
ONDES ÉVANESCENTES

Niveau

Commentaires du jury

—

Bibliographie

—

pré-requis

Expériences

—

Table des matières

1	Onde evanescente dans les plasma	1
1.1	Modèle du plasma dilué	1
1.2	Equation de propagation	2
1.3	Relation de dispersion	3
1.3.1	$\omega > \omega_p$:	3
1.3.2	$\omega < \omega_p$:	3
1.4	Application : l'ionosphère	4
2	Application : effet tunnel	4
2.1	Marche de potentiel	5
2.2	Barrière de potentiel	5
2.3	Facteur de transmission (on notera l'ironie du terme)	6
2.4	Microscope à effet tunnel (il faut insister dès le tout début que c'est cela que l'on veut modéliser)	8
2.5	Sélectivité et limite	10
2.5.1	Résolution verticale	10
2.5.2	Résolution latérale	10
3	Question du jury	11

Introduction

1 Onde evanescente dans les plasma

1.1 Modèle du plasma dilué

Un plasma est un milieu ionisé, constitué d'ions positifs, de charge $+e$ et de masse M , et d'électrons, de charge $-e$ et de masse m .

Réalité physique ? L'ionosphère est une couche de l'atmosphère située à plus de 50 km d'altitude. Le gaz est partiellement ionisé par le rayonnement UV du Soleil. Le soleil est une boule de plasma.

Hypothèses :

- On suppose le milieu **dilué**. Dans l'ionosphère n_e est entre $10^{10}m^{-3}$ et $10^{12}m^{-3}$. Ainsi on néglige les interactions entre particules. Les particules ne sont donc soumises qu'au champ électromagnétique. "Le milieu étudié peut être vu comme un milieu presque vide, d'où l'utilisation des équations de Maxwell dans le vide." Plus exactement les interactions à courte portée (les collisions binaires coulombiennes) entre charges sont négligées. Cette hypothèse revient à comparer l'énergie cinétique à l'énergie potentielle d'interaction électrique : $e_p/e_c \ll 1$. Pour cela on doit considérer la longueur d'onde de Landau : λ_l tel que $e_p = e_c \implies \frac{3}{2}k_B T = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\lambda_l}$
On veut ainsi que la longueur d'onde de Landau soit petite devant la distance interparticulaire : $\lambda_l \ll n_e^{-1/3}$
 - On considère un plasma non relativiste : $v_e \ll c$
 - pas d'effet quantique : $\lambda_{DB} \ll n_e^{-1/3}$
 - Milieu localement neutre en absence d'onde électromagnétique.
 - On va dans un premier temps négliger le mouvement des ions devant celui des électrons, hypothèse qu'on justifiera a posteriori.
 - On ne considère pas de mouvement d'ensemble du plasma, cela conduirait à l'emploi de la magnétohydrodynamique.
- On considère une onde Électromagnétique progressive, plane, traverse ($\vec{E}_0$ orthogonale à Oz) et harmonique.

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i(\omega t - kz))$$

(bon on soulignera pas dans la suite par flemme) L'équation de Maxwell Faraday permet d'écrire :

$$\vec{B} = \frac{k}{\omega} (\vec{u}_z \times \vec{E}_0) \exp(i(\omega t - kz))$$

On considère un électron dans le plasma, il est soumis à la force de Lorentz :

$$m \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -e\vec{E} - e\vec{v} \times \vec{B}$$

- On a négligé le mouvement des ions car $M_{ion} \gg m_e$
- $\frac{F_m}{F_e} \simeq \frac{v_e B}{E} \simeq \frac{v_e}{c} \ll 1$

En écrivant $\vec{j} = -en_e \vec{v}_e$ On a :

$$\vec{j} = -i \frac{n_0 e^2}{m\omega} \vec{E} = -i\epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\omega} \vec{E} \quad \text{avec} \quad \omega_p^2 = \frac{n_0 e^2}{m\epsilon_0}$$

On définit ainsi $\gamma = -i\epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\omega}$

La conductivité est imaginaire pure. Les vecteurs $\vec{j}$ et $\vec{E}$ sont en quadrature donc la puissance volumique moyenne dissipée par effet Joule, $\langle \vec{j} \cdot \vec{E} \rangle$ est nulle.

