)$  vs the incident angle  $\theta_i$  as computed from Eq. (7). Inset focuses on the influence of the beam angular divergence: a, no divergence and b, divergence =  $10^{-3}$  rad.

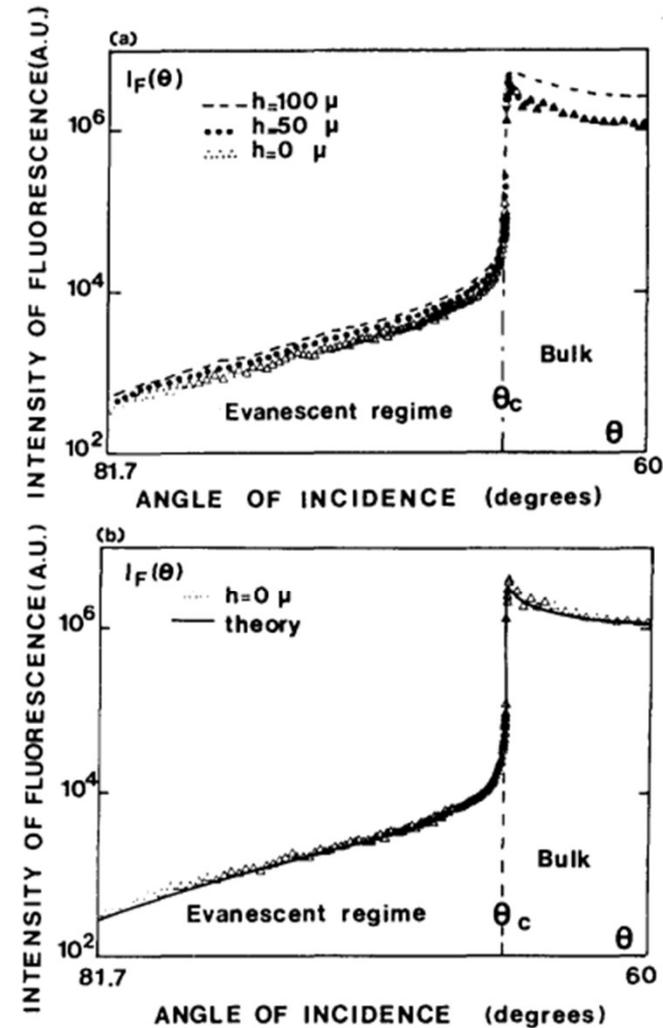


Fig. 3. Intensity of fluorescence  $I(\theta_i)$  vs the incident angle  $\theta_i$ . (a) For various thicknesses of the cuvette: ----,  $h = 100 \mu\text{m}$ ;  $\bullet$ ,  $h = 50 \mu\text{m}$ ;  $\Delta$ , extrapolation to zero thickness. (b) Comparisons of the zero thickness data with the theoretical results for  $h = 50 \mu\text{m}$ .

# Film de Langmuir-Blodgett

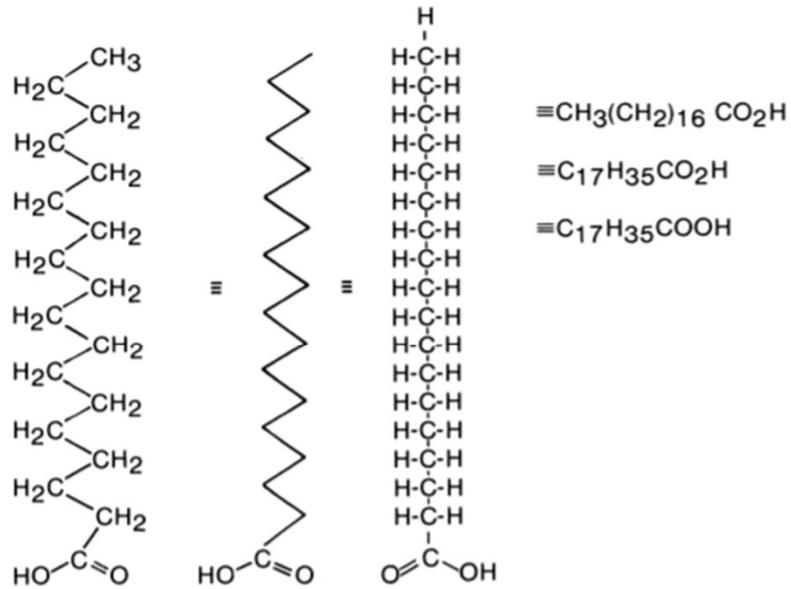


Figure 2.1. Various representations of the chemical formula of stearic acid (octadecanoic acid).

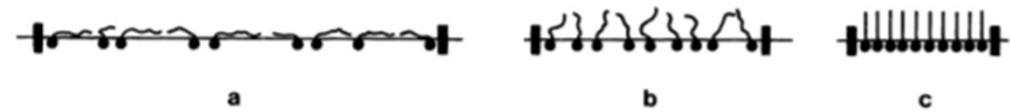


Figure 2.2. Monolayer of stearic acid on a water surface: (a) expanded, (b) partly compressed, (c) close packed.

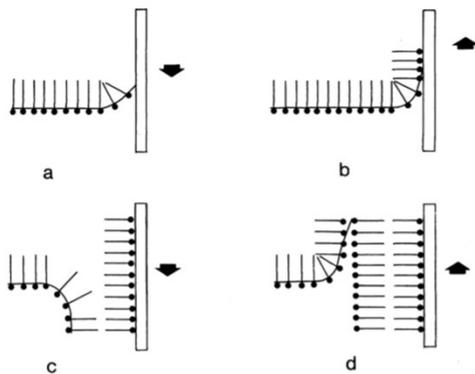
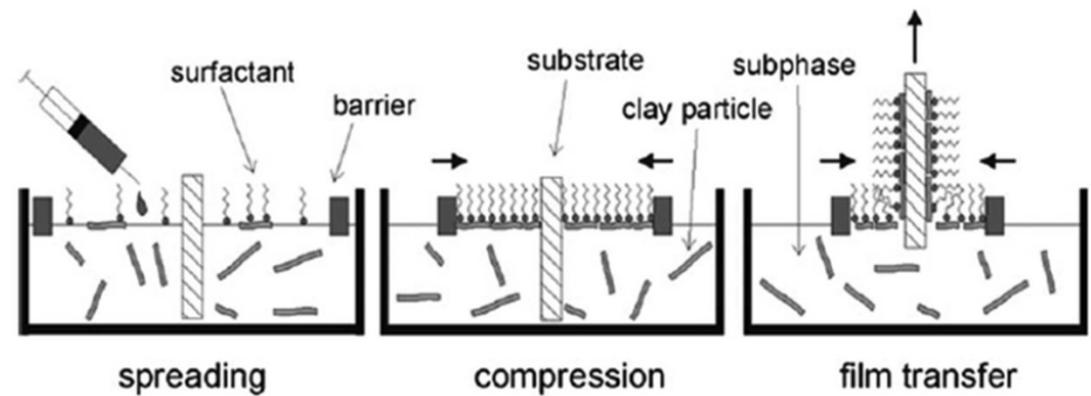


Figure 2.10. Deposition of multilayers by the Langmuir-Blodgett technique: (a) first immersion, (b) first withdrawal, (c) second immersion, (d) second withdrawal.

# Irving Langmuir (1881-1957) Katharine Blodgett (1898-1979)



## Film mono-moléculaire de Langmuir Blodgett

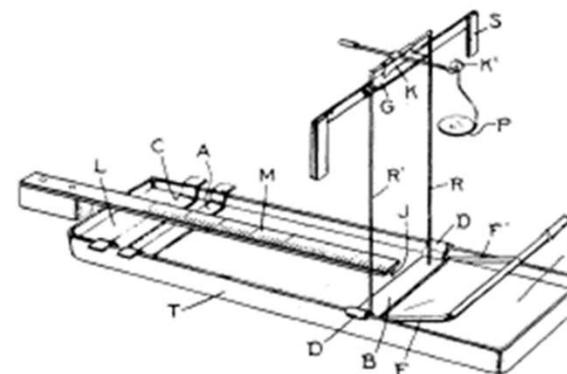


Figure 1.3. Langmuir's original film balance.<sup>(41)</sup>



Figure 1.4. Top left: Irving Langmuir. Top right: Katharine Blodgett. Bottom: Langmuir and Blodgett in conversation with Dr. I. Schaefer.



# Film fluorescent

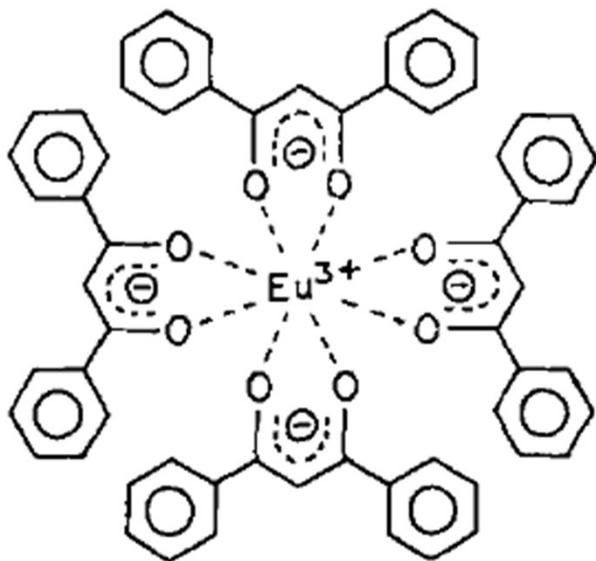
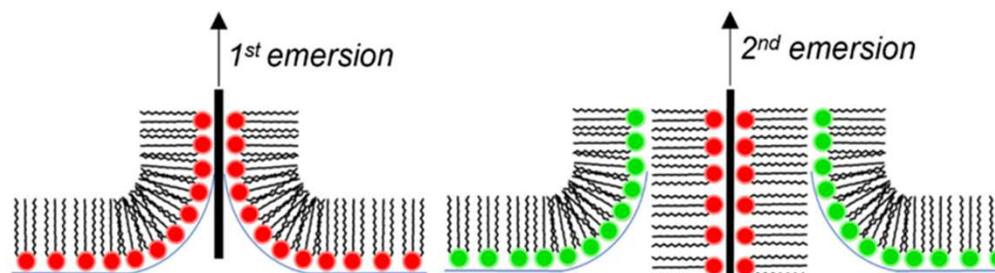
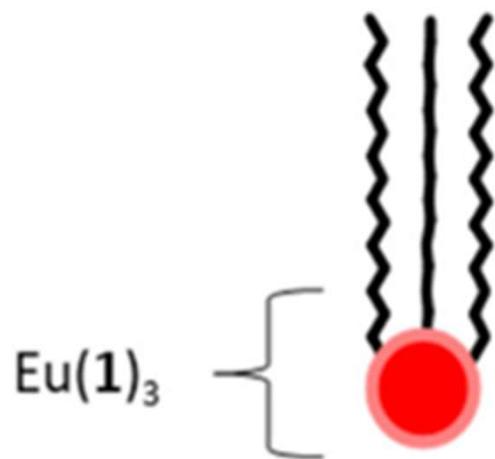
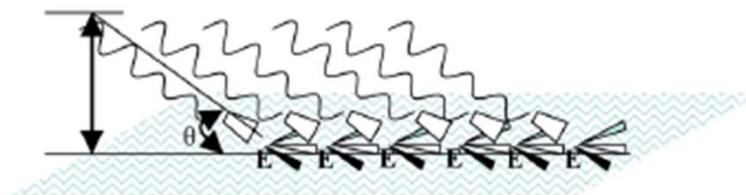


Table 3. Molecular arranging function in LB films.

Complexes	Theoretical height/nm	Monolayer thickness/nm	Included angle $\theta$
$\text{Eu(PMA)}_3\text{N}_{18}$	3.30	1.95	36.2
$\text{Eu(PMA)}_3\text{N}_{14}$	3.10	1.61	31.2
$\text{Eu(PMA)}_3\text{N}_{10}$	2.90	1.09	22.1
$\text{Eu(PMA)}_3\text{N}_6$	2.70	1.16	25.4



# Absorption and Emission of Evanescent Photons

C. K. CARNIGLIA, L. MANDEL, K. H. DREXHAGE, JOSA 62 p479 (1972)

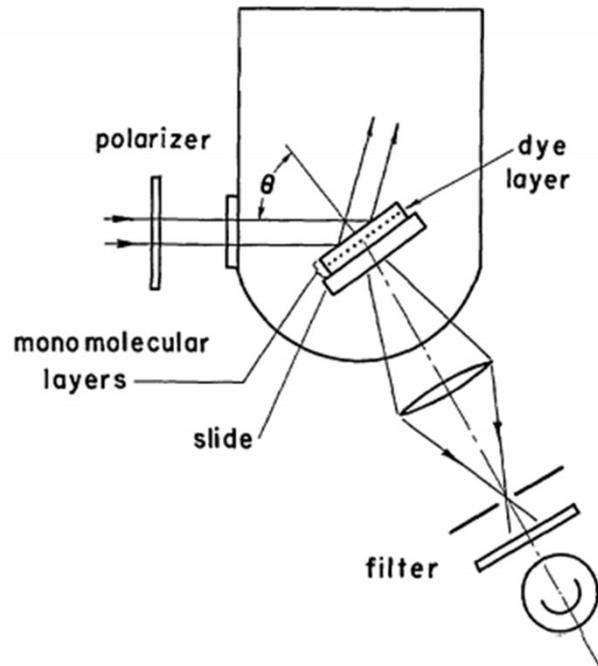


FIG. 4. The experimental setup for the absorption experiment. The slide and the detector assembly are coupled so as to rotate together about the axis of the cylindrical window.

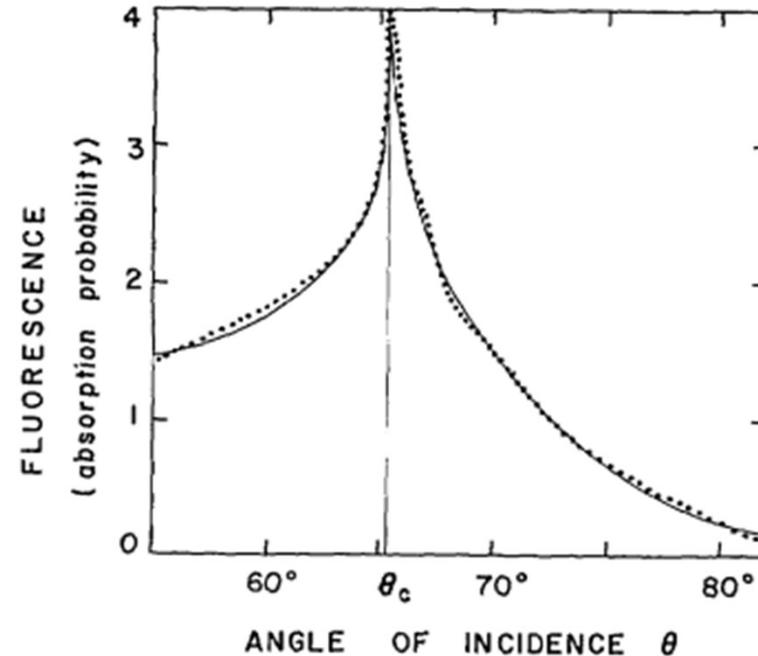
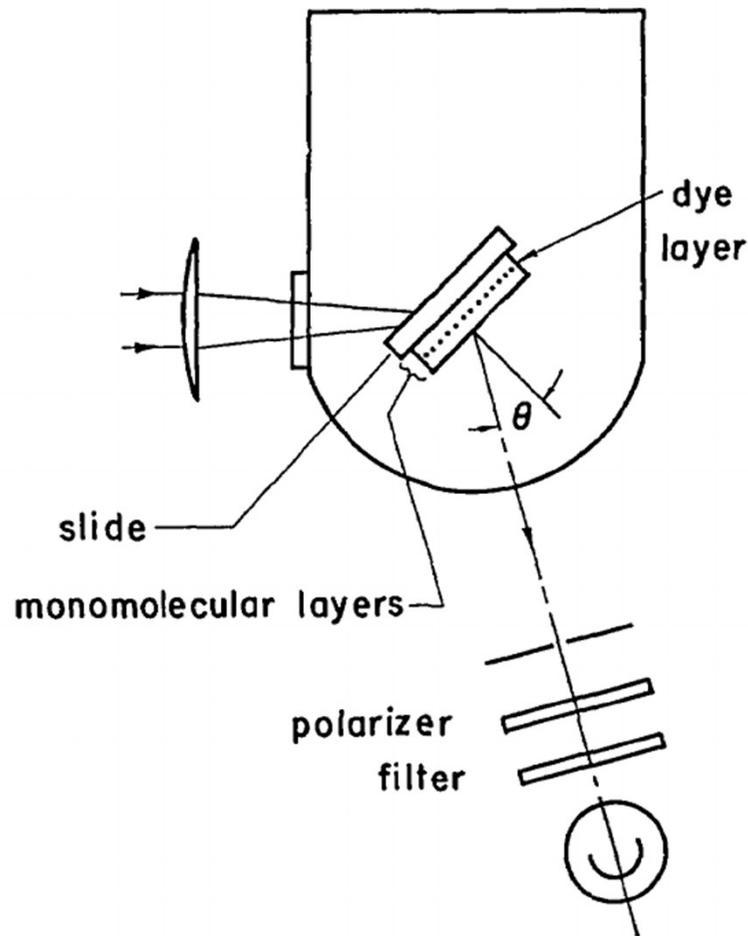


FIG. 5. Experimental results for the absorption of evanescent light by dye molecules located at a distance  $a=450 \text{ \AA}=0.14\lambda$  from the interface. The full curve is the theoretical value of  $I(\theta, a)/|u(\mathbf{k})|^2$  and is based on Eqs. (9) with  $n=1.10$ . The experimental values have been scaled so as to agree with the theory at the peak.

