

Les techniques de microscopie à champ proche

Mines ParisTech

Physique de la matière condensée



Plan

- I. Les microscopes photoniques, avantages et limites
- II. Le microscope à effet tunnel (STM)
- III. Le microscope à force atomique (AFM)
- IV. Les sondes optiques locales (SOL)

A fluorescence microscopy image of a cell, likely a yeast, showing numerous bright green spots distributed throughout its structure. The cell is roughly oval-shaped and occupies the central and right portions of the frame. The background is dark, making the green spots stand out. The text is overlaid on the right side of the image.

Avantages et limites

LES MICROSCOPES PHOTONIQUES

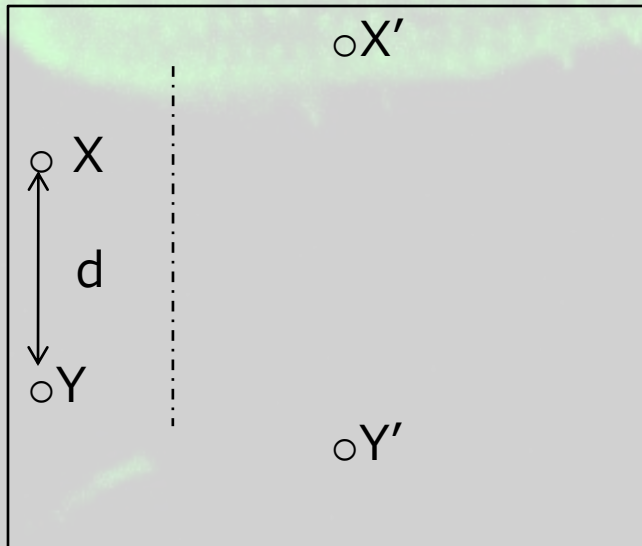
Microscopes photoniques (1) : généralités



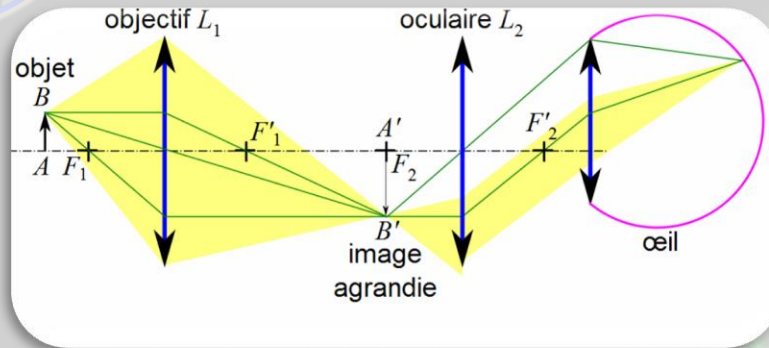
- XVIIème siècle : premier microscope
 - Microscope de Galilée
- Le pouvoir séparateur

$$r \geq \frac{1,22\lambda}{2n\sin(\theta)}$$

- Tache d'Airy
- Limite de l'œil : 0,1mm
- Limite au microscope photonique : 0,2 μ m

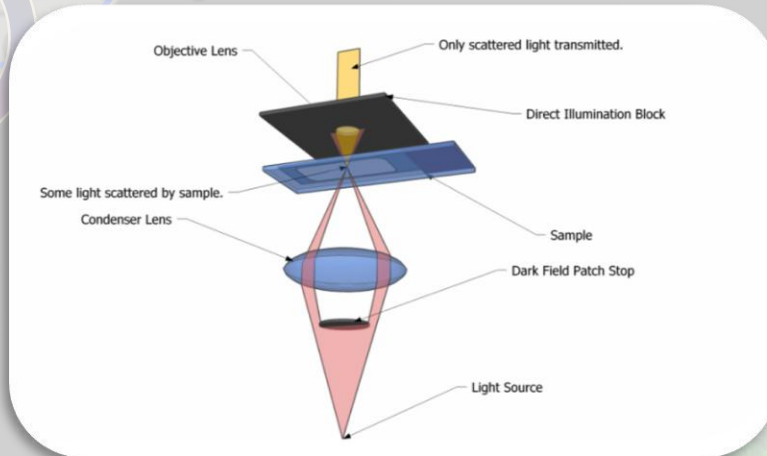


Microscopes photoniques (1) : microscopes à fond clair

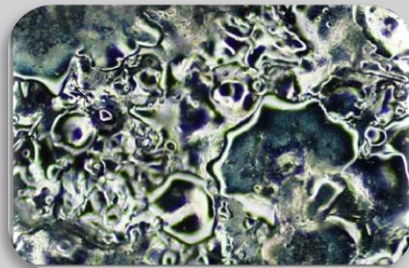
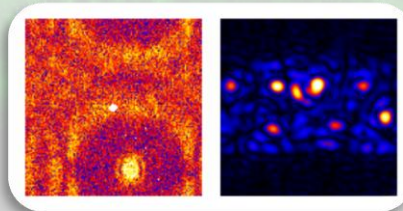


- Principe reposant sur des lentilles
 - Limite de la tache d'Airy
- Améliorations possibles
 - Microscopes inversés
 - Microscope en réflexion
 - Objets épais ou opaques
- Microscope à fond clair
 - Limite à $0,2\mu\text{m}$
 - Faible résolution
 - Faible contraste

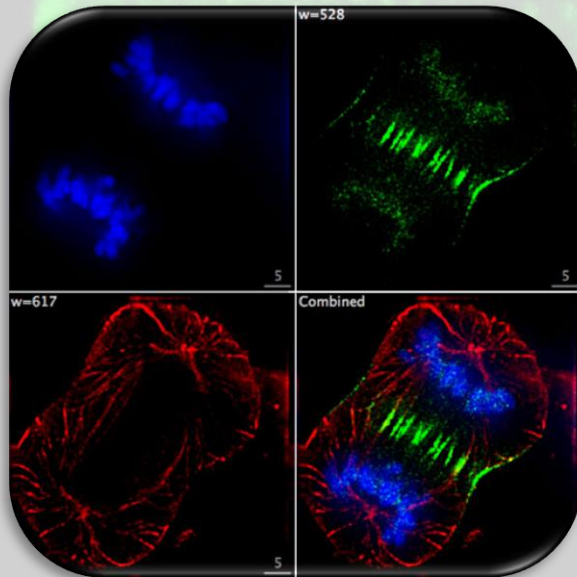
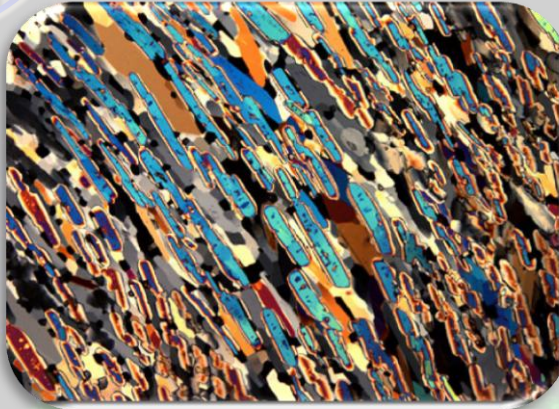
Microscopes photoniques (2) : microscopes à fond noir