1.2 Equation de propagation

On a écrit l'équation constitutive du milieu :

$$\vec{j} = -i\epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\omega} \vec{E} = \gamma \vec{E}$$

On écrit aussi l'équation de Maxwell -Ampère dans le milieu :

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)$$

Pas la peine de faire durer le suspense : l'astuce $\nabla \times \nabla \times$ fonctionne toujours.

On fait le calcul au tableau, le plasma est localement neutre donc $\nabla \cdot \vec{E} = 0$.

On aboutit à l'équation de propagation :

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \gamma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{0}$$

Ca ressemble à d'Alembert mais en mieux : il y a un terme en plus. Sans surprise, on pose $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}$. Ainsi,

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + i \frac{1}{c^2} \frac{\omega_p^2}{\omega} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{0}$$

On écrit plutôt ça sous la forme de l'équation de Klein-Gordon :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \frac{\omega_p^2}{c^2} \vec{E} = \vec{0}$$

En fait, ce terme va faire l'objet de toute la leçon !

Cette équation est toujours linéaire. Comme pour l'équation de d'Alembert, on cherche sa relation de dispersion en injectant des ondes planes :

1.3 Relation de dispersion

$$-k^2 + \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\omega_p^2}{c^2} = 0$$

Qu'on réarrange en :

$$k^2 = \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{c^2}$$

Vu la forme d'une OPPH, il faut que $\Re(k) > 0$ pour qu'il y ait propagation. D'où la distinction :

1.3.1 $\omega > \omega_p$:

k est réel et l'onde se propage sans atténuation.

On a vu que $\vec{j}$ et $\vec{E}$ étaient en quadrature de phase, donc en moyenne $\langle \vec{j} \cdot \vec{E} \rangle = 0$: aucune énergie n'est transmise au plasma par l'onde. L'interprétation physique de ce phénomène est que le champ oscille trop rapidement pour que les charges aient le temps de répondre.

En revanche, contrairement au cas de l'équation de d'Alembert, la relation $\omega = kc$ n'est plus vérifiée. Si l'on veut calculer la vitesse de l'onde, alors il faut factoriser dans l'argument pour faire apparaître ω/k .

Cette grandeur est appelée **vitesse de phase**, on la note $v_\phi = \frac{\omega}{k}$. calculons la ici :

$$v_\phi = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}}$$

On a v_ϕ qui dépend de ω . Dans l'équation de d'Alembert, on aurait $v_\phi = c$, mais l'ajout d'un terme dans l'équation rend cette relation obsolète. En fait, on peut généraliser avec la définition de dispersion :

La propagation est dispersive lorsque la relation de dispersion $\omega(k)$ est non linéaire en k , ou de manière équivalente, si la vitesse de groupe dépend de ω .

Remarque : la vitesse de phase est supérieure à c : la vitesse de phase ne porte aucune information.

1.3.2 $\omega < \omega_p$:

Ici, k est imaginaire pur :

$$k = \pm i \frac{\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}}{c}$$

Si on regarde ce que ça donne dans l'argument de $\vec{E}$, on voit que cela mène à un terme **d'amplitude** de $\vec{E}$.

Dans le cadre du plasma, sans apport externe d'énergie, on exclue la possibilité de l'amplification de l'onde. La propagation est alors atténuée sur une longueur caractéristique donnée par $\delta = \frac{1}{k''} = \frac{c}{\omega_p^2 - \omega^2}$. Faire un dessin. On dit que l'onde est évanescence, car elle ne se propage pas dans le milieu.

Ordre de grandeur :

Ainsi, de manière générale, la partie imaginaire de k , k' , est liée à la dispersion, et k'' à l'atténuation.