Here the fluorescent dye layer was separated from the layer-liquid boundary by a fixed number of 16 CdC., layers providing a distance  $d = 450 \text{ \AA}$ .

# Absorption and Emission of Evanescent Photons

C. K. CARNIGLIA, L. MANDEL, K. H. DREXHAGE, JOSA 62 p479 (1972)



Here the fluorescent dye layer was separated from the layer-liquid boundary by a fixed number of 16 CdC,, layers providing a distance  $d = 450 \text{ \AA}$ .

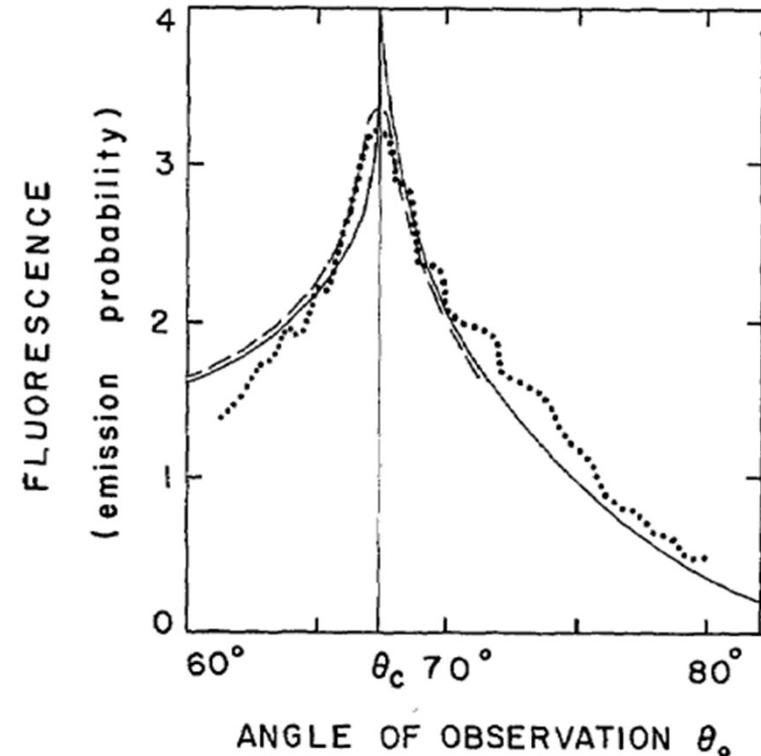


FIG. 7. Experimental results for the emission of evanescent light by excited dye molecules located at a distance  $a = 450 \text{ \AA} = 0.14\lambda$  from the interface. The lightly drawn theoretical curve is based on Eqs. (22) with  $n = 1.08$ . The broken theoretical curve is based on Eq. (23), and takes the effect of finite aperture size into account. The units are arbitrary, and the experimental values have been scaled so as to agree with the theoretical values near the peak.

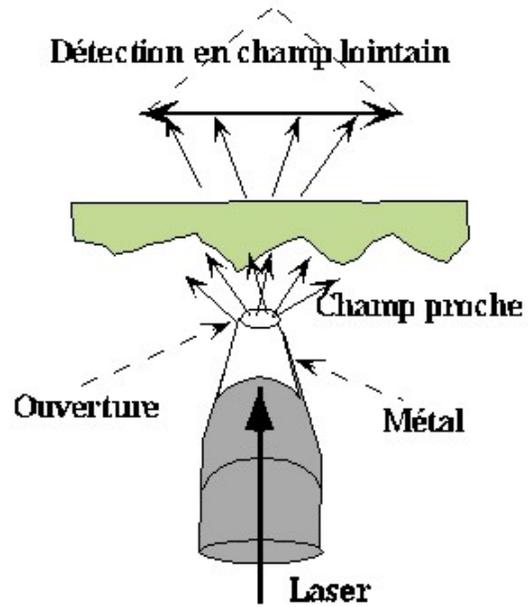
# Plan

1. Introduction
2. Rappels
3. Réflexion métallique : onde stationnaire
4. Expériences en onde radio
5. Expériences de Wiener
6. Angle de Brewster
7. Onde évanescente
- 8. Champ Proche Optique**
9. Conclusions

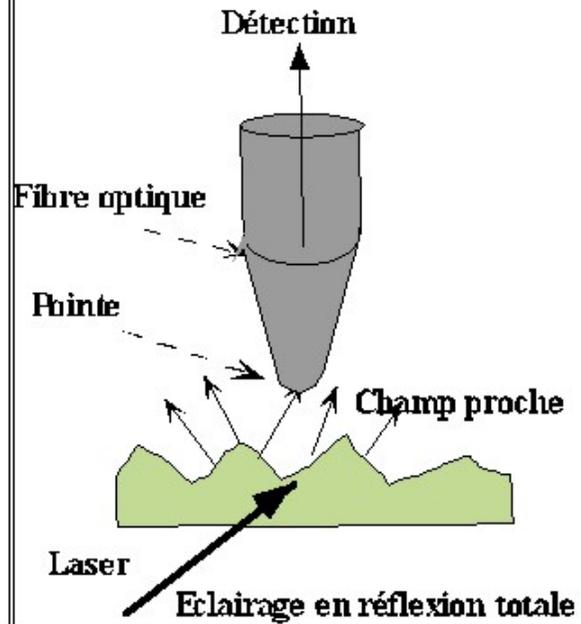
## 8) Champ proche optique : contexte

- Microscope optique traditionnel, avec des lentilles)  
a une « résolution maximale » de  **$\lambda/2$  en théorie** ( 1  $\mu\text{m}$  en pratique)
- Pour résoudre des détails plus petits : à partir de 1990,  
**microscopie optique en champ proche** (microscopie optique à sonde locale)
  - Sonde fine : fibre optique taillée en pointe ( 10 nm)
  - Déplacements avec actuateurs piézo-électriques (< 1 nm)
  - Théorie : ondes évanescentes et diffraction

### SNOM

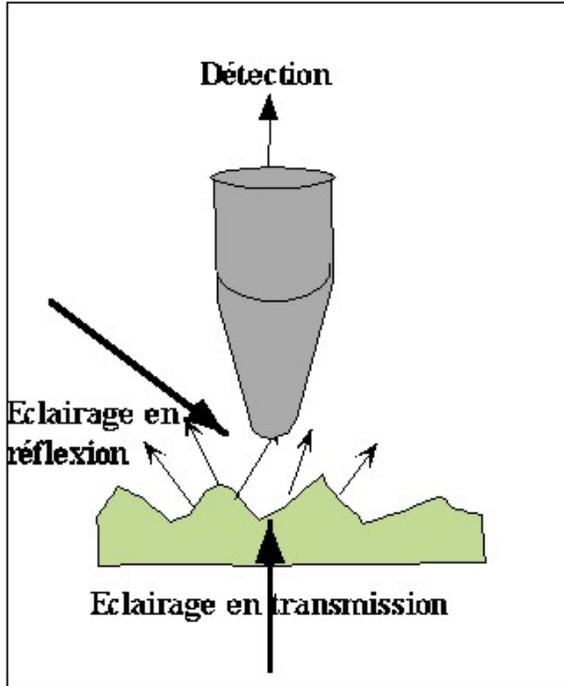


### STOM (PSTM)

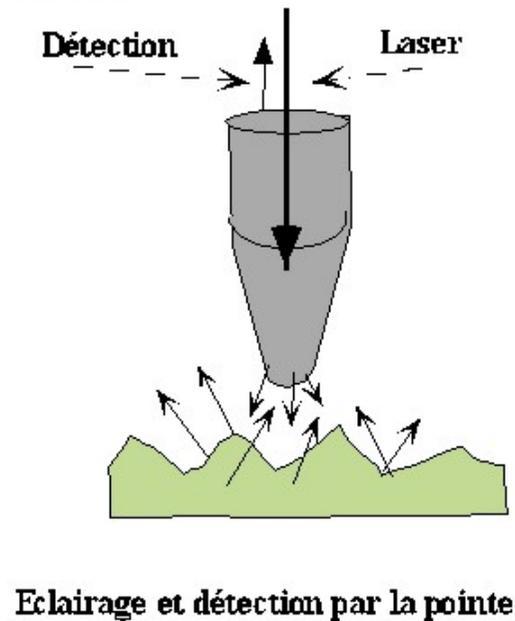


## MICROSCOPES OPTIQUES EN CHAMP PROCHE

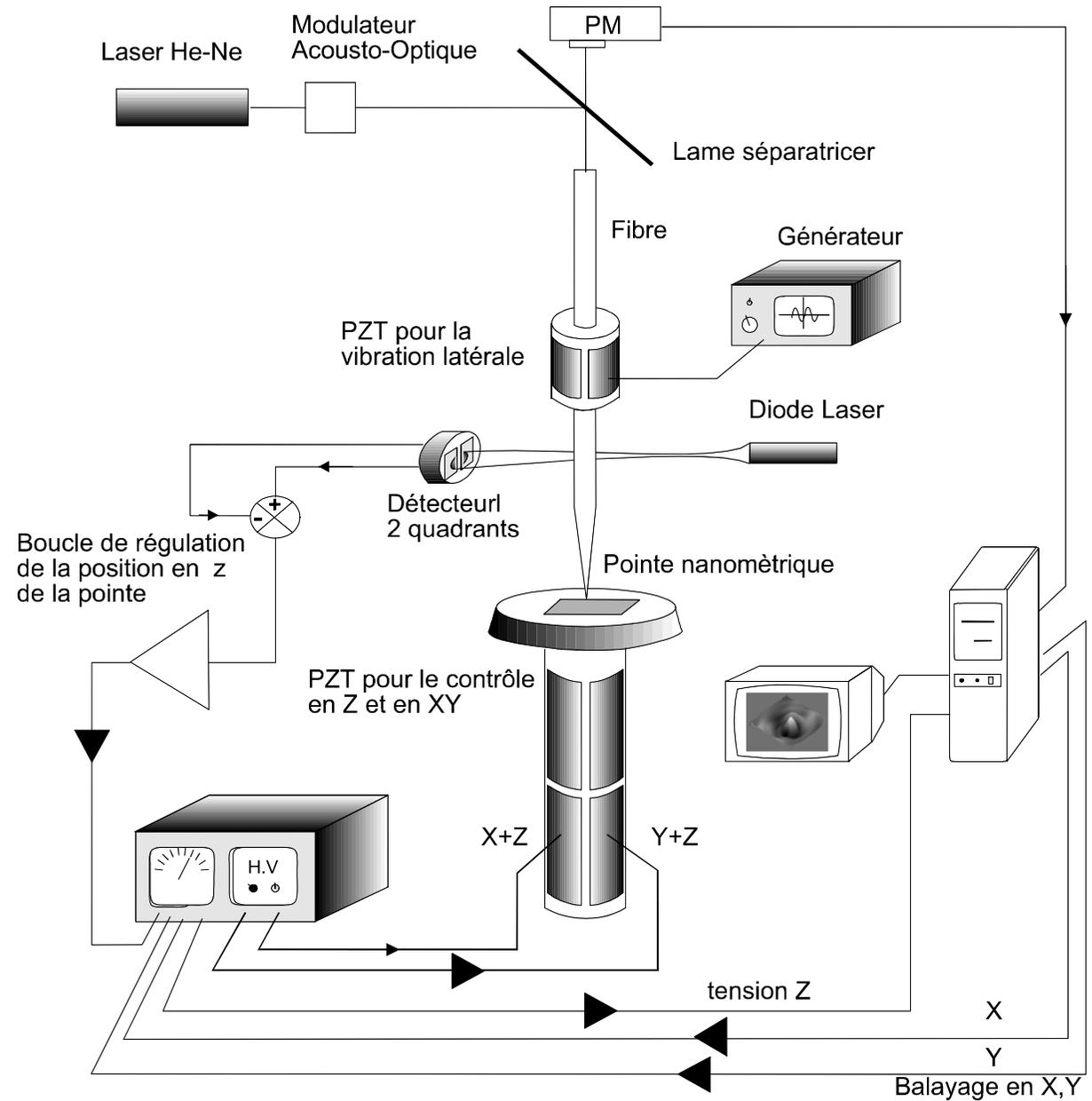
POHL, DÜRIG, FISHER (1982...1986....)  
BETZIG, LEWIS....(1986....)  
REDDICK...FERREL;  
COURJON...SPAJER. ;  
DE FORNEL ... GOUDONNET (1989)



### RSTOM

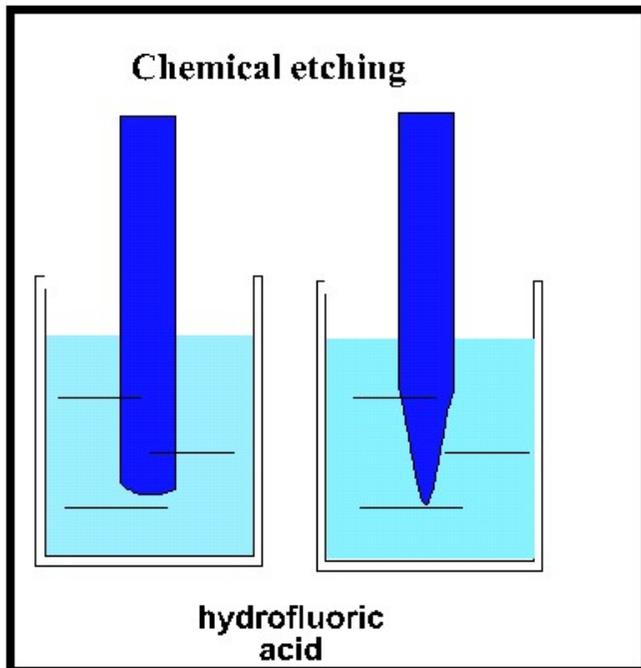
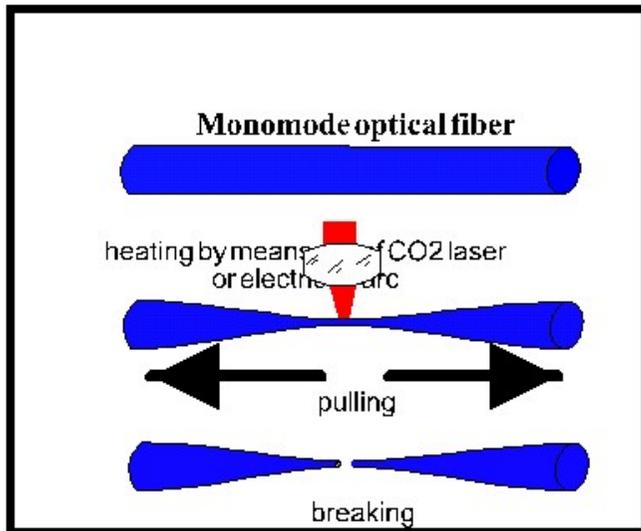