- Technique d'illumination :
 - Passage par un anneau
 - Seule les rayons déviés entrent dans l'objectif
- Meilleur contraste
- Mais...
 - Difficultés d'interprétation
 - Peu de luminosité



Microscopes photoniques (3) : améliorations



- Microscope polarisant
 - Ajout d'un polariseur et d'un analyseur
- Microscope à contraste de phase
 - Quand un photon rencontre un obstacle il enregistre un retard de phase
- Microscopie à fluorescence
 - Souvent avec un microscope à balayage laser confocal
 - Traitement d'image nécessaire

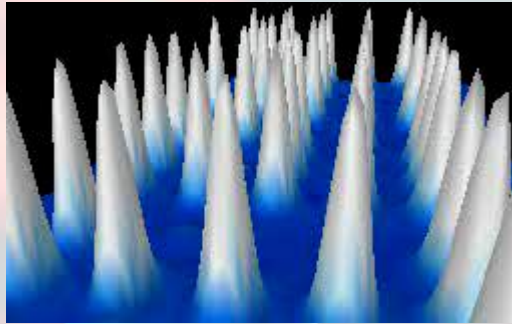


(Scanning Tunneling Microscope)

° **LE MICROSCOPE À
EFFET TUNNEL**

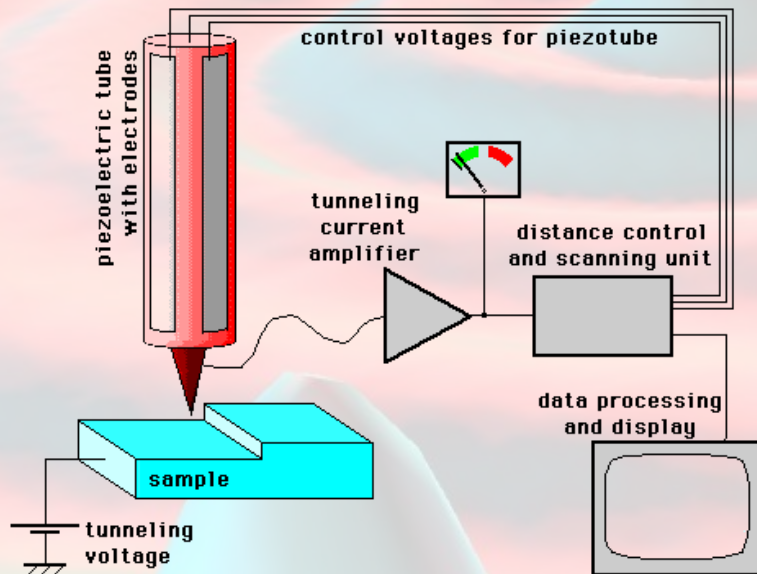
STM (1) : Présentation générale

- 1982 : invention par Binnig & Rohrer (IBM)
 - Prix Nobel 1986
- Repose sur l'effet tunnel (quantique)
- Principe :
 - Une pointe à $\sim 1\text{nm}$ de la surface
 - Un courant passe



STM (2) : Schéma de principe

- Une pointe métallique fine
- 3 tubes piézo-électriques
 - 3 degrés de translation pour la pointe
 - Coeff. d'élongation de quelques Å/Volt
- Potentiel de la pointe réglable
- Boucle d'asservissement

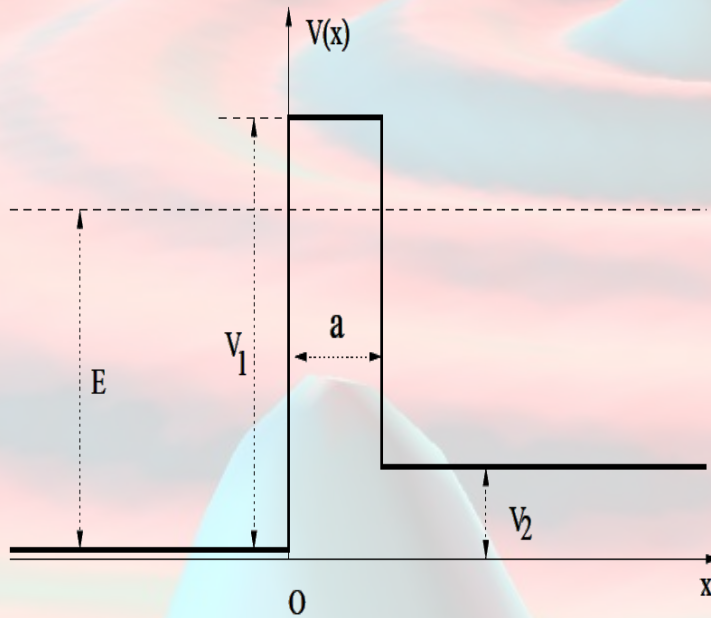


How an STM works ...

© Michael Schmid
Institut f. Allgemeine Physik
TU Wien 1997-2002

STM (3) : modèle unidimensionnel de base

Barrière de longueur L et de potentiel $V_1 > E$ énergie des e^-



Schrödinger : $H\Psi = E\Psi$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Psi'' + (V(x) - E)\Psi = 0$$

Pour $x < 0$

$$\Psi'' + k_1^2\Psi = 0 \text{ avec } k_1 = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$$