On peut voir que l'onde est réfléchie, et non pas absorbée, car $\vec{j}$ et $\vec{E}$ sont toujours en quadrature de phase.

1.4 Application : l'ionosphère

Cette sous partie est tiré de la leçon de Pascal Wang

Fréquence de coupure : Comme la densité électronique n_e est entre $10^{10}m^{-3}$ et $10^{12}m^{-3}$, on en déduit $f_p = \frac{\omega_p}{2\pi}$ entre 900kHz et 9MHz.

Communications par réflexion successives : Pour communiquer avec des satellites, on utilise des ondes au MHz. Pour communiquer avec un autre endroit de la Terre, on utilise des ondes à quelques centaines de kHz, car les réflexions successives entre l'ionosphère et la Terre permettent de s'affranchir de l'horizon optique. On peut ainsi effectuer une propagation sur 600km à 4000km la distance parcourue par saut dépend de l'onde incidente.

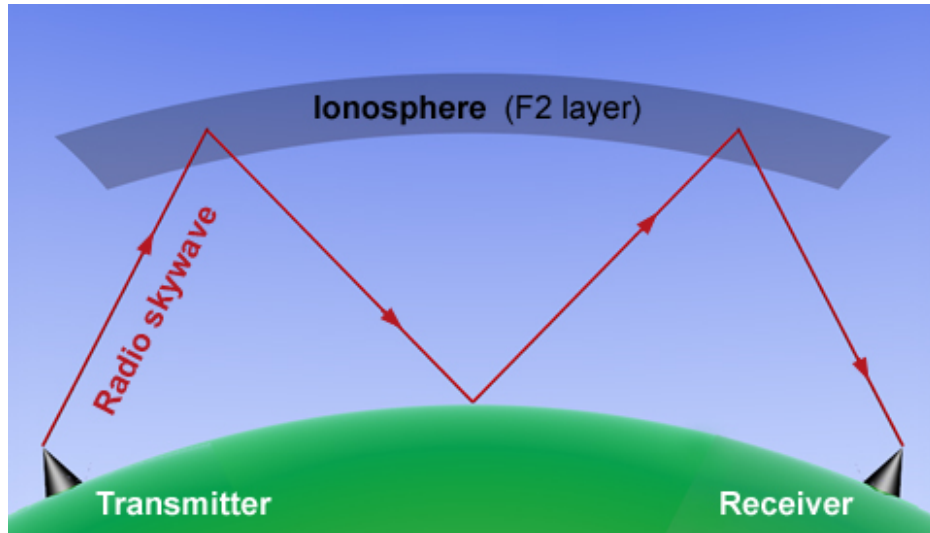


FIGURE 1 – Réflexion sur le ionosphère

L'indice optique diminue avec la densité (loi de Gladstone) donc avec l'altitude. Les rayons sont en réalité courbés, concaves..

C'est ainsi qu'a été réalisée la première ligne radio transatlantique par Marconi en 1901. C'est d'ailleurs comme ceci que la ionosphère a été découverte. Les radios grandes ondes ($f = 200$ kHz, par exemple RTL) peuvent se réfléchir sur l'ionosphère et donc parcourir de grandes distances, alors que les ondes courtes ($f = 10$ MHz, comme Radio France) ne peuvent pas car elles traversent l'ionosphère

Mesure sur l'ionosphère : On peut étudier la ionosphère en envoyant des OPPH à la verticale : à bas ω , l'onde est réfléchi et revient, et en augmentant ω on finit par atteindre ω_p et l'onde ne revient plus. On en déduit n_e , et l'altitude à l'aide du temps d'aller-retour

Communications GPS et corrections pour l'ionosphère : *La physique en applications, Carpentier.* Un récepteur GPS reçoit le signal de satellites. La traversée de l'ionosphère, de composition variable (jour/nuit), induit un retard. Le satellite envoie en fait deux signaux identiques (deux mêmes enveloppes), de fréquences porteuses différentes : 1228 et 1575 MHz. Le récepteur peut calculer le retard entre ces deux signaux, et en déduire le délai lié à la ionosphère. Application numérique dans la leçon de Valentin Dorel.