# SNOM

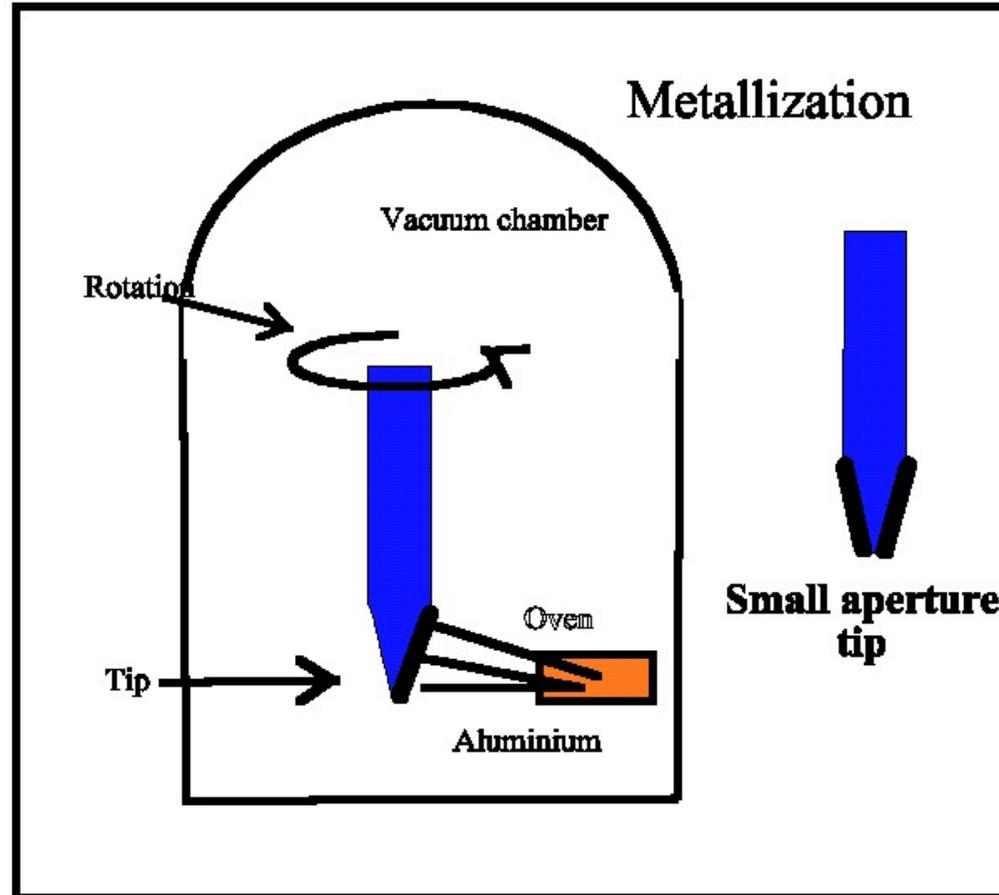


S. Davy, M. Spajer  
LOPMD Besançon

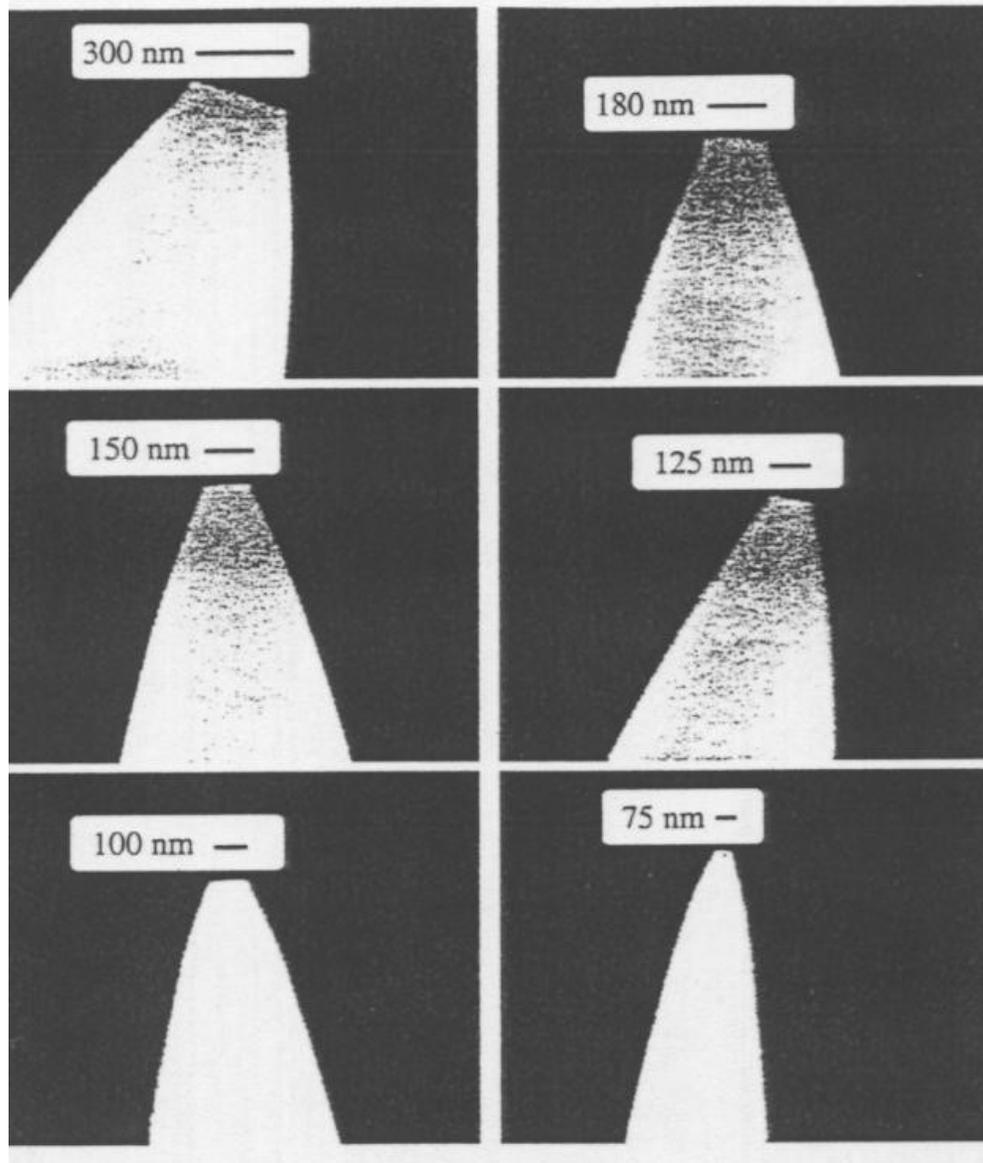
# Tip Fabrication



## TIP FABRICATION

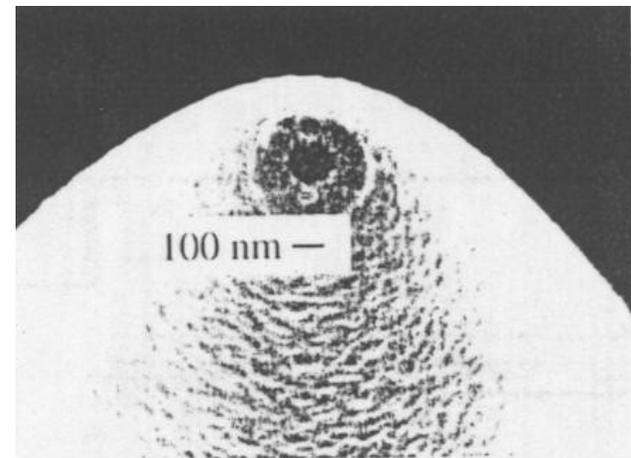


# SNOM TIP



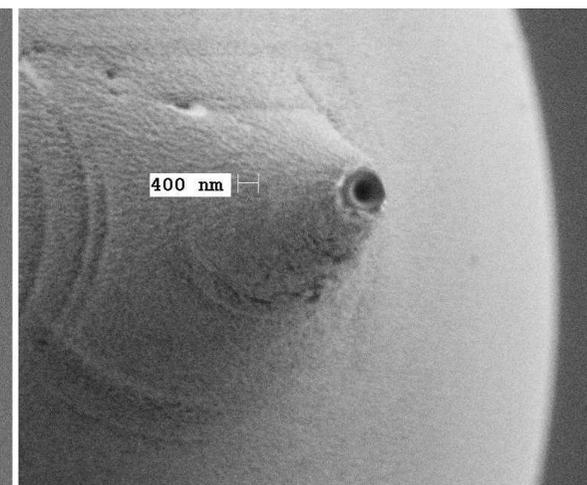
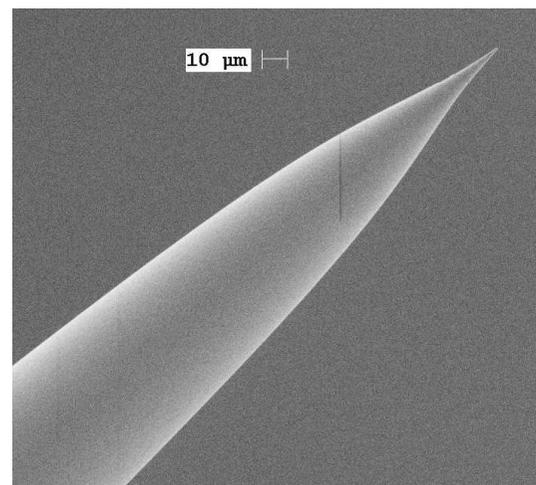
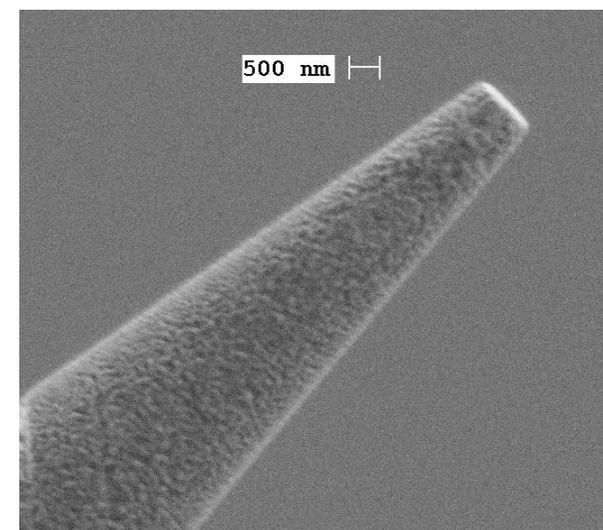
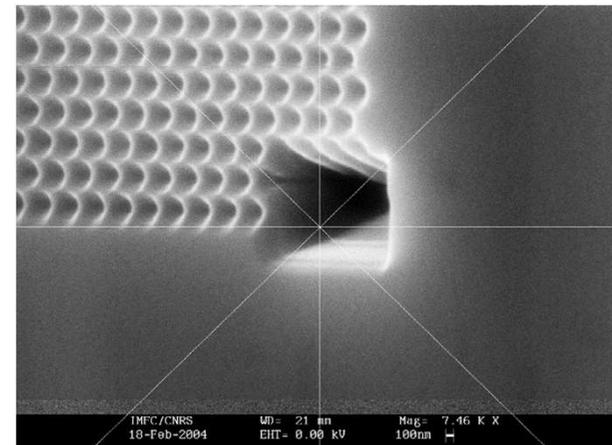
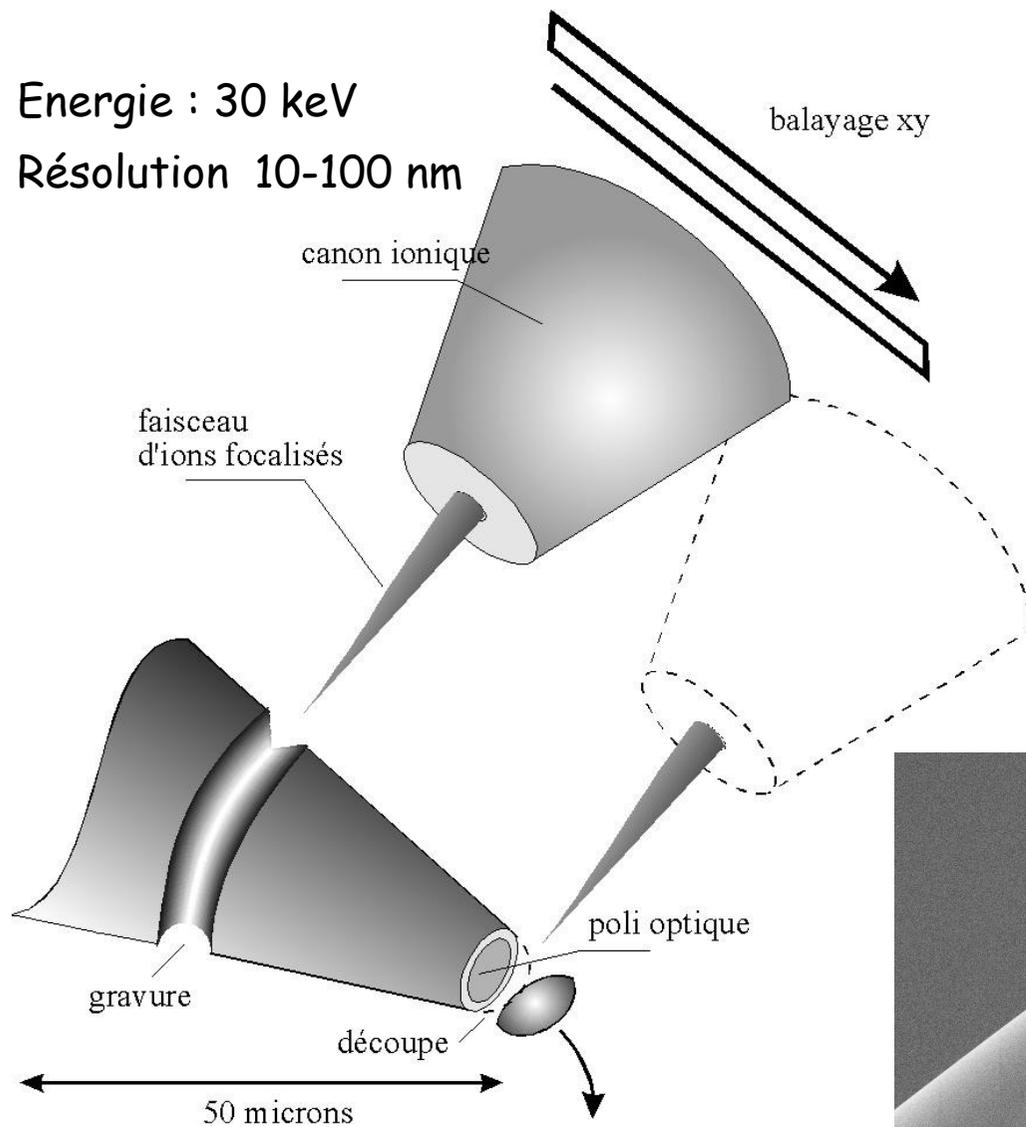
**Optimizing the fabrication of aluminium coated fiber probes and their application to optical lithography, S. Madsen et al. (Denmark)**

Ultramicroscopy 71 pp 6571 (98)