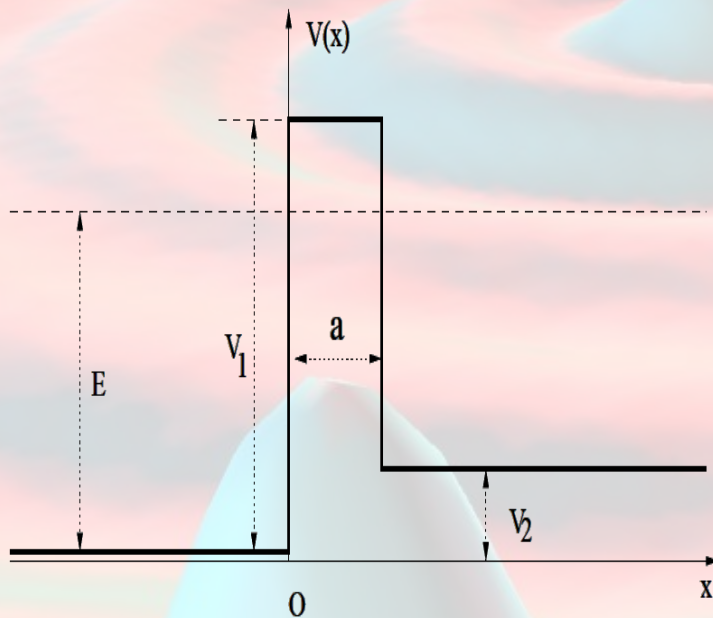
Pour $0 < x < a$

$$\Psi'' - \alpha^2\Psi = 0 \text{ avec } \alpha = \sqrt{\frac{2m(V_1 - E)}{\hbar^2}}$$

Pour $x > a$

$$\Psi'' + k_2^2\Psi = 0 \text{ avec } k_2 = \sqrt{\frac{2m(E - V_2)}{\hbar^2}}$$

STM (4) : modèle unidimensionnel de base



Pour $x < 0$

$$\Psi(x) = e^{ik_1x} + \rho e^{-ik_1x}$$

Pour $x > a$

$$\Psi(x) = \tau e^{ik_2x}$$

ρ coefficient de réflexion

τ coefficient de transmission

Dans la barrière, solution de la forme

$$\lambda \operatorname{sh} \alpha x + \mu \operatorname{ch} \alpha x$$

STM (5) : modèle unidimensionnel de base

Continuité de Ψ :

En $x = 0$

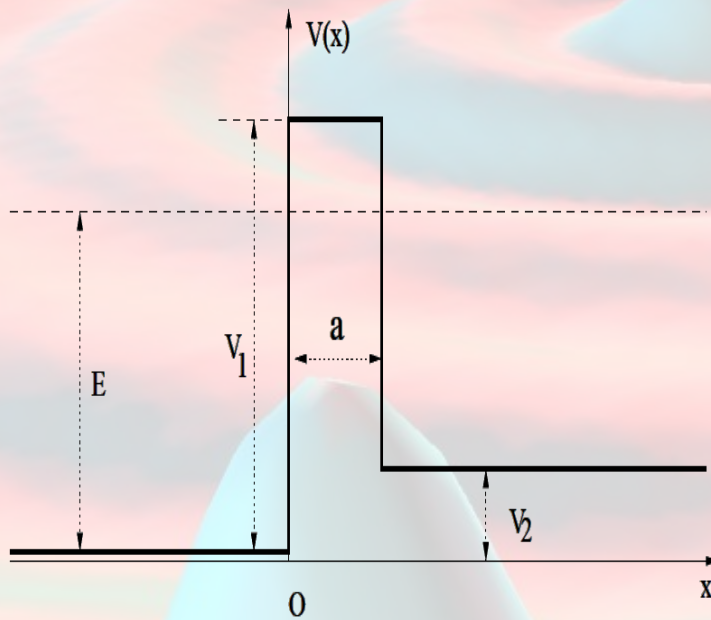
$$\begin{cases} 1 + \rho & = \mu \\ ik_1(1 - \rho) & = \alpha\lambda \end{cases}$$

En $x = a$

$$\begin{cases} \lambda \operatorname{sh} \alpha a + \mu \operatorname{ch} \alpha a & = \tau e^{ik_2 a} \\ \alpha(\lambda \operatorname{ch} \alpha a + \mu \operatorname{sh} \alpha a) & = ik_2 \tau e^{ik_2 a} \end{cases}$$

On en déduit

$$\tau = \frac{2 e^{-ik_2 a}}{\left(1 + \frac{k_2}{k_1}\right) \operatorname{ch} \alpha a - i \left(\frac{k_2}{\alpha} - \frac{\alpha}{k_1}\right) \operatorname{sh} \alpha a}$$



STM (6) : modèle unidimensionnel de base

Probabilité de transmission T :

$$T = \frac{n_t v_t}{n_i v_i} = |\tau|^2 \frac{k_2}{k_1}$$

Avec

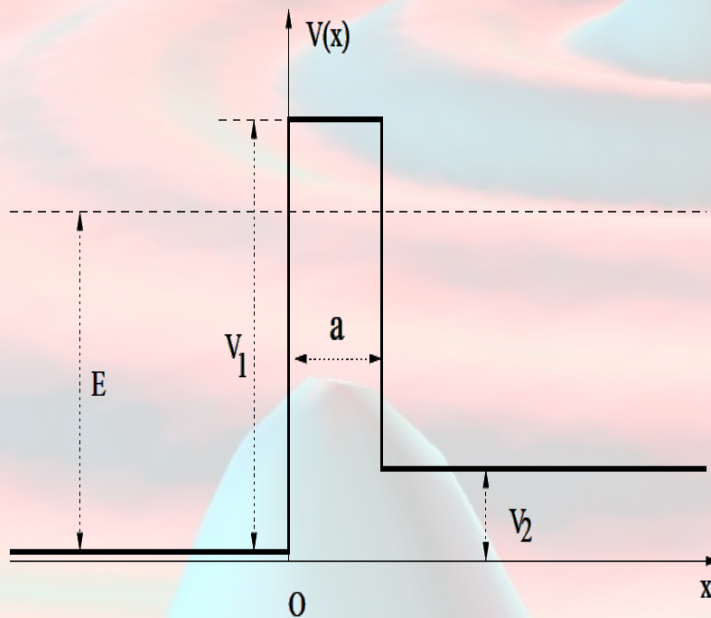
- n densité de particules
- v vitesse de particule
- nv densité de courant