2 Application : effet tunnel

Vidéo introductive ou Quand un objet fonce dans un mur, s'il n'a pas assez d'énergie pour casser ce mur, alors il ne le traverse pas (n'en déplace à Harry Potter). Dans le cas d'une onde cela peut être plus subtil. En effet si une onde est réfléchi à la surface d'un objet, nous avons vu le chapitre sur les ondes qu'il existait sur une certaine distance δ , dans le milieu où l'onde ne peut pas propager une onde évanescence. Mais que ce passe-t-il si sur une distance plus courte que δ on place un autre milieu qui permet la propagation de l'onde. Alors, l'onde arrive à traverser le milieu qui lui est pourtant interdit. C'est l'**effet Tunnel**.

Effet tunnel avec des ondes centrimétrique

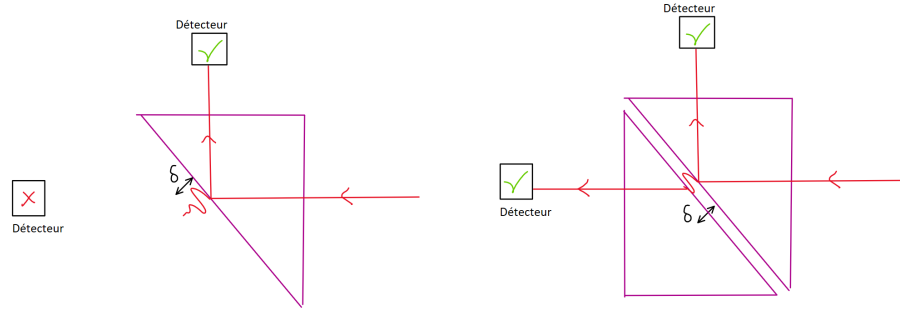


FIGURE 2 – Schéma de l'expérience

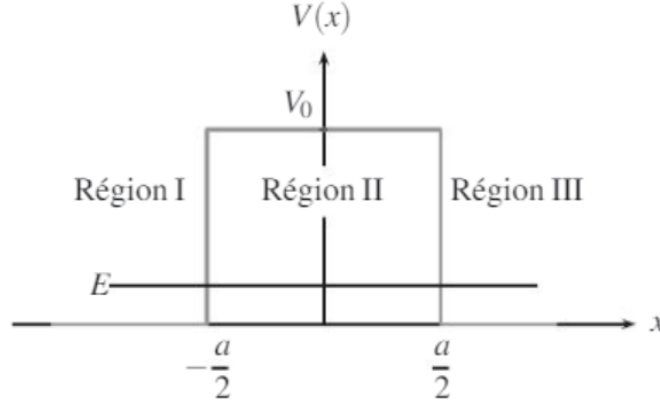


FIGURE 3 – Schéma et notations pour la barrière de potentiel.

Un des grands résultats de la mécanique quantique est la dualité onde corpuscule. Aussi, cet effet tunnel va prendre tout son ampleur avec la possibilité de faire traverser à des particules des potentiels qu'elle ne peuvent a priori pas (classiquement) traverser.

Ceci est le principe du microscope à effet tunnel qui est un des microscopes permettant de dépasser la limite de résolution optique. (mais c'est pas un microscope optique)

2.1 Marche de potentiel

Facultatif...

2.2 Barrière de potentiel

Description mathématique de la barrière figure 3 :

$$V(x) = \begin{cases} 0 & \text{pour } x < -a/2 & (\text{région I}) \\ V_0 & \text{pour } x \in [-a/2, a/2] & (\text{région II}) \\ 0 & \text{pour } x > a/2 & (\text{région III}) \end{cases}$$

On se limite au cas $0 < E < V_0$, les cas $E > V_0$ pouvant être interprétés classiquement et le cas $E = 0$ ne présentant aucun intérêt.