# FIB : Focused Ion Beam

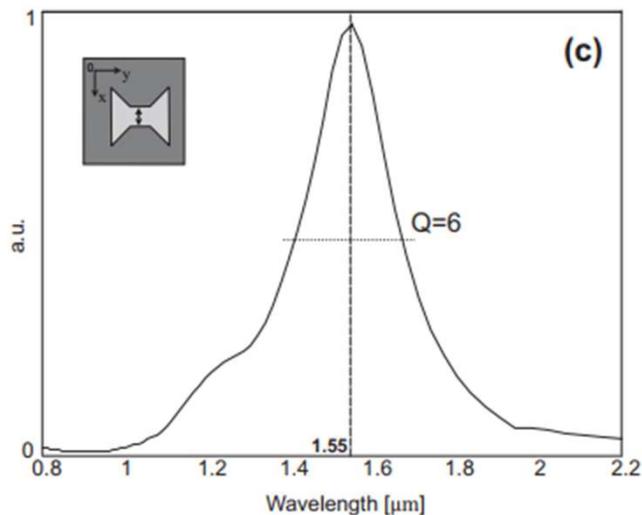
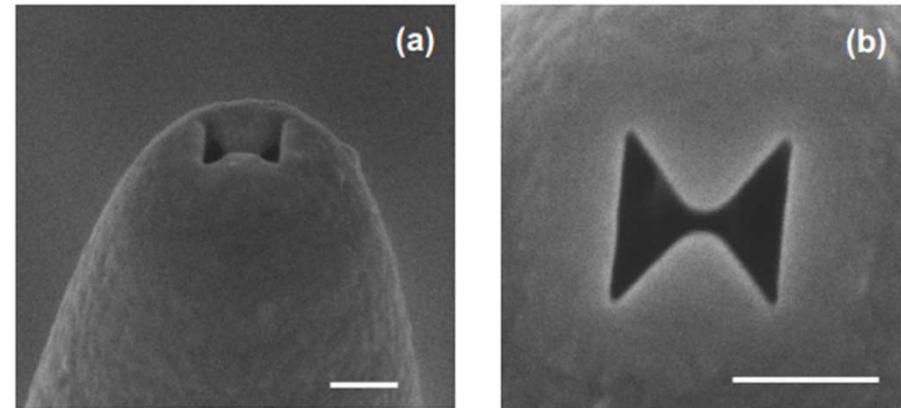
Energie : 30 keV  
Résolution 10-100 nm



# Near-field probing of slow Bloch modes on photonic crystals with a nanoantenna

T-P. Vo, M. Mivelle, S. Callard, A. Rahmani, F. Baida, D. Charraut, A. Belarouci, D. Nedeljkovic, C. Seassal, G.W. Burr, 5 and T. Grosjean, *Optics Express* 20 p4124, 2012

bowtie-aperture nanoantennas  
(barre blanche = 200 nm)

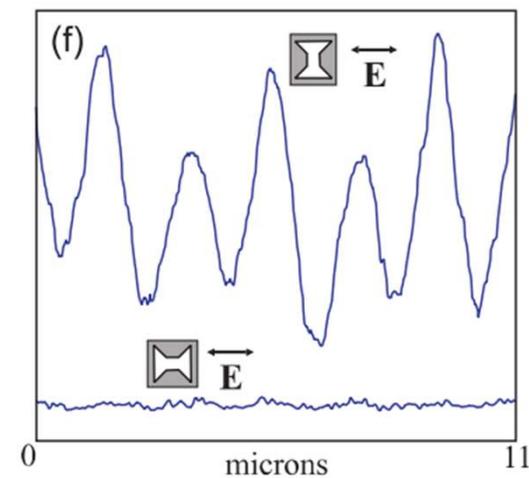
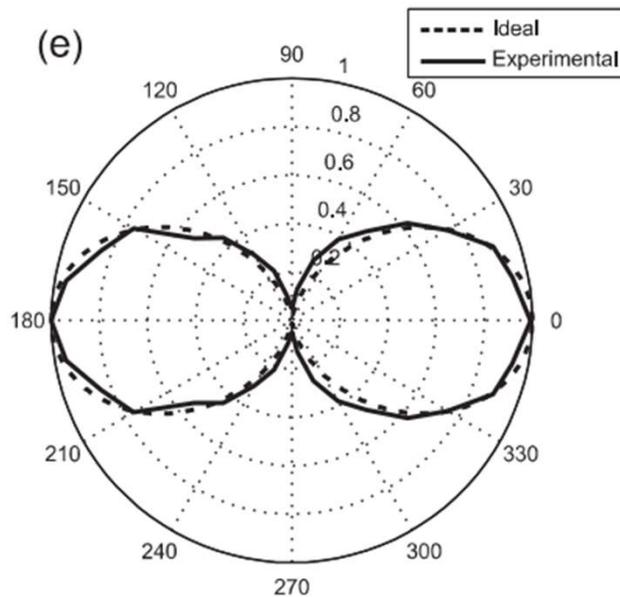
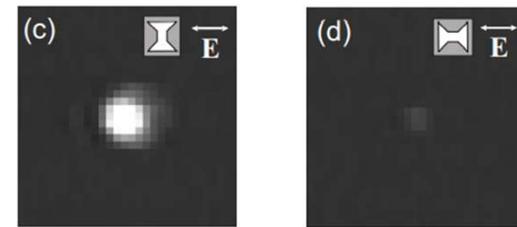
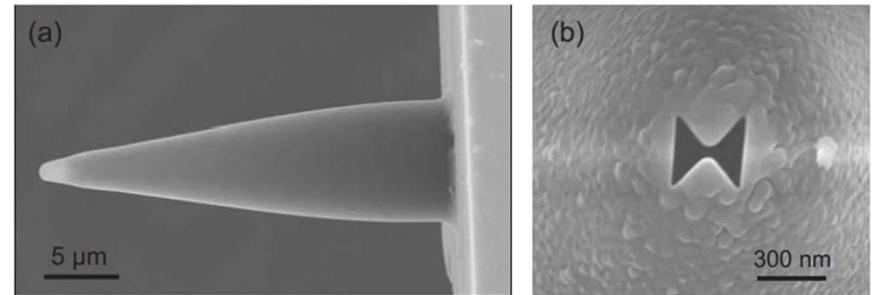
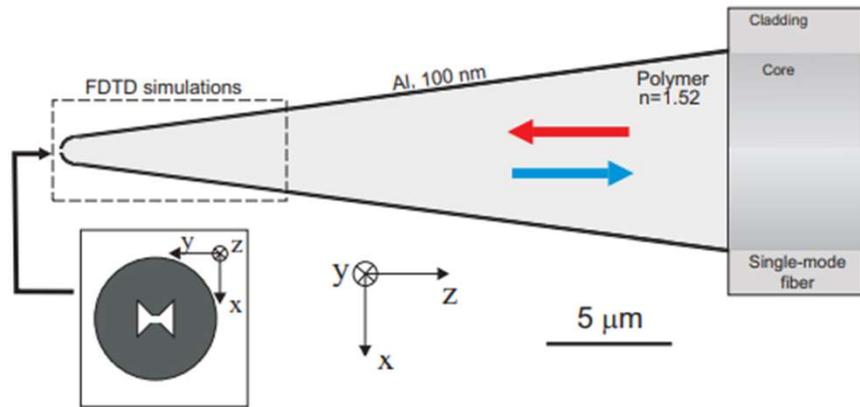


Fibre Optique « taillée » en pointe  
Métallisée  
Extrémité usinée : nano-ouverture

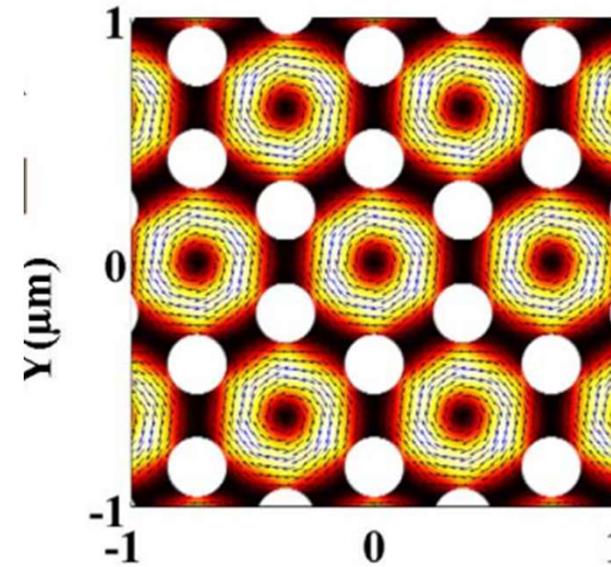
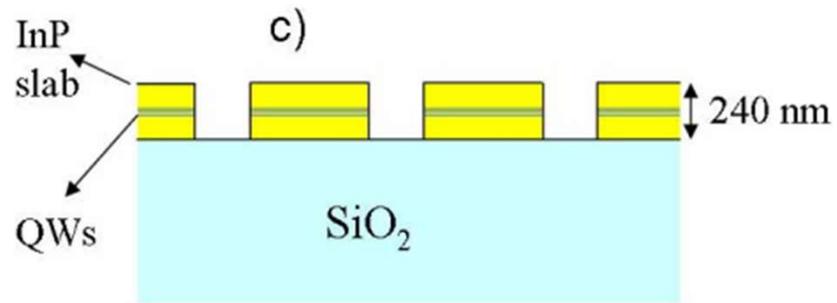
Filtere polarisant + filtere en fréquence

# Bowtie nano-aperture as interface between near-fields and a single-mode fiber

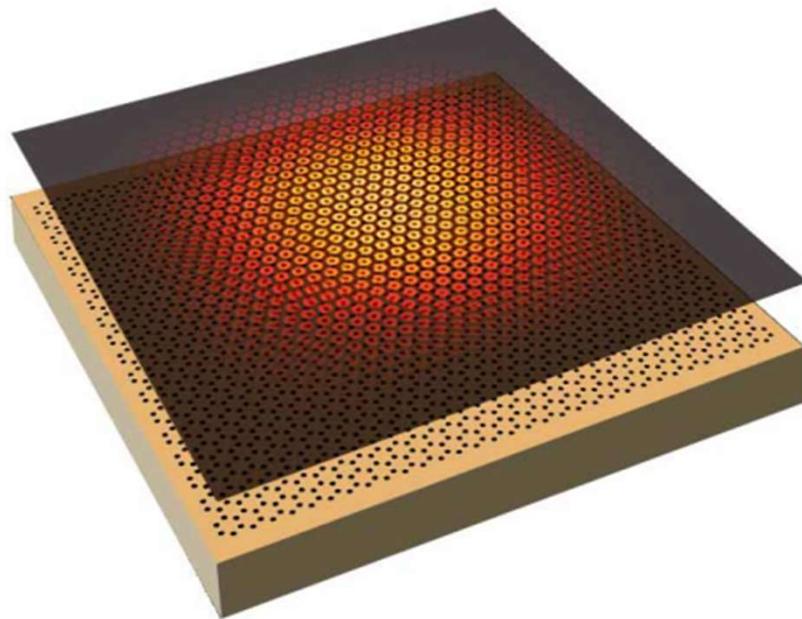
M. Mivelle, I.A. Ibrahim, F. Baida, G.W. Burr, D. Nedeljkovic, D. Charraut, J-Y. Rauch, R. Salut, T. Grosjean, Opt. Express 18 p15964 (2010)



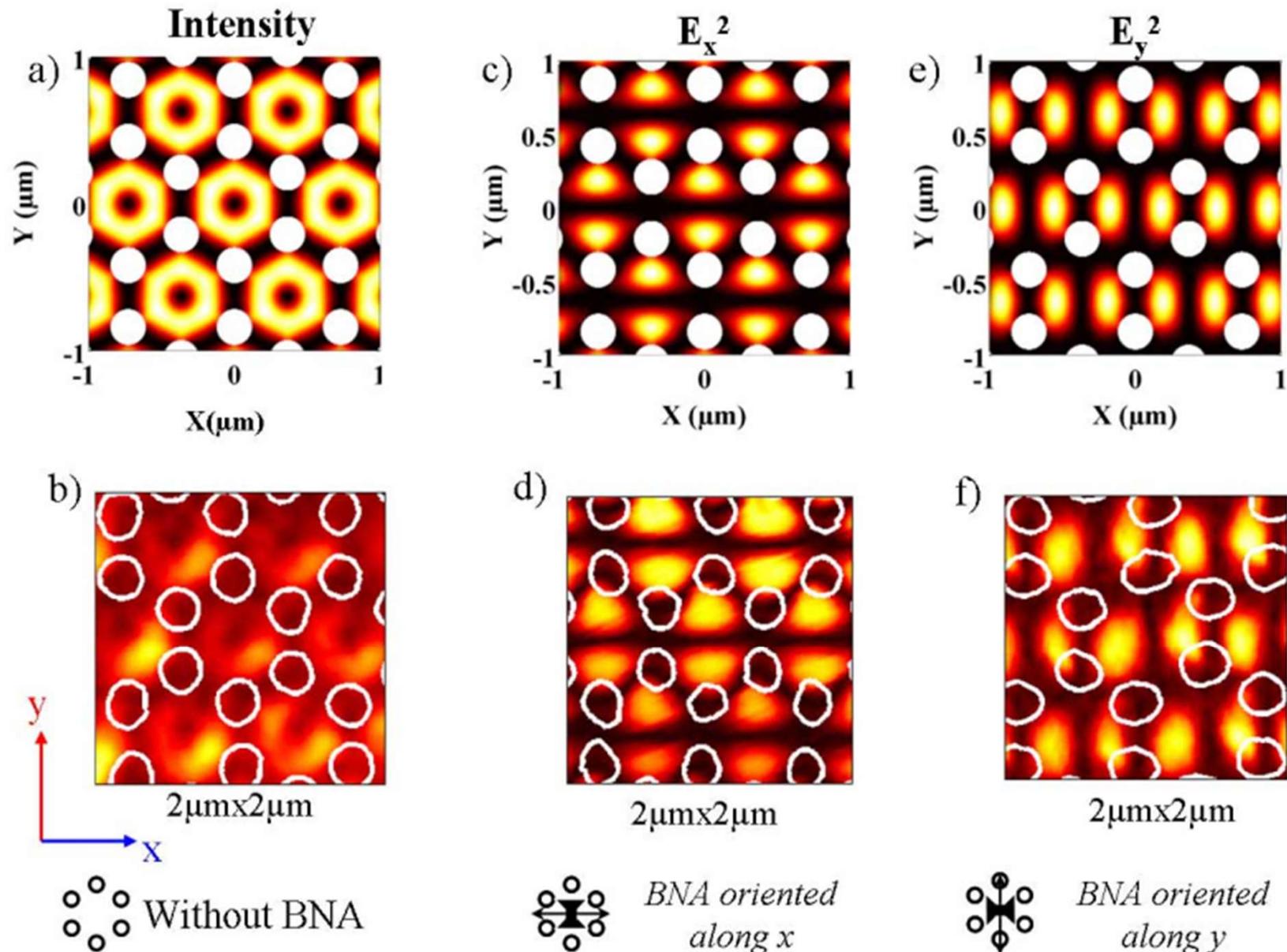
# Near-field probing of slow Bloch modes on photonic crystals with a nanoantenna (2)



Réseau en nid d'abeille  
(période 730 nm, diamètre 245 nm,  
Hauteur 240 nm)



# Near-field probing of slow Bloch modes on photonic crystals with a nanoantenna (2)



# Plan

1. Introduction
2. Rappels
3. Réflexion métallique : onde stationnaire
4. Expériences en onde radio
5. Expériences de Wiener
6. Angle de Brewster
7. Onde évanescente
8. Champ Proche Optique
9. Conclusions : Pourquoi  $|\vec{E}|^2$  ?

# Détecteurs optiques

En optique ( Infra-Rouge, Visible, Ultra-Violet)  
les fréquences  $\Omega$  varient entre  $10^{12}$  Hz et  $10^{16}$ Hz

**A ce jour pas de mesure directe de l'amplitude et de la phase de l'onde**

Œil : effet photochimique

Plaque photographique : effet photochimique

Cellule photoélectrique : effet photoélectrique

Caméra CCD : effet photoélectrique

Ecran fluorescent-phosphorescent : fluorescence

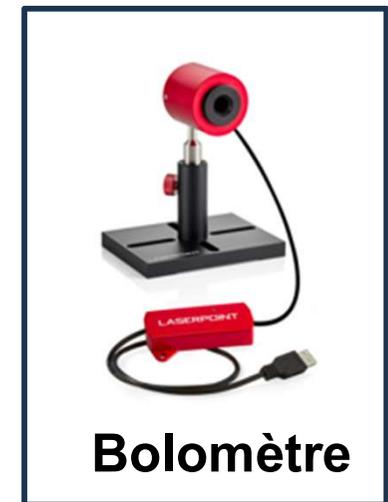
Thermocouple : énergie

Bolomètre : énergie

Tous ces capteurs sont quadratiques (et passe bas).