- Onde transmise

$$n_t \propto |\tau|^2 \text{ et } v_t = \hbar k_2 / m$$

- Onde incidente

$$n_i \propto 1 \text{ et } v_i = \hbar k_1 / m$$



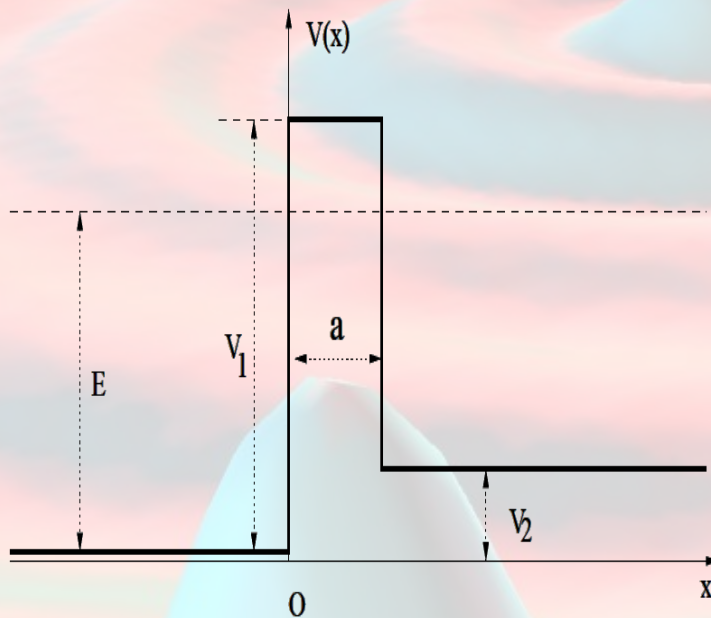
STM (7) : modèle unidimensionnel de base

On a donc :

$$T = \frac{4 k_2/k_1}{\left(1 + \frac{k_2}{k_1}\right)^2 \operatorname{ch}^2 \alpha a + \left(\frac{k_2}{\alpha} - \frac{\alpha}{k_1}\right)^2 \operatorname{sh}^2 \alpha a}$$

Dans la pratique $a \cdot \alpha \gg 1$,
d'où :

$$T \approx \frac{16 (k_2/k_1) \exp(-2\alpha a)}{\left(1 + \frac{k_2}{k_1}\right)^2 + \left(\frac{k_2}{\alpha} - \frac{\alpha}{k_1}\right)^2}$$

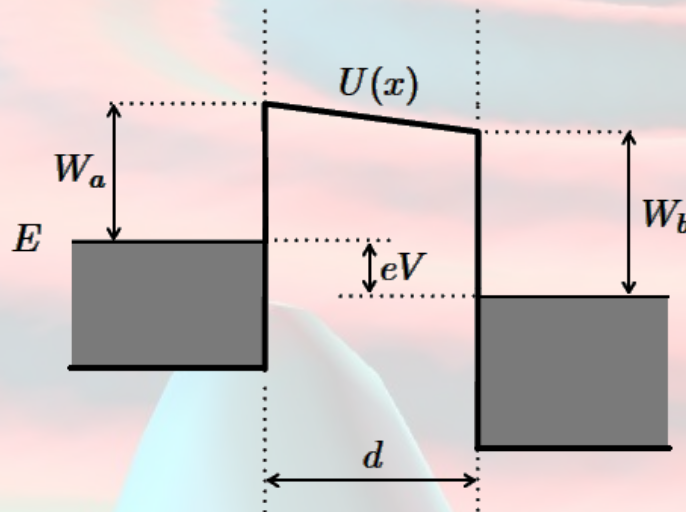


C'est la dépendance exponentielle du courant transmis par rapport à la distance pointe-surface qui est censée assurer la grande précision du microscope à effet tunnel;

SMT (8) : le modèle unidimensionnel de Simmons

- Barrière dissymétrique
- Simmons part de la probabilité du modèle WKB pour un e- d'atteindre x_0 dans une barrière de potentiel de profil U quelconque :

$$P(x_0, E) = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_0^d [2m(U(x) - E)]^{\frac{1}{2}} dx \right\} \equiv \exp \left\{ -2 \int_0^d \kappa(x) dx \right\}$$

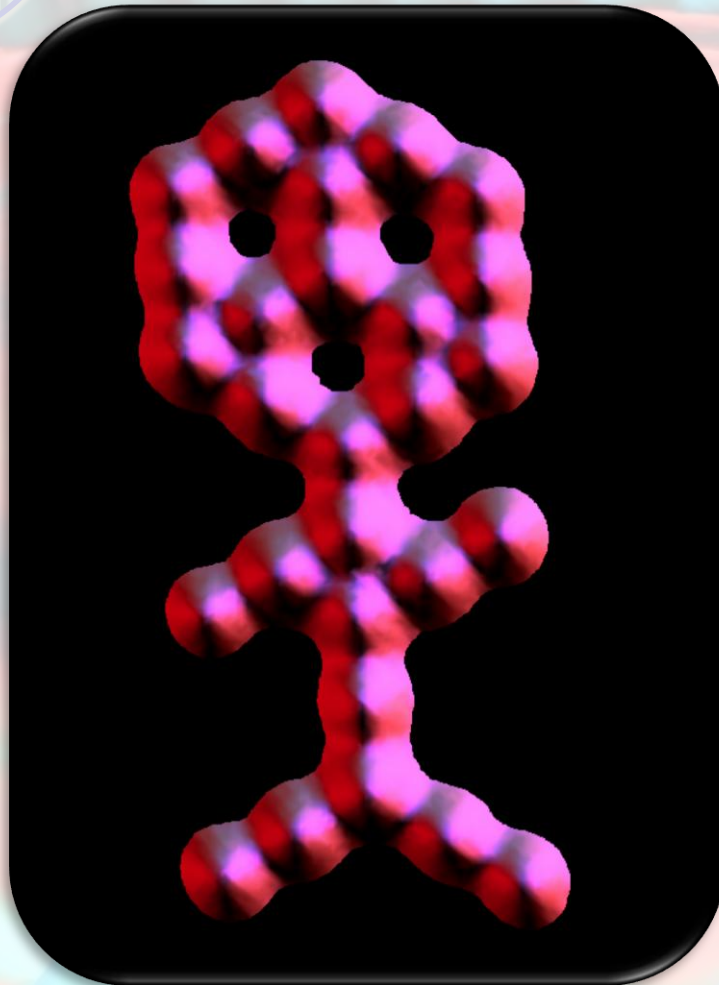


- Il trouve :

$$I \approx V R_c^{-1} \frac{\bar{\kappa}}{4\pi d} \exp(-2\bar{\kappa}d)$$

- Avec :
 - $R_c = h/(2e^2)$ quantum de résistance
 - κ vecteur d'onde pour une hauteur de barrière moyenne

SMT (9) : le modèle de Bardeen (1961)



- Véritable base de la modélisation du SMT

- Équation de Schrödinger :

$$\mathcal{H}\psi(\mathbf{r}, t) = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\psi(\mathbf{r}, t) + V(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial\psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t}$$