On écrit l'équation de Schrödinger 1D :

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + V(x)\psi(x)$$

On considère une particule que l'on décrit par une fonction d'onde. Le potentiel est indépendant du temps, on considère donc une solution à variable séparée

$\psi(x, t) = \phi(x)\chi(t)$ En injectant cette forme dans l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + V\psi$$

On en déduit que l'on peut séparer le problème en 2 (prérequis) comme on l'a fait pour le puit de potentiel infini :

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} = E\chi \quad \text{et} \quad \frac{-\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + V(x)\phi(x) = E\phi(x)$$

On s'intéresse au cas $0 < E < V_0$ On résout alors dans les trois zones :

— Zone 1 :

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} = E\phi_1(x)$$

On peut réécrire cette équation sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + k^2 \phi_1 = 0 \quad \text{avec} \quad k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$$

On sait résoudre cette équation :

$$\psi_1 = \underbrace{A_1 e^{i(kx - \omega t)}}_{\text{Propagation x croissant}} + \underbrace{B_1 e^{i(-kx - \omega t)}}_{\text{Propagation x décroissant}}$$

— Zone 2 :

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + V_0 \phi(x) = E\phi(x)$$

On peut réécrire cette équation sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - K^2 \phi_1 = 0 \quad \text{avec} \quad K = \sqrt{\frac{2m(V_0 - E)}{\hbar^2}}$$

On en déduit

$$\psi_2 = \underbrace{A_2 e^{-Kx - i\omega t} + B_2 e^{Kx - i\omega t}}_{\text{Onde évanescentes}}$$

— Zone 3 : Pareil que la zone 1 :

$$\psi_3 = \underbrace{A_3 e^{i(kx - \omega t)}}_{\text{Propagation x croissant}} + \underbrace{B_3 e^{i(-kx - \omega t)}}_{\text{Propagation x décroissant}}$$

On peut d'hors et déjà remarqué que dans notre système il n'y a rien qui vient de l'infini, aussi on sait que $B_3 = 0$

2.3 Facteur de transmission (on notera l'ironie du terme)

On s'intéresse à la possibilité pour la particule de traverser la barrière. On introduit le coefficient de transmission en amplitude $\tau = A_3/A_1$.

Relation de continuité : Comment se comporte la fonction d'onde lors d'une variation discontinue de potentiel ? La démo est un peu longue.

On se place dans le cas d'un saut de potentiel de 0 à V en $x = 0$. On intègre l'équation de Schrödinger indépendante du temps entre $x = -\epsilon$ et $x = \epsilon$:

$$\int_{-\epsilon}^{\epsilon} \frac{d^2 \phi}{dx^2} dx = \frac{d\phi}{dx} \Big|_{x=\epsilon} - \frac{d\phi}{dx} \Big|_{x=-\epsilon} = \int_{-\epsilon}^{\epsilon} dx \frac{2m}{\hbar^2} (V(x) - E)\phi(x)$$

Toutes les grandeurs sont finies, sauf $V(x)$ qui peut être infini. Lorsque $\epsilon \rightarrow 0$,

— Soit V est fini et alors l'intégrale tend vers 0, et $\frac{d\phi}{dx}$ est continue au saut de potentiel.

— Soit V est infini, et $\frac{d\phi}{dx}$ est discontinue au saut de potentiel.

Dans tous les cas, ϕ (et donc ψ) est continue au saut de potentiel. Ce calcul montre aussi que ϕ est nulle lorsque V est infini, sinon l'intégrale diverge.