**On ne mesure que la moyenne temporelle du carré de l'amplitude**

**Ou le module carré de l'amplitude complexe de l'onde.**



**Pourquoi ???? Capteurs trop lent ou autre réponse ?**

**Quelle est la grandeur physique détectée ?**

# Pourquoi $|E|^2$ ?

- Les équations de Maxwell et leurs conséquences, sont vérifiées au niveau macroscopique (ondes radio) et microscopique (optique)
  - Quand on descend en dimensions, les notions d'indice, de constante diélectrique, d'interface plane,,,demeurent valables au moins jusqu'au nm
  - Les formules de Fresnel,,,sont vérifiées
  - Dans l'immense majorité des expériences en optique, on détecte le champ électrique (module carré)
  - En Onde Radio il y a des détecteurs sensibles à E ou à B
  - En Optique du Champ Proche, on sait construire des « sondes » pouvant capter le champ électrique ou le champ magnétique
  - Pourquoi l'immense majorité des expériences en optique ne voient que le champ électrique (module carré) ??  
( Œil, photographie, Cellule photoélectrique, CCD, (Thermocouple, bolomètre)
- ⇒ Les « détecteurs » sont des atomes qui, **en général**, absorbent ou émettent de la lumière avec des transitions **dipolaires électriques**

# Electrodynamique : Potentiels retardés

On introduit les potentiels :  $\vec{B} = \overrightarrow{Rot}(\vec{A})$        $\vec{E} = -\overrightarrow{Grad}(V) - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$

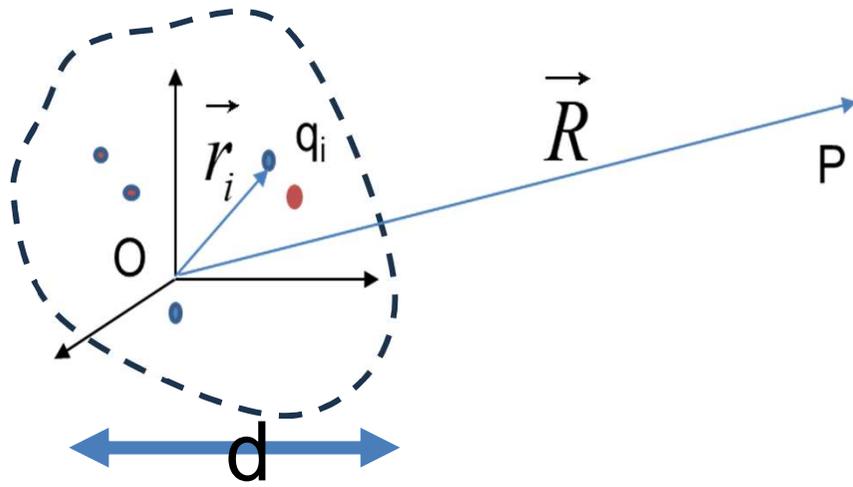
Les équations de Maxwell, impliquent que les potentiels vérifient les équations de propagation, en jauge de **Lorenz** :

$$\Delta \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \vec{j} \qquad \Delta V - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = -\mu_0 j$$

$$\vec{A}(\vec{R}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d\vec{r} \frac{\vec{j}(\vec{r}, t')}{|\vec{R} - \vec{r}|} \quad \text{avec} \quad t = t' + \frac{|\vec{R} - \vec{r}|}{c} \quad (\text{retardé})$$

$$V(\vec{R}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d\vec{r} \frac{\rho(\vec{r}, t')}{|\vec{R} - \vec{r}|} \quad \text{avec} \quad t = t' + \frac{|\vec{R} - \vec{r}|}{c} \quad (\text{retardé})$$

# Electrodynamique : mouvement sinusoïdal



Ensemble de charges  
localisées dans un certain volume  
Mouvement périodique :  $\omega$

$$\vec{A}(\vec{R}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d\vec{r} \vec{j}(\vec{r}) \frac{e^{-ik|\vec{R}-\vec{r}|}}{|\vec{R}-\vec{r}|} \quad \text{avec} \quad k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Si les charges sont contenues dans un volume de dimensions  $d$   
En dynamique il y a 3 distances  $d$ ,  $R$ , et la longueur d'onde  $\lambda$ .  
Donc on distingue 3 zones pour  $R$  :

La zone de **champ proche** (Quasistatique) :  $d \ll R \ll \lambda$

La zone **intermédiaire** :  $d \ll R \sim \lambda$

La zone de **champ lointain** :  $d \ll \lambda \ll R$

# Rayonnement champ lointain

$$\vec{A}(\vec{R}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int d\vec{r} \vec{j}(\vec{r}) \frac{e^{-ik|\vec{R}-\vec{r}|}}{|\vec{R}-\vec{r}|} \quad \text{avec} \quad k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Charges localisées ( $d \ll R$ )  $\Rightarrow R \gg r$   
Développement en série de  $|\vec{R}-\vec{r}|$

$$|\vec{R}-\vec{r}| = \sqrt{(\vec{R}-\vec{r})^2} = R \left( 1 - 2 \frac{\vec{R} \cdot \vec{r}}{R^2} - \frac{r^2}{R^2} \right)^{1/2}$$

Dénominateur  $\approx 1/R$  et développement de l'exponentielle

$$\vec{A}(\vec{R}) \xrightarrow{kR \rightarrow \infty} = \frac{\mu_0 e^{ikR}}{4\pi R} \int d\vec{r} \vec{j}(\vec{r}) e^{-ik \frac{\vec{R} \cdot \vec{r}}{R}} \approx \frac{\mu_0 e^{ikR}}{4\pi R} \sum_{n=0, \infty} \frac{(-ik)^n}{n!} \int d\vec{r} \vec{j}(\vec{r}) \left( \frac{\vec{R} \cdot \vec{r}}{R} \right)^n$$

## Développement multipolaire :

$n=0$  Terme monopolaire est nul

$n=1$  Dipôle électrique

$n=2$  Dipôle magnétique + Quadrupole électrique

# Ordres de grandeur

La magnitude du  $n^{\text{ième}}$  terme est de la forme :  $\frac{1}{R} \left( \frac{1}{n!} \int \vec{j}(r) d\vec{r} \left[ k \frac{\vec{R} \cdot \vec{r}}{R} \right] \right)$

$$kr < kd = 2\pi \frac{d}{\lambda}$$

*Atome*  $d \approx 0.1 \text{ nm} = 10^{-10} \text{ m}$   
*Lumière visible*  $\lambda \approx 0.5 \mu\text{m} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ m}$

$$\frac{d}{\lambda} \approx 10^{-3} \dots 10^{-4}$$

**Pour 1 atome, 1 petite molécule, en lumière visible, l'émission, l'absorption, la diffusion sont essentiellement dipolaire électrique**

- Ce n'est plus le cas pour le rayonnement  $\gamma$  nucléaire ( $d \approx \lambda$ )
- Quand le terme dipolaire électrique est nul, les termes quadripolaire ou dipolaire magnétique peuvent apparaître (règles de sélection)
- **Pour des grosses molécules : le terme dipolaire magnétique apparaît avec des conséquences physiques (activité optique)**
- Pour des objets nanométriques ( $d \approx \lambda$  ou micronique ( $d > \lambda$ )) les termes multipolaires ont le même ordre de grandeur (diffusion de Mie)

# Détection du champ magnétique : onde évanescente

Mise en évidence de la polarisation d'une onde de surface par résonance atomique  
J.M. Vigoureux, S. Huard, Opt. Comm, 25 p 5 (1978)

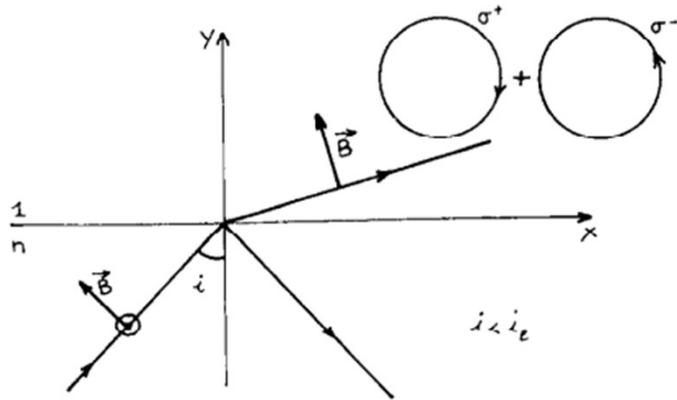


Fig. 2. Réflexion partielle d'une onde TE. Les deux composantes  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$  sont d'égales amplitudes.

En dessous de l'angle limite l'onde transmise est homogène et polarisée rectilignement

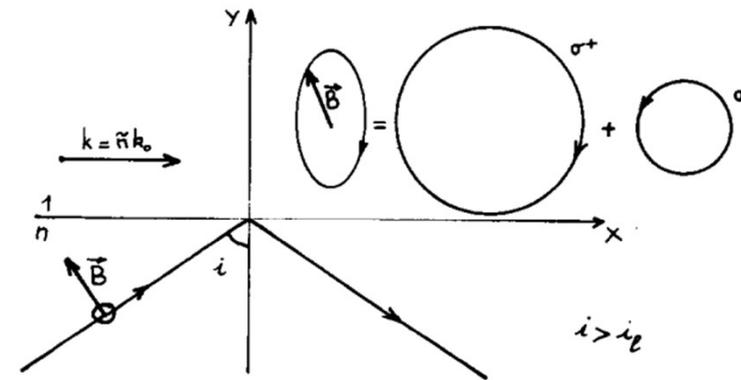


Fig. 1. Réflexion totale d'une onde TE. Les deux composantes  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$  sont d'inégales amplitudes.

Le champ magnétique d'une onde évanescente polarisée TE a un champ magnétique polarisé elliptiquement dans le plan d'incidence

Utiliser des transitions dipolaires magnétiques du Rubidium.  
Mesures très précises grâce au pompage optique

# Expérience de Vigoureux-Huard 1978

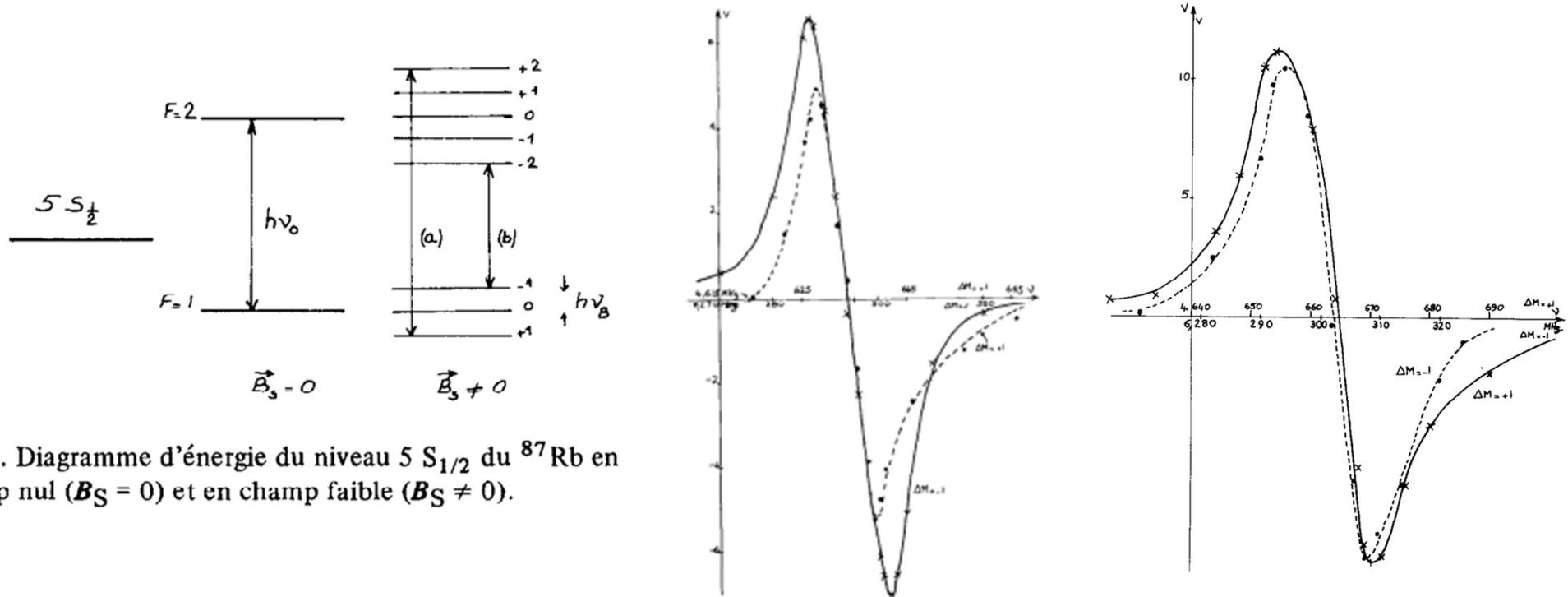


Fig. 3. Diagramme d'énergie du niveau  $5S_{1/2}$  du  $^{87}\text{Rb}$  en champ nul ( $\vec{B}_S = 0$ ) et en champ faible ( $\vec{B}_S \neq 0$ ).

# Mapping and Quantifying Electric and Magnetic Dipole Luminescence at the nanoscale

L. Aigouy, \* A. Cazé, P. Gredin, M. Mortier and R. Carminati, (ESCPI)

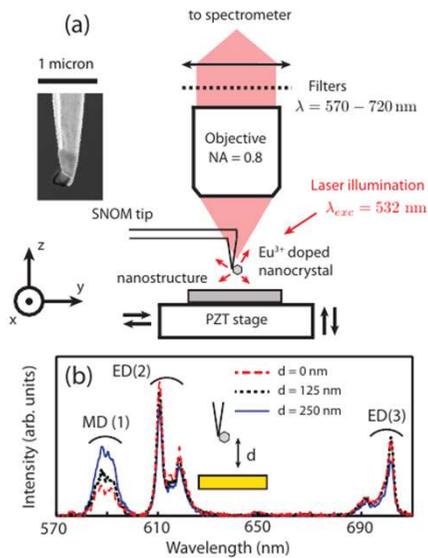


FIG. 1: (a) Experimental setup. (Inset) Scanning Electron Microscope image of the  $\text{Eu}^{3+}$ -doped nanocrystal attached to the tungsten NSOM tip. The nanocrystal is approximately 200 nm large. (b) Luminescence spectra of the  $\text{Eu}^{3+}$ -doped KYF nanocrystal at several distances from a gold mirror.

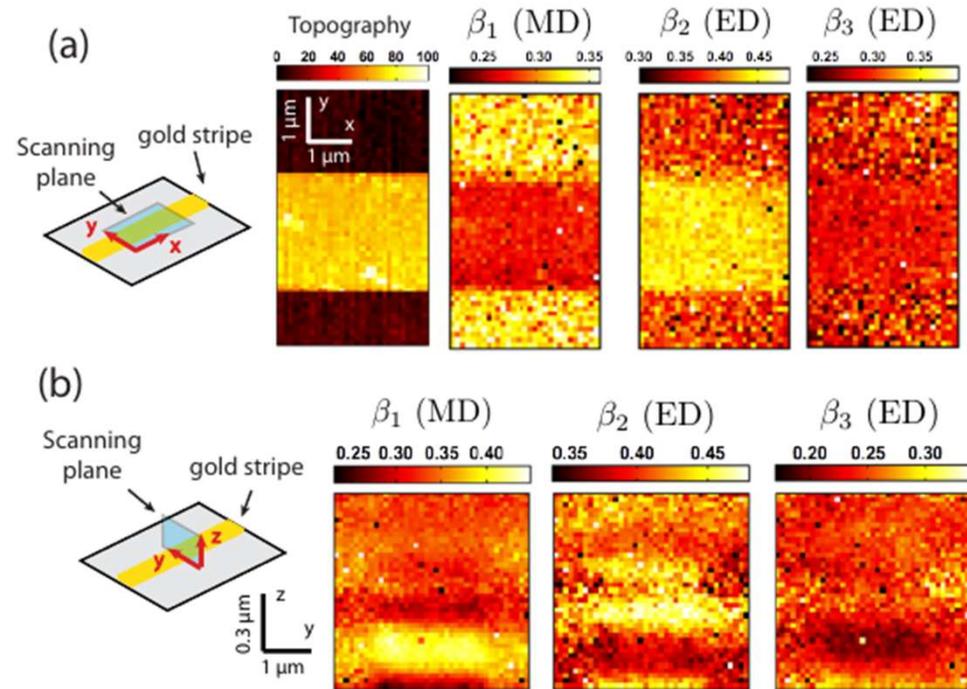
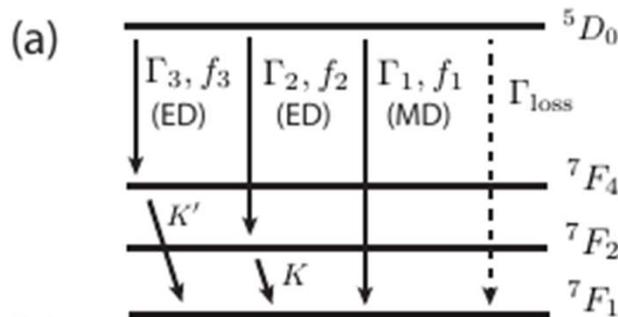


FIG. 3: (a) (From left to right) Topography of the gold stripe; Branching ratios of transitions 1, 2 and 3 in the  $x - y$  plane. Image size is  $3 \times 4.8 \mu\text{m}^2$ . (b) (From left to right) Branching ratios of transitions 1, 2 and 3 in the  $y - z$  plane. Image size is  $4 \times 1 \mu\text{m}^2$ .