- On considère deux sous-systèmes indépendants pour la pointe et la surface

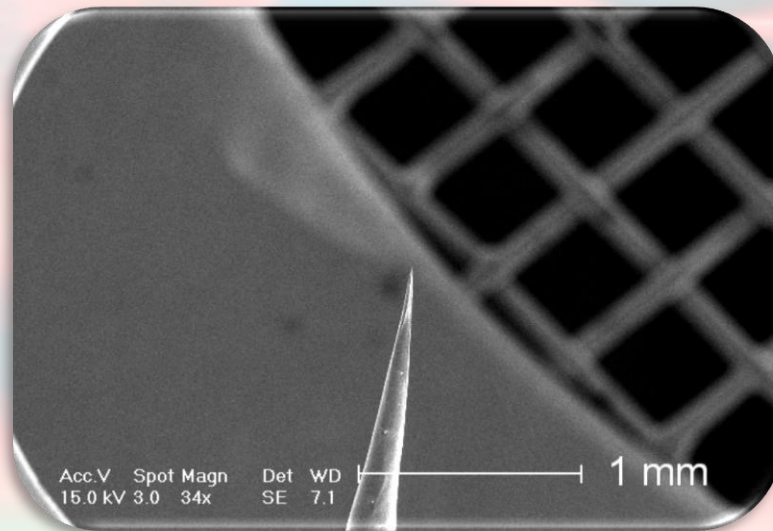
- Tersoff & Hamann (1983) :

$$I \propto eV \frac{eh^3}{m^2} \rho_{tip}(0) \rho_s(eV)$$

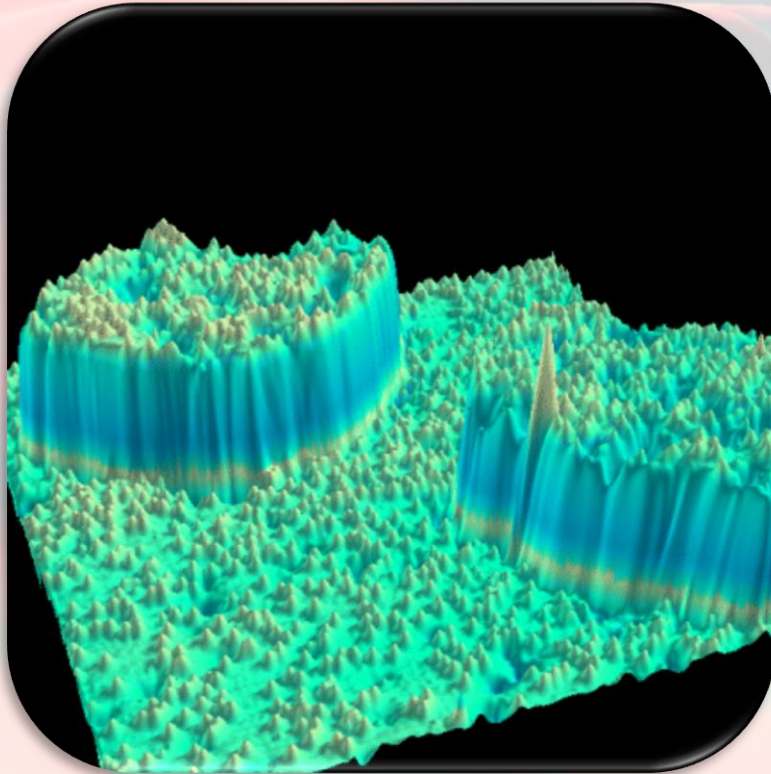
- Sensibilité à ρ_s densité d'état au niveau de Fermi

STM(10) : autres caractéristiques des mesures par courant tunnel

- Préparation des pointes
 - Mesures à l'air libre : platine-irridium non oxydable
 - Ultra-vide : tungstène par traitement électro-chimique
- Meilleure résolution possible : $1,4(R)^{1/2} \text{ \AA}$
 - R rayon de courbure de la pointe
 - Lobes s moins bons que p ou d
- Contraste
 - Décroit exponentiellement avec la distance pointe-surface

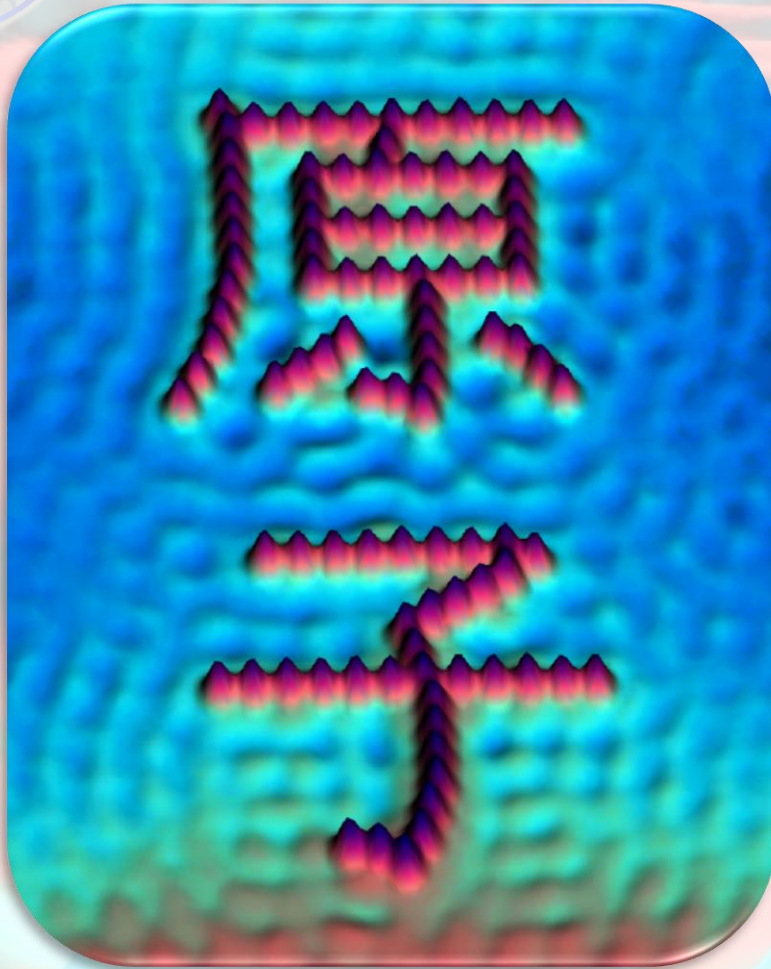


SMT(11) : Spectroscopie



- (x,y) pointe fixés, boucle d'asservissement ouverte
- On fait varier V pour analyser la structure électronique à différentes énergies
- Application : mesure de la bande interdite des semi-conducteurs