Calcul dans le Perez p. 171 ou le BA devant p. 72, à l'aide des CL :

$$\tau = 4ik \frac{e^{-ikL}}{(K + ik)^2 e^{-Ka} - (K - ik)^2 e^{Ka}}$$

On définit ensuite le coefficient de transmission à l'aide des courants de probabilité :

$$T = \frac{J_i}{J_t} = \left| \frac{A_3}{A_1} \right|^2$$

Rappel :

$$J = \text{Re} \left\{ -\frac{i\hbar}{m} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \psi^* \right) \right\}$$

Ca permet d'arriver à l'expression :

$$T = \frac{1}{1 + \frac{V_0^2}{4E(V_0 - E)} \sinh^2(Ka)}$$

Remarques :

— $T > 0$: la particule peut passer !

— Pas de perte : on n'a pas fait le calcul mais $R+T = 1$ (la particule ne disparaît pas).

Distance caractéristique de pénétration : c'est la distance carac dans le sinh : $\delta = \frac{1}{K} = \frac{\hbar}{\sqrt{2m(V_0 - E)}}$

Approximation de la barrière épaisse : $a \gg \delta$ donc

$$T \approx \frac{16E(V_0 - E)}{V_0^2} e^{-2a/\delta}$$

Ordres de grandeurs :

Particule	m (kg)	V_0 (eV)	a (nm)	δ (nm)	T
Électron	10^{-30}	4	0,3	0,1	10^{-2}
Électron	10^{-30}	40	0,3	4×10^{-2}	10^{-6}
Électron	10^{-30}	4	3	0,1	10^{-20}
Proton	10^{-27}	4	0,3	4×10^{-3}	10^{-63}
Proton	10^{-27}	4	3	2×10^{-3}	10^{-628}

FIGURE 4 – Quelques ordres de grandeur.

Représentation graphique :

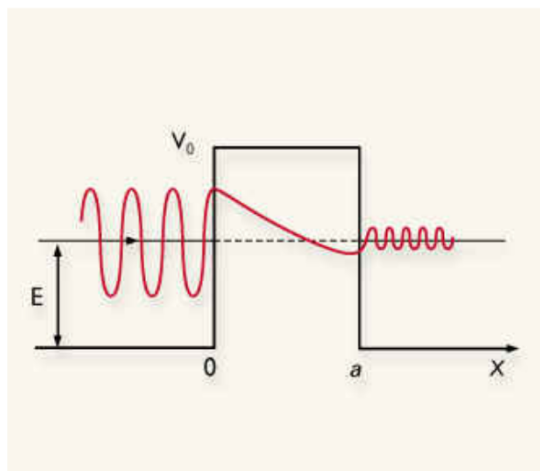


FIGURE 5 – Représentation graphique des ondes de probabilité.

2.4 Microscope à effet tunnel (il faut insister dès le tout début que c'est cela que l'on veut modéliser)

Lien Poly

Sanz PC 864 parrait il mais Scholarvox veux pas!!!

L'intègre MP Salamito page 865

Les microscopies optiques sont limitées par la diffraction donc à l'échelle de la longueur d'onde $\simeq 100nm$. On cherche à avoir une meilleure résolution. Inventé en 1984 chez IBM (PN 1986), le microscope à effet tunnel (MET) permet d'explorer les propriétés locales des métaux et semi-conducteurs à l'échelle atomique, et de les "visualiser". C'est un type de microscope à sonde locale, comme le microscope à force atomique.

Sa résolution (on va le voir) est $0.05\text{\AA}$ en vertical, $1\text{\AA}$ en latéral. On peut résoudre l'échelle atomique.