# Mapping and Quantifying Electric and Magnetic Dipole Luminescence at the nanoscale PRL 114, 163903 (2015)

Mark Kasperczyk, Steven Person, Duarte Ananias, Luis D. Carlos and Lukas Novotny  
ETH Zürich,

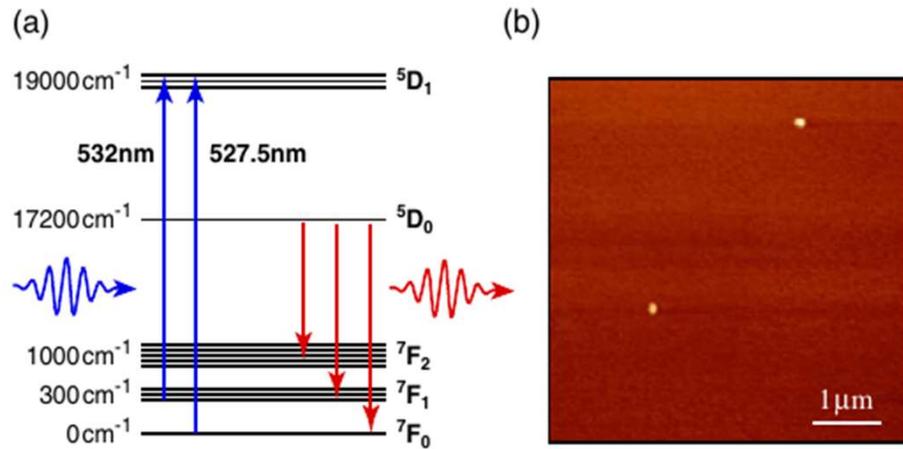


FIG. 1 (color online). (a) Simplified energy level structure of  $\text{Eu}^{3+}$  with approximate energy scale on the left-hand side. The excitation wavelength (blue arrows) is tuned to be resonant with either the  ${}^7\text{F}_0 \rightarrow {}^5\text{D}_1$  magnetic dipole transition at  $527.5\text{ nm}$  or the  ${}^7\text{F}_1 \rightarrow {}^5\text{D}_1$  electric dipole transition at  $532\text{ nm}$ . The emitted signal (red arrows) consists of several different transitions, primarily  ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_2$  and  ${}^5\text{D}_0 \rightarrow {}^7\text{F}_1$ . (b) Topographic image taken with an atomic force microscope showing two spatially separated  $60\text{ nm}$   $\text{Eu}^{3+}$  nanoparticles.

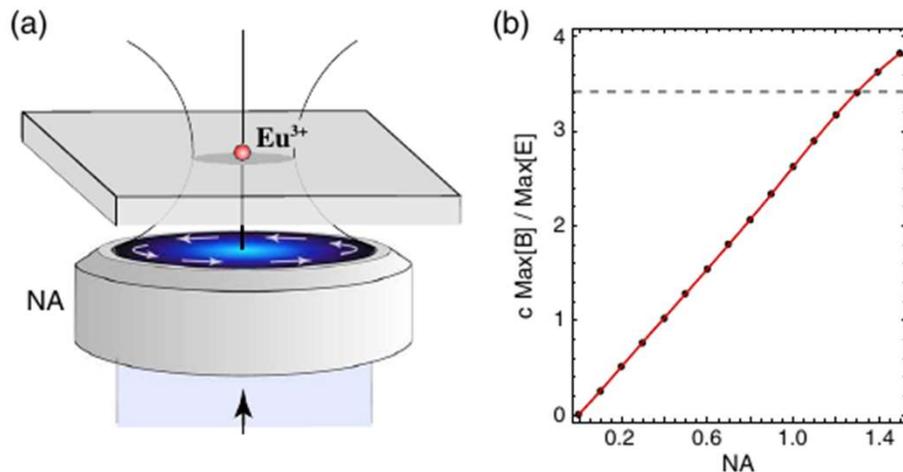


FIG. 3 (color online). (a) Illustration of the experiment. A spatially isolated  $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$  nanoparticle is excited by an azimuthally polarized beam (the arrows show the direction of electric field vector) focused by a  $1.3\text{ NA}$  objective lens. The same lens is used to collect spontaneously emitted photons from the nanoparticle. (b) Ratio of the maximum magnetic field strength (center of beam) to the maximum electric field strength (outer ring) of an azimuthally polarized laser beam as a function of the numerical aperture. The field strengths were evaluated just above a glass-air interface. The horizontal dashed line indicates the ratio for  $\text{NA} = 1.3$  used in our experiments.

# Mapping and Quantifying Electric and Magnetic Dipole Luminescence at the nanoscale PRL 114, 163903 (2015)

Mark Kasperczyk, Steven Person, Duarte Ananias, Luis D. Carlos and Lukas Novotny  
ETH Zürich,

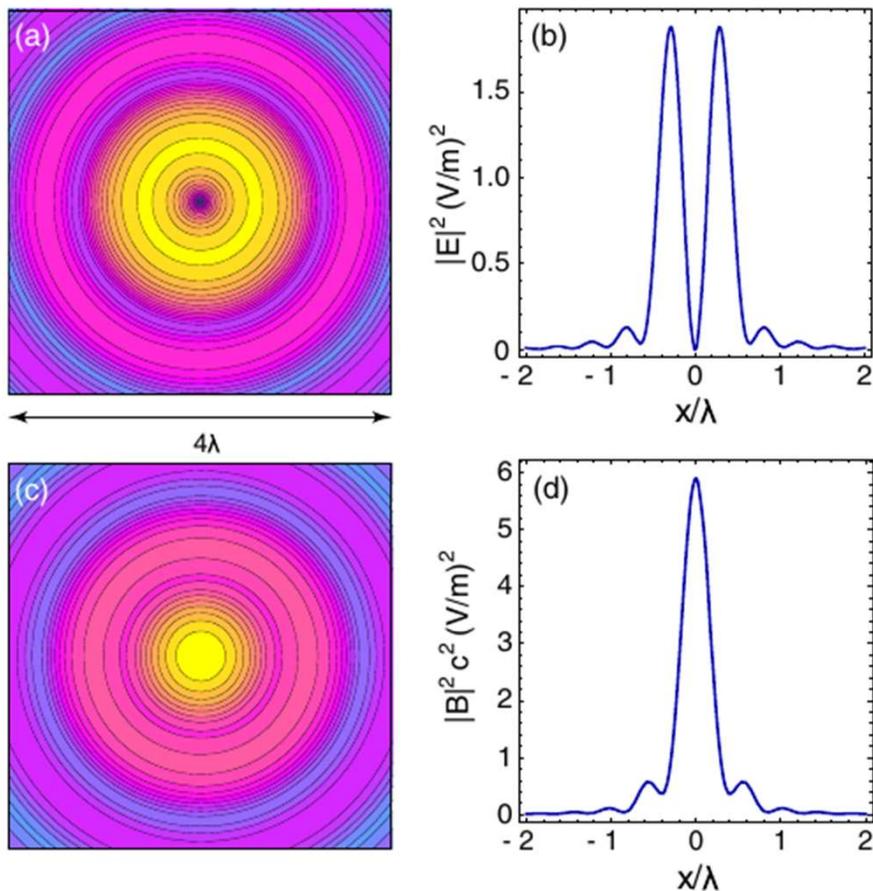


FIG. 2 (color online). Field distribution in the focal plane of an azimuthally polarized laser beam focused on a glass-air interface (1.3 NA, filling factor  $f_0 = 1$ ). (a) Contours of  $|E|^2$  (factor of  $2^{1/2}$  between adjacent lines). (b) Linecut of  $|E|^2$  showing that the electric field intensity is zero on the optical axis. (c) Contours of  $|B|^2$  (factor of  $2^{1/2}$  between adjacent lines). (d) Linecut of  $|B|^2$  showing that the magnetic field intensity is maximum on the optical axis. Note that the maximum magnetic field intensity in (d) is about 3 times higher than the maximum electric field intensity in (b). All fields are evaluated just above the glass-air interface.

# Mapping and Quantifying Electric and Magnetic Dipole Luminescence at the nanoscale PRL 114, 163903 (2015)

Mark Kasperczyk, Steven Person, Duarte Ananias, Luis D. Carlos and Lukas Novotny ETH Zürich,

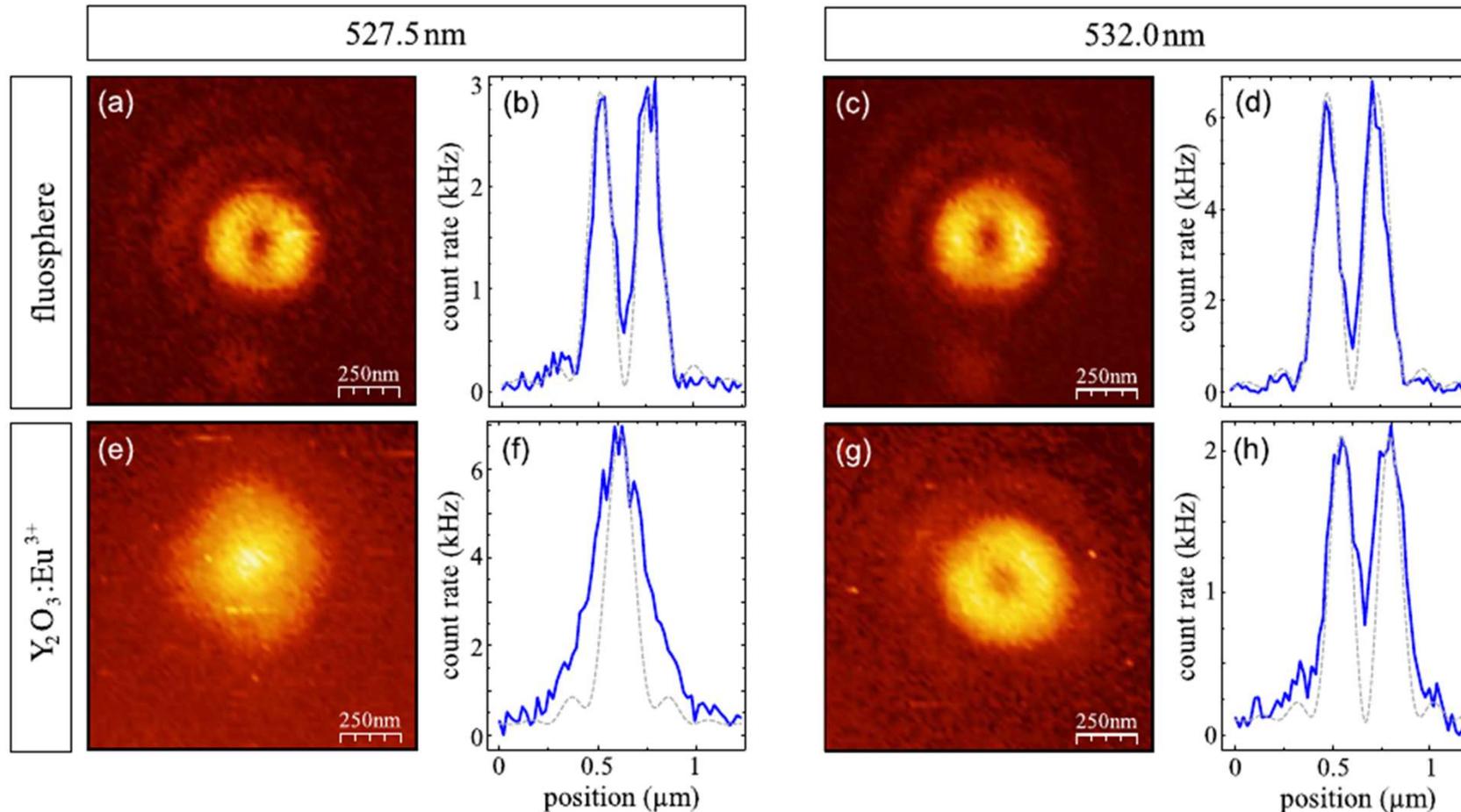


FIG. 4 (color online). Excitation rate images of an  $\text{Eu}^{3+}$  nanocrystal and a dye-doped nanoparticle (fluosphere). (a) Scan of 20 nm fluosphere excited with an azimuthally polarized beam with wavelength 527.5 nm. The dye molecules are excited through an electric dipole transition and hence the image renders the *electric* field distribution of the excitation beam. (b) Linecut showing the intensity dip in the center of the beam. (c) Scan of the same fluosphere, but with the excitation wavelength tuned to 532 nm. (d) Linecut showing the intensity dip in the center of the beam. (e) Scan of 60 nm  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}$  nanoparticle excited with an azimuthally polarized beam with wavelength 527.5 nm. Since  $\text{Eu}^{3+}$  ions exhibit a MD transition at 527.5 nm, the image provides a map of the magnetic field distribution [cf. Fig. 2(c)]. (f) Linecut showing that the signal is maximum at the center. (g) Scan of the same  $\text{Y}_2\text{O}_3:\text{Eu}^{3+}$ , but with the excitation wavelength tuned to 532 nm. At this wavelength,  $\text{Eu}^{3+}$  ions exhibit an ED transition, and hence the image is a map of the electric field distribution. (h) Linecut showing an intensity minimum at the center. The experimental cross sections (b),(d),(f),(h) are overlaid with theoretical cross sections (dashed curves) from Figs. 2(b) and 2(d), reproduced here for ease of comparison. The deviation between theory and experiment in (f) is due to off-center ED excitations (see Ref. [30]).

# Probes for scanning tunneling optical microscopy: a theoretical comparison : D. Van Labeke and D. Barchiesi

J. Opt. Soc. Am. A Vol. 10, No. 10/October 1993/ 2193

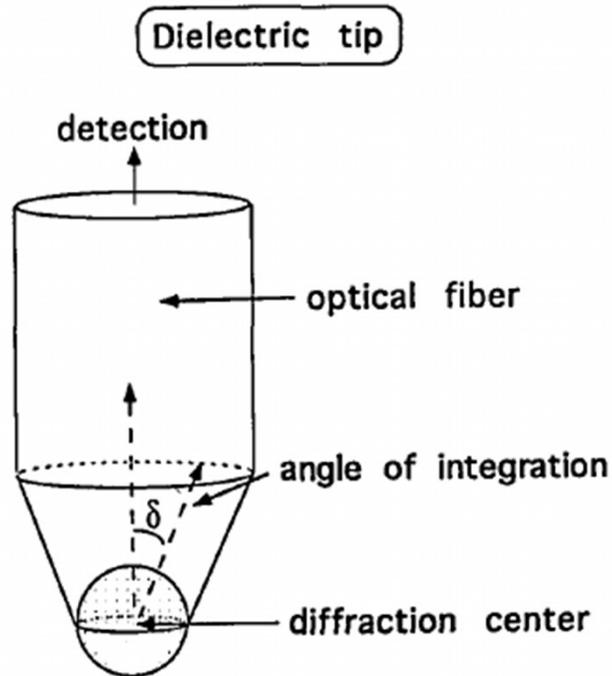


Fig. 2. Idealized dielectric tip.