STM(12) : Interaction pointe-surface

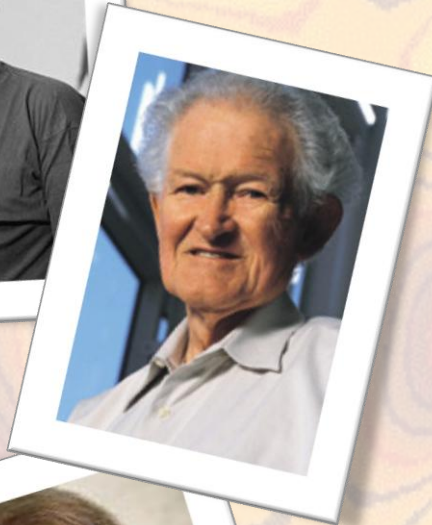
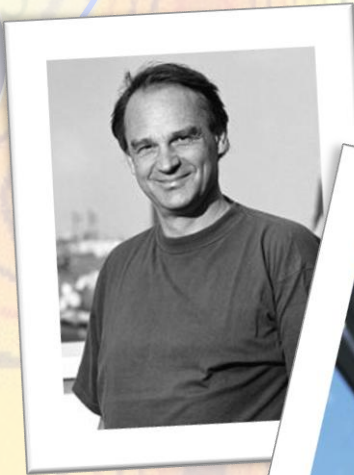


- Pulling mode
 - Rapprochement vertical augmentant les forces attractives
- Pushing mode
 - Rapprochement latéral permettant le déplacement par les forces répulsives
- Sliding mode
 - Fort rapprochement et augmentation de I pour coller un atome à la pointe

LE MICROSCOPE À FORCE ATOMIQUE



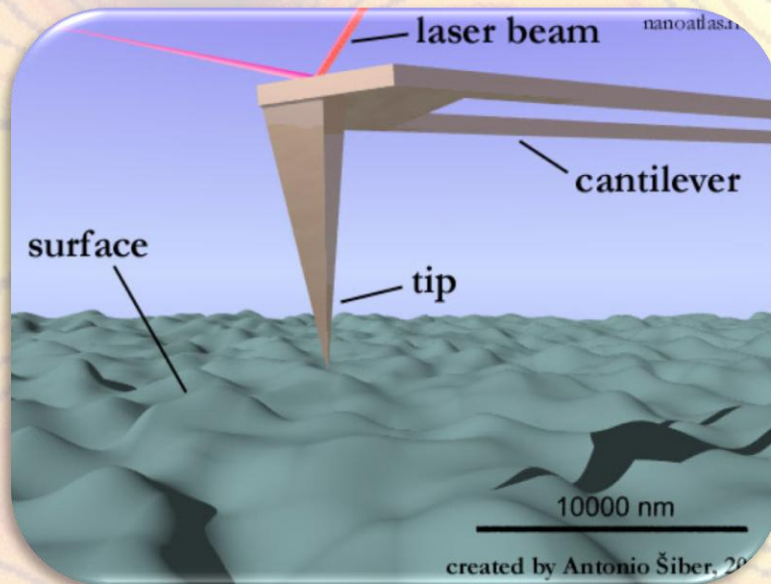
AFM(1) : généralités



- Inventé en 1986 par Binnig, Quate et Gerber
- Utilisable :
 - sur des échantillons de nature très diverse
 - A l'air, dans un fluide, sous vide
 - Comme microscope ou comme outil de manipulation des atomes

AFM(2) : principe

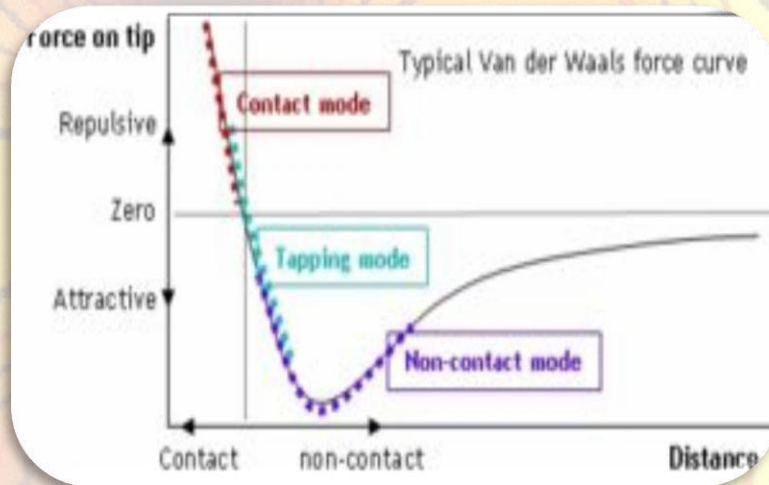
- Un cantilever muni d'une pointe



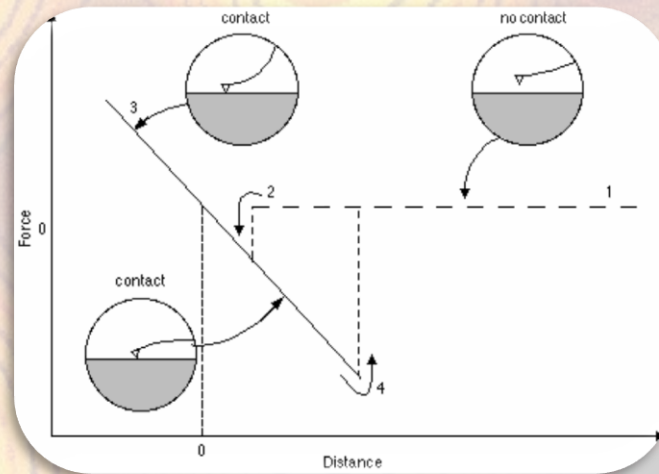
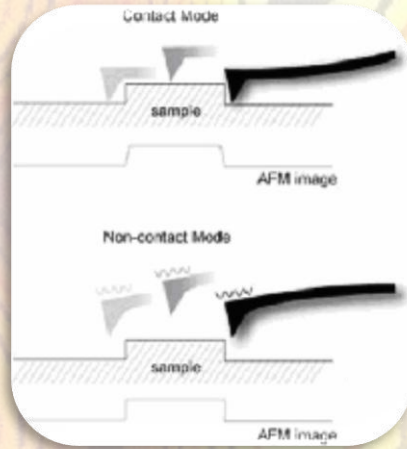
- Un laser réfléchi par le cantilever ; mesure de deux degrés de liberté
 - La flèche du cantilever soit la distance de la pointe à la surface
 - La rotation du cantilever autour de son axe soit l'inclinaison de la pointe