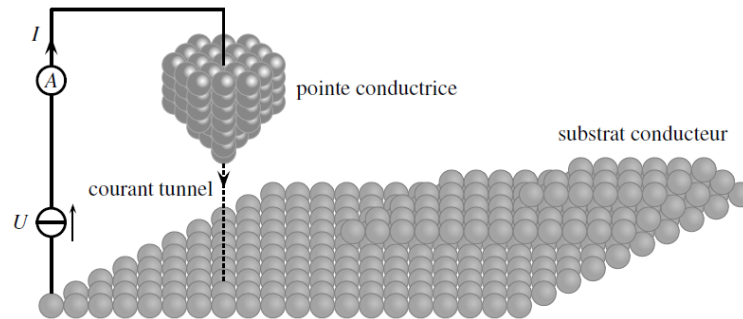


FIGURE 6 – *Microscope (J'intègre)*

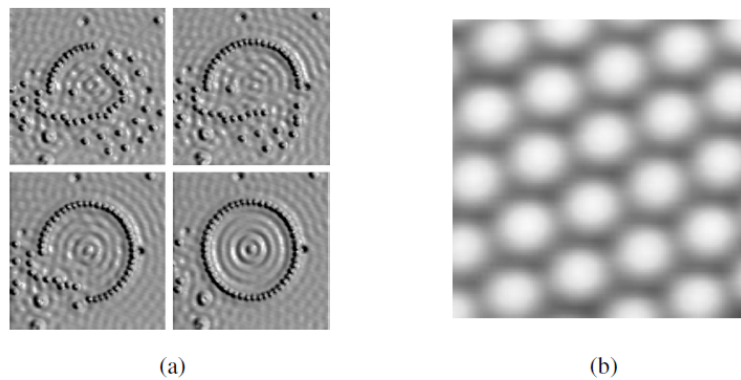


Figure 26.10 – (a) Réalisation d'un enclos d'atomes de fer pour confiner des électrons à la surface d'un échantillon de cuivre (l'image révèle clairement la nature ondulatoire des électrons). Les atomes de fer ont été déplacés par la pointe d'un microscope à effet tunnel. Cette image est une création originale d'IBM Corporation. (b) Visualisation d'atomes de silicium à la surface d'un cristal de carbure de silicium. Image réalisée à l'aide d'un microscope à effet tunnel par G. Baffou (LPPM Orsay).

FIGURE 7 – *Microscope (J'intègre)*

Une pointe métallique en tungstène, avec un seul atome au bout, reposant sur 3 atomes, s'approche de la surface métallique à imager. La pointe fait qq angstrom et s'approche à moins de $50\text{\AA}$. Lorsqu'on applique une différence de potentiel entre la pointe et la surface métallique, on observe l'apparition d'un courant $\simeq 1nA$.

Ici s'il y a un courant c'est parce qu'il y a un transfert d'électrons. Or les électrons dans le métal n'ont pas assez d'énergie pour être envoyé dans la sonde. Il sont donc face à une barrière de potentiel. Le passage d'un électron dans le métal à l'extérieur demande de l'énergie. C'est le travail d'extraction $W \simeq 4eV$. Le gaz d'électron est alors confiné dans le métal. $\delta \simeq 6.1 \times 10^{-10} m$

Si on approche une pointe alors on a un profil de marche comme en première partie. Les électrons peuvent alors

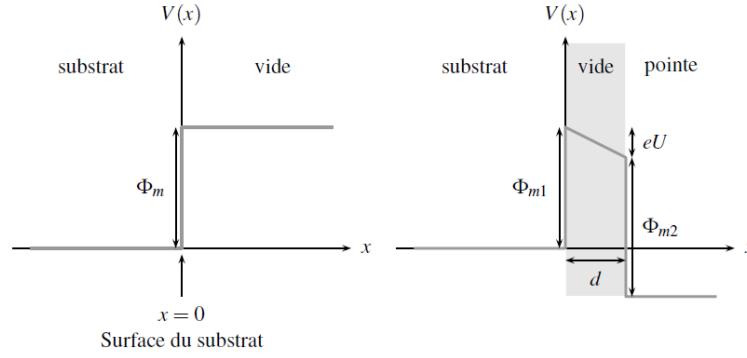


FIGURE 8 – Barrière de potentiel (*J'intègre*) à gauche c'est quand il n'y a pas la sonde, donc les électrons ne peuvent pas s'en aller d'eux même, à droite c'est avec la sonde.

transiter d'un coté à l'autre. En pratique on applique une différence de potentielle si bien que la marche de potentiel à plus la forme du schéma. On a une décroissance linéaire de eU .