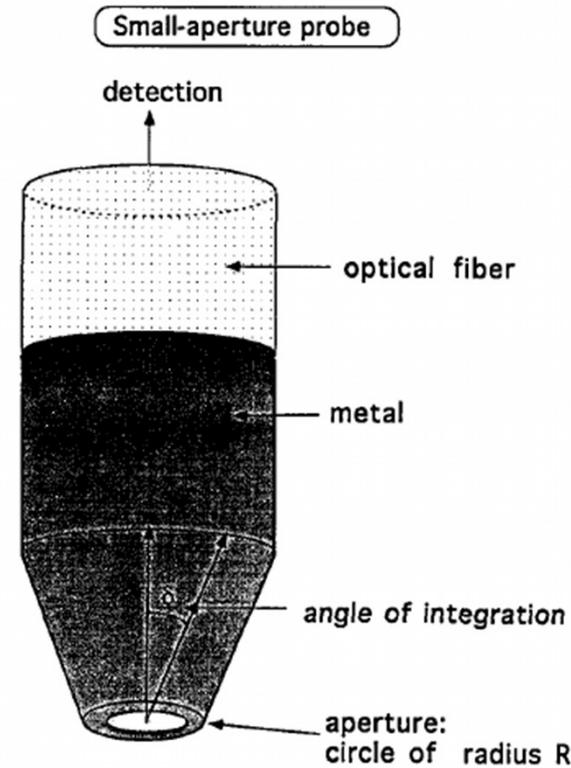


Fig. 3. Idealized small-aperture probe.

## Dipôle électrique à l'Apex

Détection : champ électrique :  $E_x$  et  $E_y$   
 $E_z \approx 0$

## Dipôle électrique et dipôle magnétique $dz, mx, my$

# Local detection of the optical magnetic field in the near zone of dielectric samples (PRB 62 pp 10504-10514 2000)

E. Devaux, A. Dereux, E. Bourillot, JC Weeber, Y Lacroute, JP Goudonnet Ch. Girard

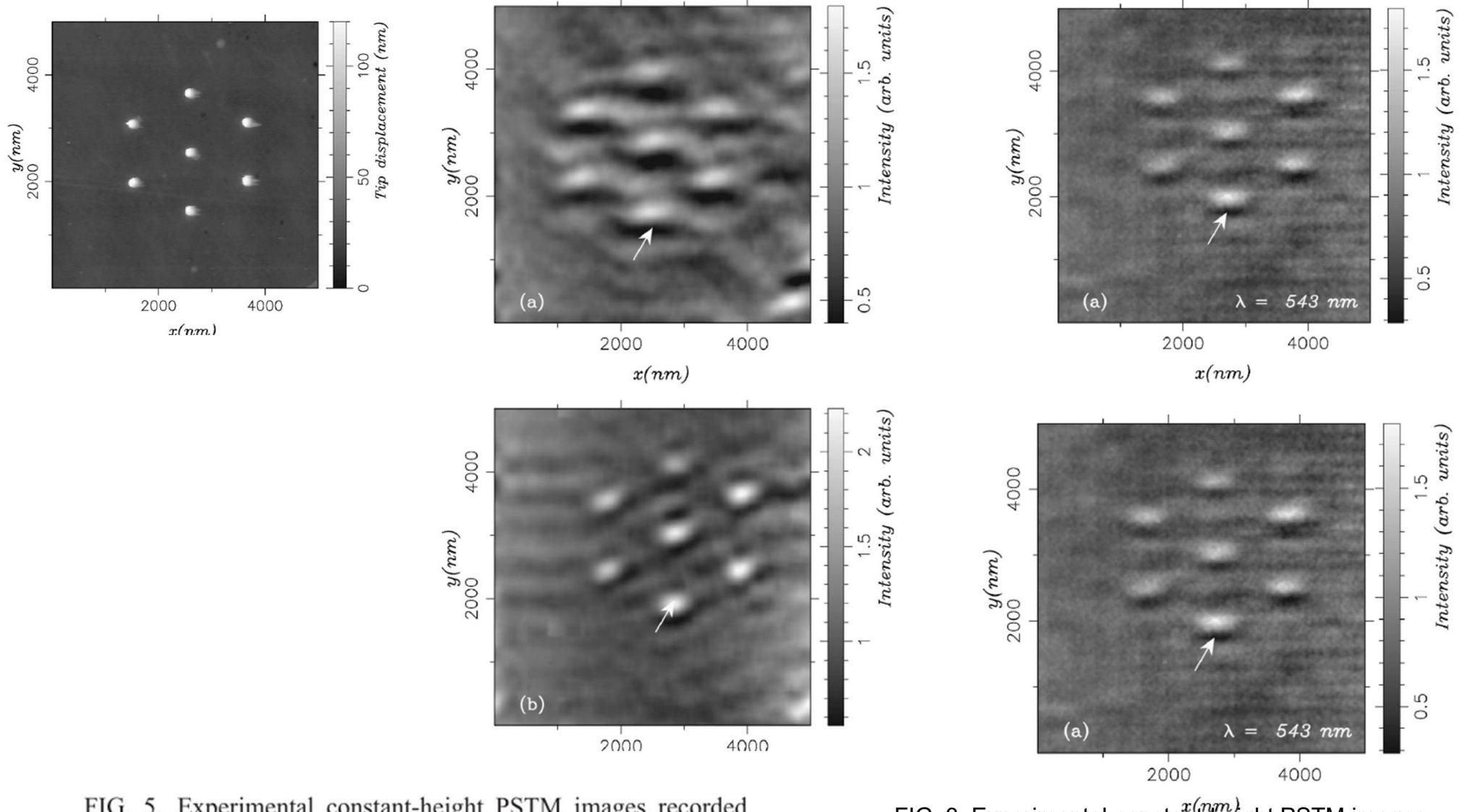
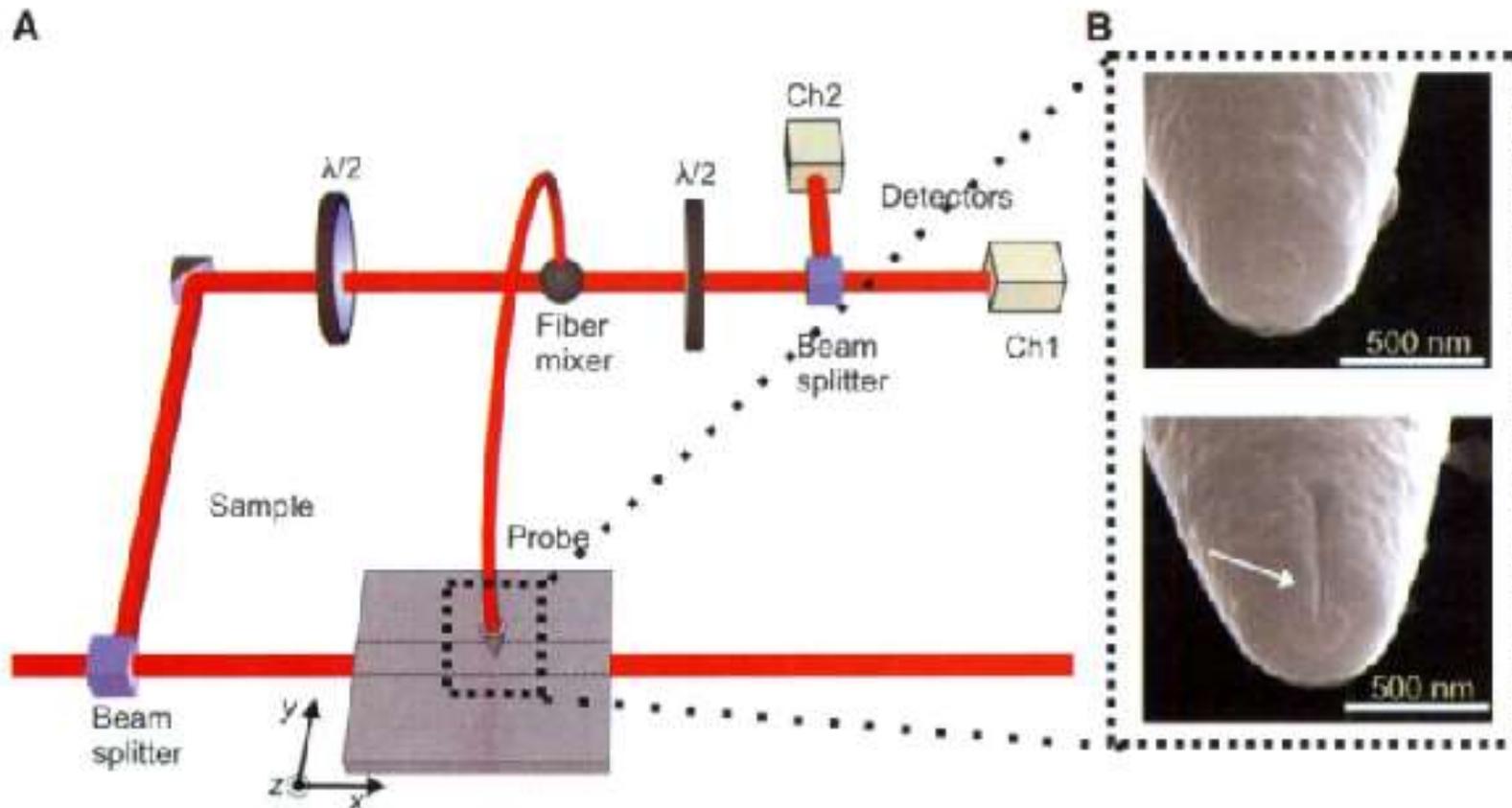


FIG. 5. Experimental constant-height PSTM images recorded with a gold-coated tip ( $d=20$  nm) and  $\lambda = 543$  nm: (a) TE incident polarization; (b) TM incident polarization.

FIG. 3. Experimental constant-height PSTM images recorded with dielectric tips TE(a) TM(b). The arrows indicate where the tips crashed

# Probing the Magnetic Field of Light at Optical Frequencies

Burrese, M., Van Oosten, D., Kampfrath, T., Schoenmaker, H., Heideman, R., Leinse, A., & Kuipers, L. (2009) *Science*, 326(5952), 550-553

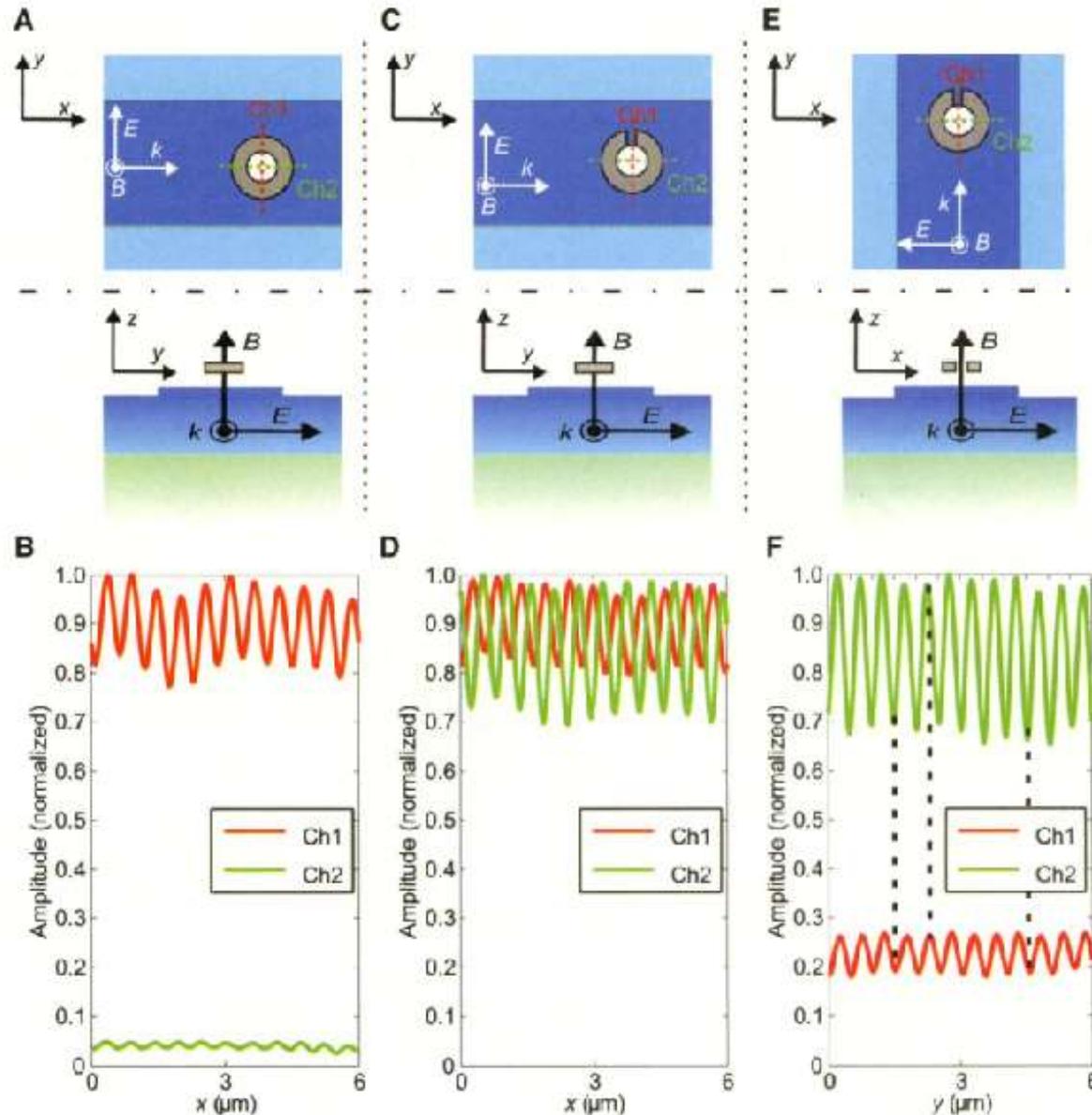


**Fig. 1. (A)** Schematic of the phase-sensitive near-field microscope. The near-field probe, indicated by the dashed box, is scanned 20 nm above the sample and collects the evanescent field of the light inside the waveguide. The light is mixed with light from a reference branch. The resulting light is split by a polarizing beamsplitter, and the two orthogonal polarizing components are detected with a heterodyne scheme. By suitably choosing the orientation of the two  $\lambda/2$  waveplates, we can relate the signal at the two detectors, called Ch1 and Ch2, with the fields present in the sample. **(B)** A scanning electron micrograph of two aluminum-coated near-field probes. For both probes, the coating thickness is 150 nm, and the aperture diameter is 200 to 230 nm. (Top) The highly cylindrical standard probe. (Bottom) A split probe in which an air gap in the metal coating (arrow) has been created.