AFM(3) : les différents modes d'utilisation

- Le mode contact
- Le mode tapping
- Le mode résonnant
- Le mode frottement



AFM(4) : Le mode contact



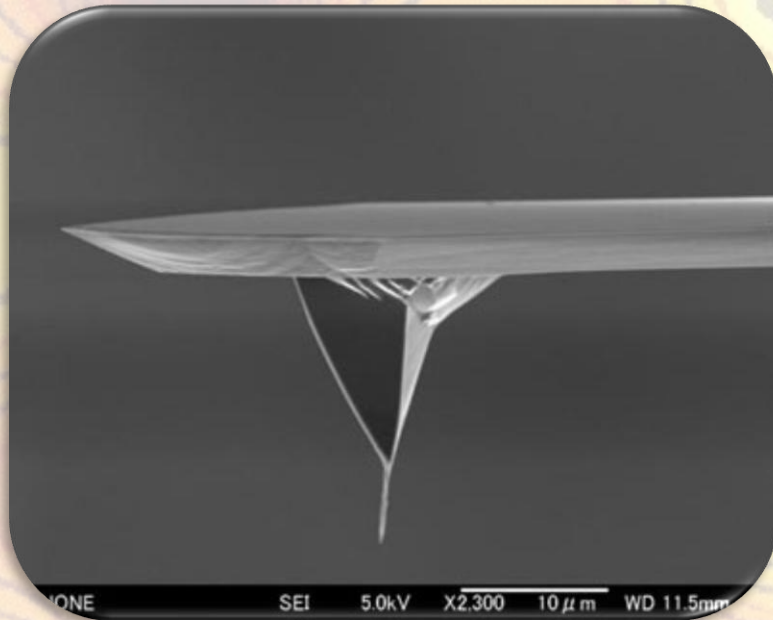
- Pointe en interaction répulsive avec la surface
- Simple et rapide
- Usure possible de la surface
- Adhésion permet une interaction attractive

AFM(5) : Le mode résonnant

- Equation cas simple $f(D+x)$:
 - $x'' + 2\beta x' + \omega_0^2 x = \gamma \cos(\omega t) + f(D+x)/m$
- Pour $x \ll D$ on a :
 - $x'' + 2\beta x' + (\omega_0^2 + f'(D)/m)x = \gamma \cos(\omega t)$
- D'où
 - $\omega'^2_0 = \omega_0^2(1 - f'(D)/k)$
- On déduit f' de ω'_0
- Cantilever oscillant à sa fréquence de résonnance
- La variation d'amplitude renseigne sur le gradient de forces attractives
- Loin de la surface pour être linéaire

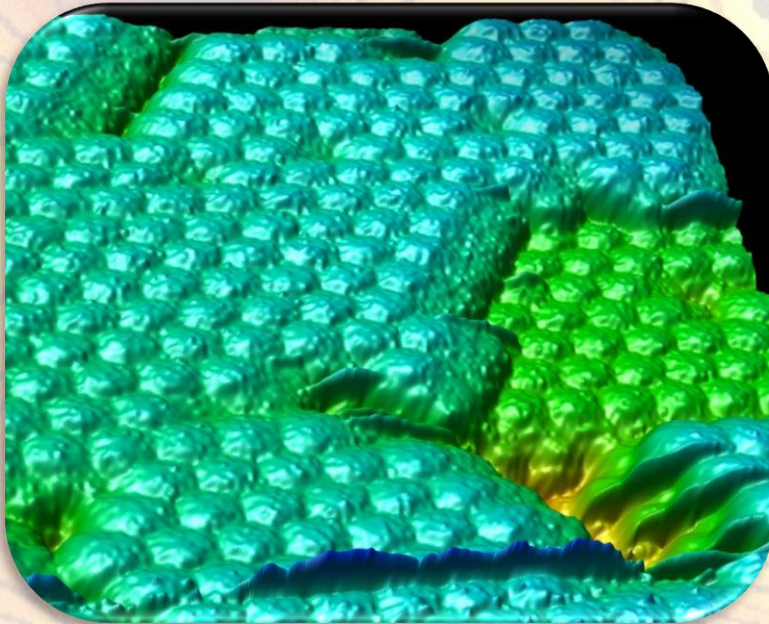
AFM(6) : Le mode tapping (contact-intermittent)

- Résonnant non-linéaire
- Plus proches de la surface
- Alternance attractif – répulsif
- Contact rapide :
 - Pas de frottement
 - Pas d'adhésion
 - N'abime pas la surface



AFM(7) : Le mode frottement

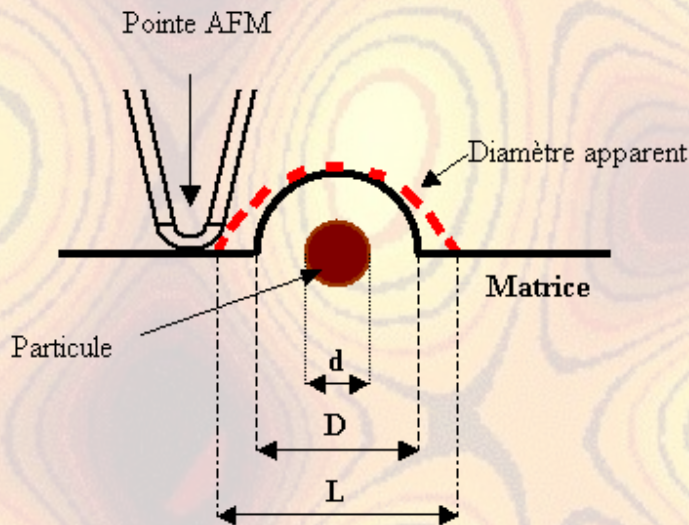
- Peut être couplé avec le mode contact



- Mesure de l'inclinaison de la pointe en déplacement
- Permet d'étudier les frottements au niveau atomique

AFM(8) : Résolution latérale

- Interactions entre les faces latérales de la pointe et la surface



- On ignore donc la forme du potentiel sous la surface apparente
- Résolution latérale dix fois moins bonne que la verticale

A 3D schematic diagram illustrating a local optical probe. A red, conical beam of light is directed downwards from a probe tip onto a surface. The surface is covered with a regular array of small, blue, dome-shaped structures. The probe tip is positioned just above one of these structures, and the light beam is focused on it. The background is a light gray, and the overall scene is rendered in a clean, technical style.