# Probing the Magnetic Field of Light at Optical Frequencies

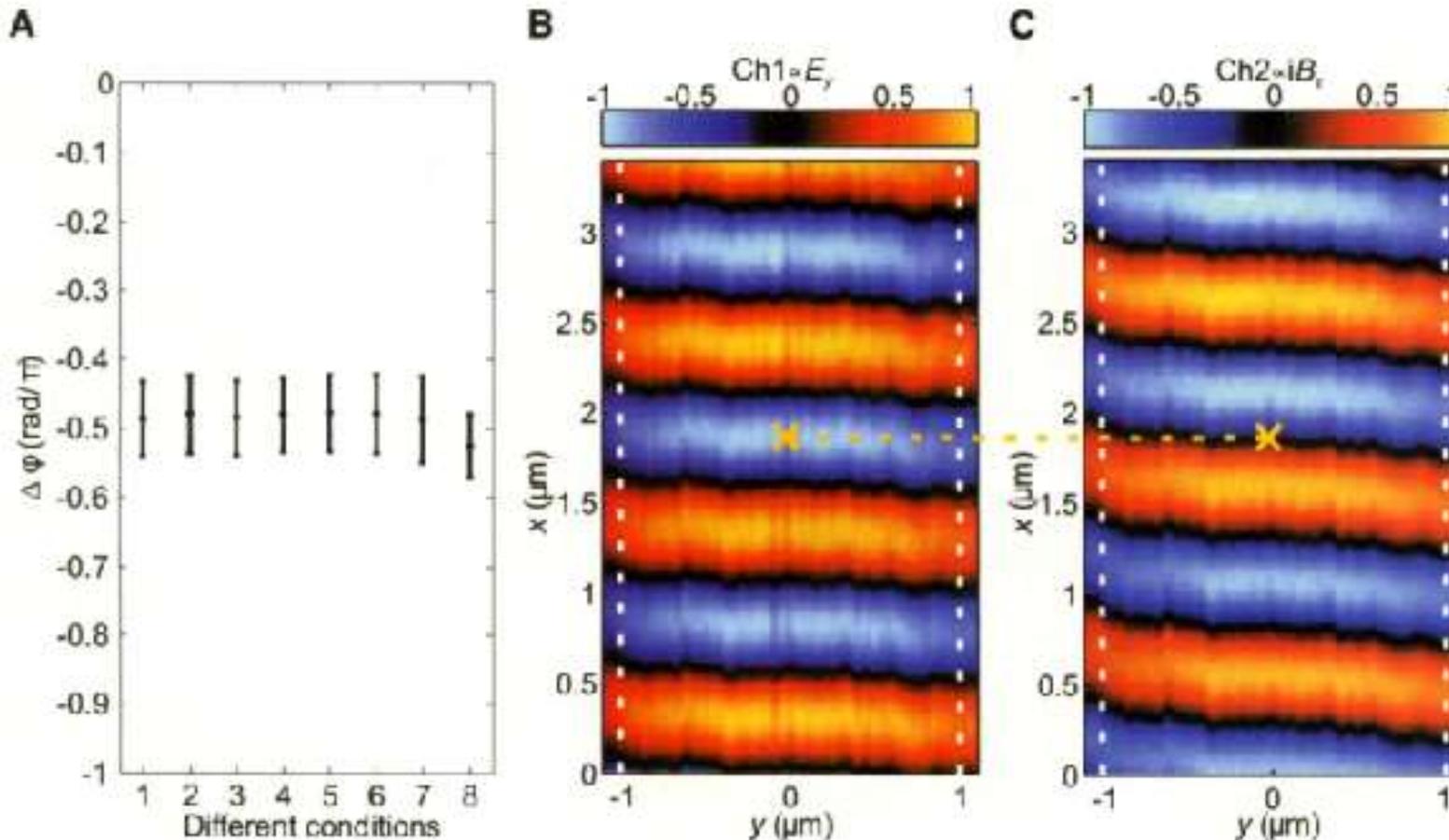
Burresti, M., Van Oosten, D., Kampfrath, T., Schoenmaker, H., Heideman, R., Leinse, A., & Kuipers, L. (2009) *Science*, 326(5952), 550-553

**Fig. 2.** (A), (C), and (E) Schematic of the performed experiments. In the upper part, top views are shown. The "ridge" has been colored differently for clarity. In the lower part, cross-sections in the plane perpendicular to the substrate are shown. The red and green lines correspond to Ch1 and Ch2, respectively. (A) The standard probe is depicted in gray as a metallic ring. (C) The split probe is shown as a metallic split ring. (E) Same configuration as (C), but the waveguide is rotated by  $90^\circ$ . (B), (D), and (F) Line traces of the amplitude obtained by scanning a standard probe in the configuration shown in (A), a split probe in the configuration shown in (C), and a split probe in the configuration shown in (E), respectively, along the waveguide. (B) Both of the line traces, which are normalized to the maximum of Ch1, show a standing-wave component. (D) The line traces are normalized to the maximum of Ch2. The Ch2-detected signal is comparable with Ch1. We associate the Ch2-detected signal with  $B_z$ . (F) The line traces are normalized to the maximum of Ch2. Both  $E_x$  and  $B_z$  are projected along  $\hat{x}$  and thus are detected by Ch2.



# Probing the Magnetic Field of Light at Optical Frequencies

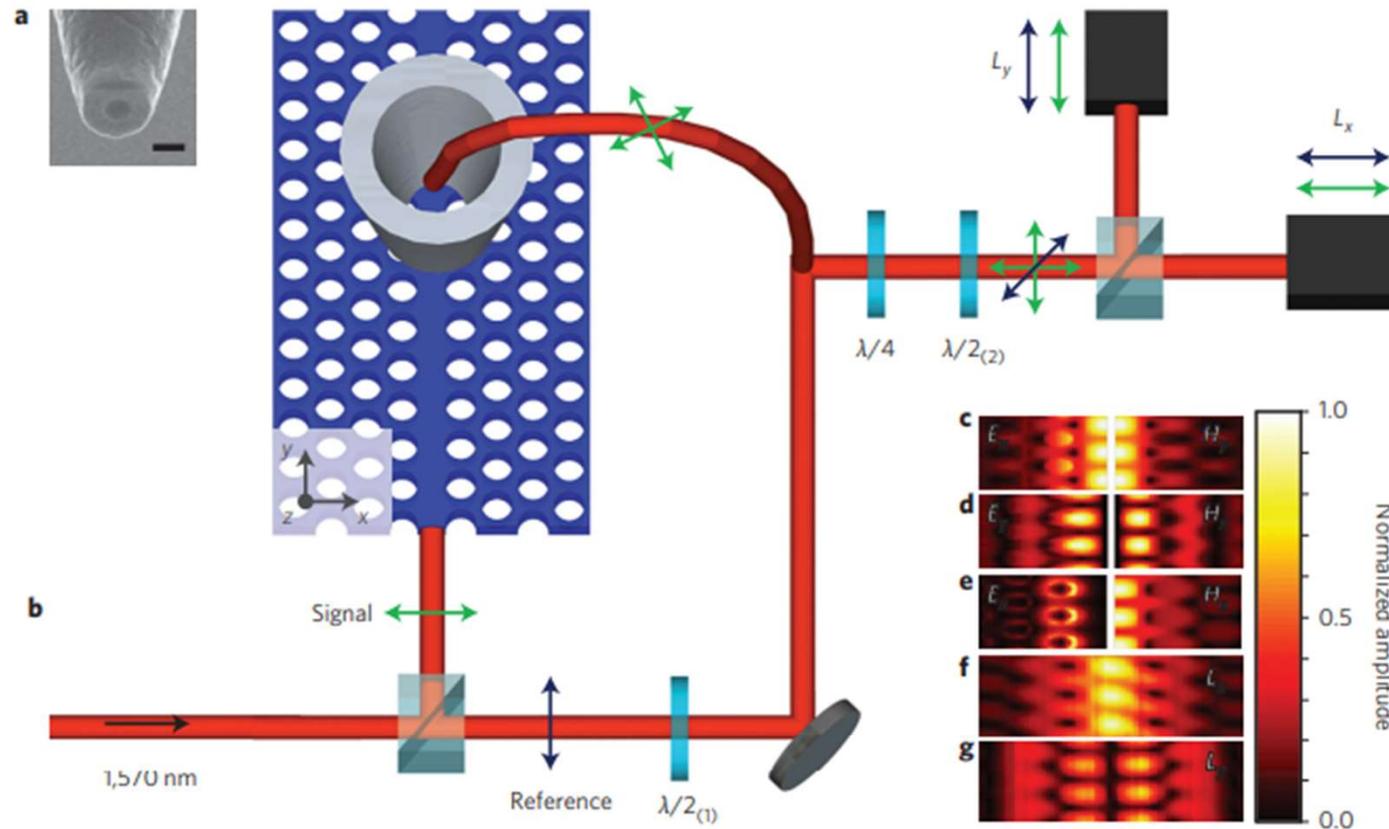
Burrese, M., Van Oosten, D., Kampfrath, T., Schoenmaker, H., Heideman, R., Leinse, A., & Kuipers, L. (2009) *Science*, 326(5952), 550-553



**Fig. 3.** (A) Phase difference  $\Delta\phi$  between the complex signals of Ch1 and Ch2 for the measurement of Fig. 3B for different experimental conditions. (B) and (C) Normalized distributions of Ch1  $\propto \text{Re}(E_y)$  and Ch2  $\propto \text{Re}(j B_z)$ , respectively. The images have been obtained by raster-scanning the split probe in the configuration shown in Fig. 2C over an area 2.2 by 3.4  $\mu\text{m}^2$ . The white dashed lines represent the position of the waveguide. The green dashed line is a guide to the eye that indicates the  $\pi/2$  phase shift of the two wave fronts.

# Simultaneous measurement of nanoscale electric and magnetic optical fields *Nature Photonics*, 8(1), 43-46.(2014)

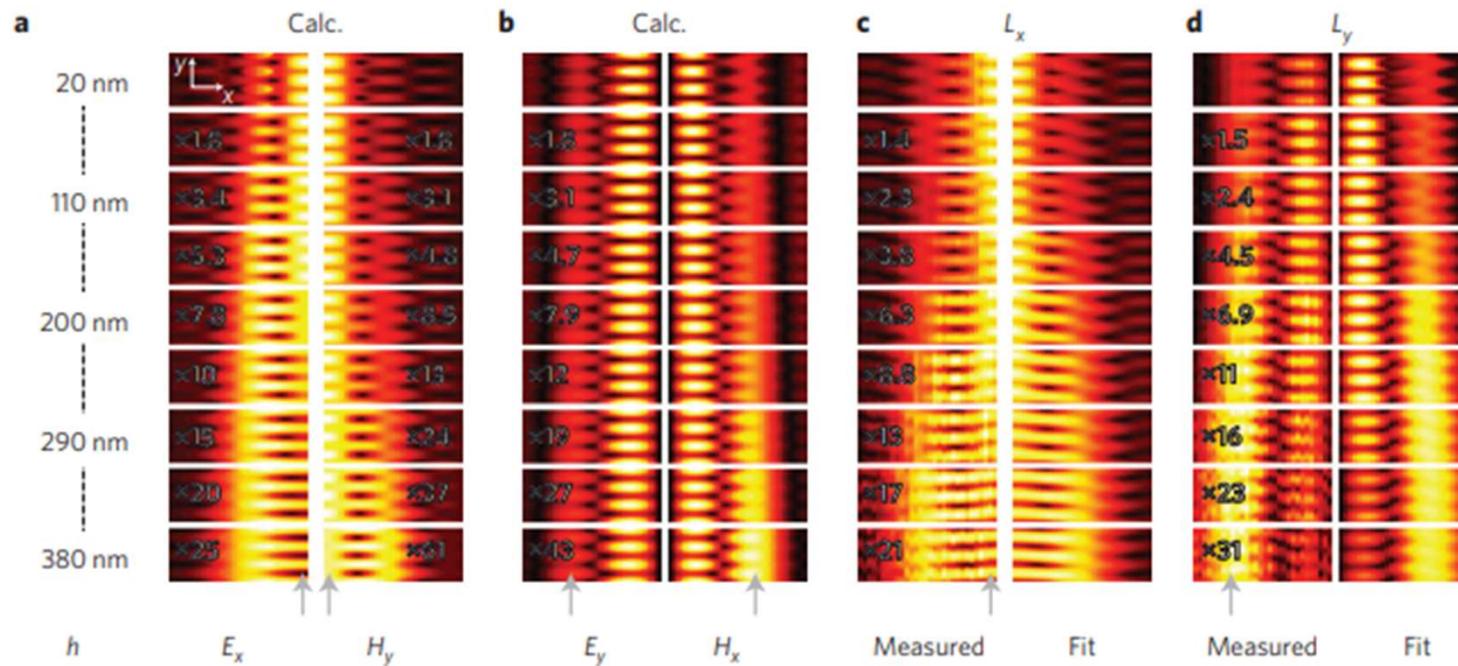
Le Feber, B., Rotenberg, N., Beggs, D. M., & Kuipers, L. (2014).



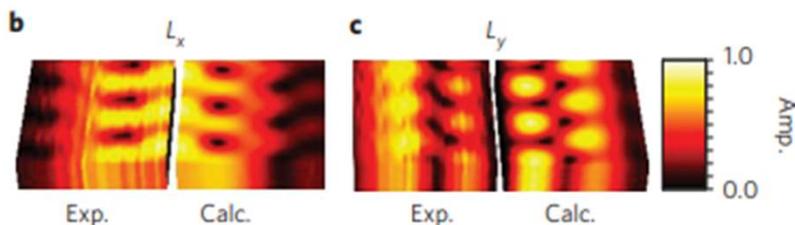
**Figure 1 | NSOM measurements of a PhCW.** **a**, SEM image of the apex of a typical near-field probe. This consists of a 218-nm-wide glass core coated with 200-nm-thick aluminium cladding. Scale bar, 500 nm. **b**, Schematic of the NSOM set-up.  $L_x$  and  $L_y$  represent two photodetectors coupled to lock-in detectors. The dark blue and green arrows indicate the polarization of the reference and signal branches, respectively. The two cubes are polarizing beamsplitter cubes, and  $\lambda/2_{(2)}$  and  $\lambda/4$  are used to orient the polarization of the light such that light from  $E_x$  ends up on  $L_x$  and  $E_y$  on  $L_y$ , and  $\lambda/2_{(1)}$  is used to split the reference branch equally over the detectors. **c-e**, Calculations of the transverse fields. Left: electric field along  $x$ ,  $y$  and  $z$ , respectively. Right: magnetic fields along  $y$ ,  $x$  and  $z$ , respectively. **f,g**, Measurements taken 20 nm above the sample on  $L_x$  (**f**) and  $L_y$  (**g**). Panels **c-g** all show amplitudes, and are scaled to their respective maxima. All panels are  $3 \times 3$  unit cells and for clarity are stretched in the  $x$ -direction.

# Simultaneous measurement of nanoscale electric and magnetic optical fields *Nature Photonics*, 8(1), 43-46.(2014)

Le Feber, B., Rotenberg, N., Beggs, D. M., & Kuipers, L. (2014).



**Figure 2 | Slices in the  $x$ - $y$  plane at height  $h$  above the surface. **a,b**, Calculations of the evanescent field above the crystal. In **a**, the left column shows  $E_x$  left of the symmetry plane and the right column shows  $H_y$  right of the symmetry plane. In **b**, the left and right columns show in-plane field profiles of  $E_y$  and  $H_x$ , respectively. **c**, Left: fields measured on  $L_x$ . Right: fitted calculations. **d**, Left: fields measured on  $L_y$ . Right: fitted calculations. All plots show amplitudes of the calculated or measured signals. The colour in all plots is scaled to the maximum; scaling relative to the ground plane is indicated by the multiplication factors. All panels are  $3 \times 3$  unit cells, and for clarity they are stretched in the  $x$ -direction. The axis orientation is shown in the top  $E_x$  panel.**



**Figure 3** Probe size dependent sensitivities. For probe diameters  $D$  from 120 nm to 350 nm ab initio calculations. Left panels: measured fields 300 nm above the PhCW on  $L_x$  and  $L_y$  respectively. All panels are  $3 \times 3$  unit cells

# Conclusion

**Détections optiques usuelles, en champ lointain, avec des atomes : sensibles au champ électrique ( $|E|^2$ ) car les atomes sont des dipôles électriques**

## **Exception :**

transition dipolaire magnétique pour certains atomes, certaines longueurs d'onde,  
= Détection du Champ magnétique

Transition quadrupolaire électrique

**En champ proche :** pointe = nano-antenne

Détection du champ électrique et/ou du champ magnétique

Etudes en cours et en progrès

## **Question ouverte :**

Pourquoi  $|\vec{E}|^2$  (en notation complexe) : le temps a disparu ?

ou pourquoi  $\left\langle \vec{E}^2 \right\rangle_{\text{temps}}$  (en notation réelle) : le temps a disparu ?

# Pourquoi $|E|^2$ en Haute Fréquence?

En BF (Onde Radio) on arrive à mesurer les champs  $\vec{E}(t)$  et  $\vec{B}(t)$

En HF (en Optique) on arrive pas à mesurer les champs  $\vec{E}(t)$  et  $\vec{B}(t)$

On mesure  $|\vec{E}|$  qui est indépendant du temps.

Pourquoi ?

**Réponse standard :**

Fréquence optique  $\approx 10^{15}\text{Hz}$

Les Détecteurs sont trop lents :

**on ne mesure que la moyenne temporelle du signal**

**Réponse Non satisfaisante**

**Réponse : en lien avec la Mécanique Quantique.....**

Fin

Joyeux Noel et Meilleurs Vœux pour 2024