LES SONDES OPTIQUES LOCALES

SOL (1) : Rappel de la limite des instruments optiques

- Image d'un point : tâche de rayon r

$$r \geq \frac{1,22\lambda}{2n \sin(\theta)}$$

- Par Heisenberg

$$\Delta \vec{r} \cdot \Delta \vec{p} \geq h$$

d'où $\Delta \vec{r} \cdot \Delta \vec{k} \geq h$ car $\vec{p} = \hbar \vec{k}$

$\Delta \vec{k}$ incertitude sur la mesure de \vec{k}

En projetant sur l'axe des x :

$$\Delta x \cdot \Delta k_x \geq 2\pi$$

Limite de détection par l'instrument

$[-\theta; \theta]$; \vec{k}_{lim1} et \vec{k}_{lim2} vecteurs limites

$$\Delta k_x = k_{x\text{lim1}} - k_{x\text{lim2}}$$

$$\Delta k_x = k \sin(\theta) - k \sin(-\theta)$$

$$\Delta k_x = 2k \sin(\theta) \text{ et } k = \frac{4\pi n}{\lambda}$$

On retrouve l'expression à une constante près

SOL(2) : Les ondes évanescentes

- Idée : augmenter Δk_x pour diminuer Δx

- Or Δk_x borné normalement par $4\pi n/\lambda$

- k_x inférieur à $2\pi n/\lambda$

- Pour augmenter k_x

$$|k_x| = \sqrt{k^2 - k_y^2 - k_z^2} = \sqrt{\left(\frac{2\pi n}{\lambda}\right)^2 - k_y^2 - k_z^2}$$

Il faut k_y ou k_z imaginaire
L'onde est alors évanescente



SOL(3) : toujours les ondes évanescentes

- Le champ magnétique d'un objet éclairé peut se décomposer en somme d'ondes planes
 - propagatives
 - et évanescentes
- Soit une onde :
 - se propageant vers les $z > 0$
 - dont l'expression dans le plan $z=0$ est connue

Champ électrique $E(x, y, z, t) = E(x, y) e^{i\omega t}$

Il vérifie l'équation de Helmholtz

$$\Delta E + \frac{\omega^2}{c^2} E = \Delta E + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 E = 0$$

Transformé de Fourier dans un plan $z = \text{cste}$:

$$E(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(\alpha, z) e^{i\alpha x} d\alpha$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}(\alpha, z)}{\partial z^2} + \gamma^2 \tilde{E}(\alpha, z) = 0 \text{ avec } \gamma^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - \alpha^2$$

On trouve:

$$E(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(\alpha, z=0) e^{i\alpha x + i\gamma z} d\alpha$$

Si $|\alpha| > \frac{2\pi}{\lambda}$ alors γ est imaginaire

et les ondes correspondantes sont évanescentes

SOL(4) : Ondes évanescentes par réflexion totale

Pour l'onde transmise et d'après Snell-Descartes

$$\cos(\theta_t) = \pm i \sqrt{\frac{n_i^2}{n_t^2} \sin^2(\theta_i) - 1}$$

D'où:

$$k_x = k_t \sin(\theta_t) = k_t \frac{n_i}{n_t} \sin(\theta_i)$$

$$k_z = k_t \cos(\theta_t) = \pm i k_t \sqrt{\frac{n_i^2}{n_t^2} \sin^2(\theta_i) - 1}$$

Pour le champ électrique

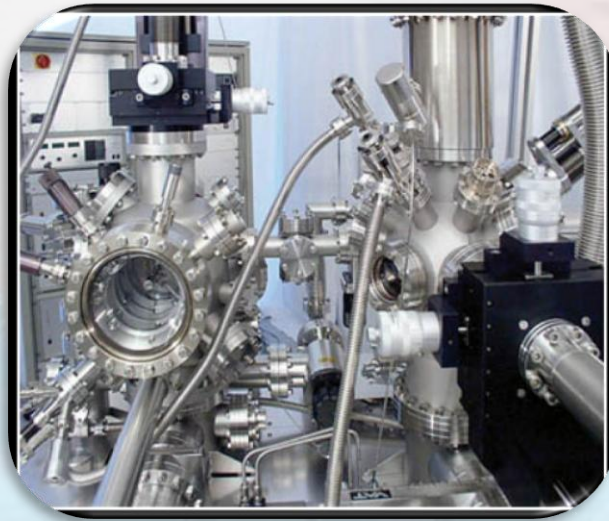
$$\vec{E}_t = \vec{E}_{0t} e^{i(\omega t - \vec{k}_t \cdot \vec{r} - \varphi t)} = \vec{E}_{0t} e^{i(\omega t - Ax - \varphi t)} e^{-k_z z} \sqrt{\frac{n_i^2}{n_t^2} \sin^2(\theta_i) - 1}$$

$$\frac{1}{d_p} = k_t \sqrt{\frac{n_i^2}{n_t^2} \sin^2(\theta_i) - 1} \text{ profondeur de pénétration}$$

Déjà observé par Newton



SOL(5) : Sondes optiques locales à ouverture



- 1928 : Idée de Synge
 - Utiliser comme nano-source ou nano-détecteur un trou
 - L'approcher près d'une surface : diffusion des composantes évanescentes
- 1972 : mise en pratique avec les micro-ondes par Ash et Nicholls
- Premières sondes optiques :
 - Pointe en quartz recouverte de métal à part l'extrémité
 - Micropipette étirée recouverte de métal

SOL(6) : Sondes optiques locales aujourd'hui

- Fibres optiques étirée
 - Étirage à chaud
 - Attaque chimique
 - Polissage
 - Métallisation
 - Nano-ouverture
 - Faisceau d'ions focalisés
- Nécessité d'avoir une distance sonde/échantillon constante
 - Mode « shear force » (cisaillement) :
 - Ondulation de la fibre à fréquence de résonance
 - La vibration diminue lorsque l'on s'approche de l'échantillon
- Utilisations :
 - Mode collection
 - Utilise la réflexion totale ou la transmission (éventuellement la réflexion)
 - Détecte les ondes évanescentes diffusées
 - Mode illumination
 - La fibre optique sert de nano-source
 - Il y a équivalence des deux modes

SOL(7) : les sondes optiques sans ouverture

- Idée symétrique : on utilise un nano-objet diffusant
 - Plus difficile à mettre en œuvre en raison de l'éclairement non homogène
 - Amélioration en utilisant une particule fluorescente
- Mêmes modes
- Asservissement en distance sonde/échantillon par « tapping »



Sources

- Aigouy, De Wilde, Frétigny « Les nouvelles microscopies, à la découverte du nanomonde »; Belin 2006
- Lahmani, Dupas, Houdy « Les nanosciences,, nanotechnologies et nanophysique » ; Belin 2004
- Cours de physique de la matière condensée 2009
- Cours de physique quantique 2008

Merci pour votre attention