Pour trouver la relation il faut généraliser le cas précédent à une barrière plus complexe. Pour cela on apprimes le profil à une barrière constitué de rectangle carré. On fait l'hypothèse qu'il n'y a pas de réflexion multiple. On a alors

$$T(x_i) = T_0 \exp(-2K(x_i)\delta x) \quad \text{avec} \quad K(x_i) = \frac{\sqrt{2m(V(x_i) - E)}}{\hbar}$$

La transmission totale est alors

$$T = \prod_{i=1}^N T(x_i) = T_0 \exp\left(-2\delta x \sum_i K(x_i)\right)$$

On passe à la limite continue :

$$T \propto \exp(-2 \int_{x_0}^{x_f} K(x) dx)$$

Bon mathématiquement c'est un peu bof (prendre $\delta < dx < \text{longueur de variation de } V$...parce qu'on avait fait l'hypothèse d'un puits large... Lebellac page 473/482 le déduit en partant des fonctions d'ondes directement.

Pour le faire plus proprement il faut faire l'approximation BKW (Brillouin-Kramers-Wentzel)

Elle consiste à suppose que a variation du potentiel sur un longueur d'onde est négligeable devant l'énergie cinétique totale, mais ici c'est n'est pas une longueur d'onde mais une longueur de pénétration. Pour le trouver, on reprend Shrodiger dans le cas indépendant du temps et on considère que K dépend de x . On cherche alors une solution de la forme $\phi = e^{i\varphi(x)}$. On injecte dans l'équation et on néglige le terme $\frac{d^2\varphi}{dx^2}$. On trouve alors

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{K(x)}} \exp\left(\pm i \int^x K(u) du\right)$$

Puis on fait le même raisonnement qu'en partie 1.

On peut en première approximation reprendre notre calcul précédent qui nous donne dans le cas d'une barrière épaisse ($d \gg 1/K$) :

$$T \approx \frac{16E(V_0 - E)}{V_0^2} e^{-2a/\delta} \propto e^{-2a/\delta}$$

On a alors

$$I \simeq I_0(U) e^{-2a/\delta}$$

I_0 dépend de U , de la densité d'électrons dans le métal (plus basse dans un semi-conducteur). A cause de la différence de potentiel U , les électrons ne peuvent circuler que du substrat vers la pointe : un électron du substrat a une énergie plus basse que le niveau de Fermi du métal et l'effet tunnel conserve l'énergie donc par le principe de Pauli, un électron ne peut passer de la pointe au substrat.

Le courant tunnel décroît exponentiellement avec la distance qui sépare la pointe de l'échantillon. Une variation d'un facteur 2 de la distance entre la pointe et la surface va donc provoquer une variation d'un facteur e^2 c'est-à-dire d'un facteur 7 environ.

Le courant varie de façon sensible lorsque d varie d'une dizaine de picomètres. Cette sensibilité est un atout du microscope à effet tunnel. Encore faut-il contrôler précisément d pour en profiter. Le STM est donc d'une grande sensibilité en courant, ce qui permet d'obtenir la résolution atomique. Il faut cependant rester prudent. Si la résolution est excellente, l'interprétation des images est toutefois plus compliquée que celle des autres microscopies dans lesquelles l'image est une image « topographique » de l'échantillon. Remarque de la leçon de pascal : *Étant basée sur la mécanique quantique, il faut être conscient qu'on accède à la probabilité de présence des électrons et non à leur place « réelle ».* Il faut donc faire attention aux abus de langage employés quotidiennement : on ne « voit » pas les atomes !

La pointe très fine, approche à moins de 1nm du substrat, contrôler les déplacements à moins de 0.01 nm près avec des quartz piézoélectriques (Pierre Curie, tension électrique implique déformation mécanique, effet réversible). il faut éliminer les vibrations parasites (le plus challenging : ils ont essayé de la lévitation supraconductrice, amortissement par courant de Foucault). On peut jouer sur cinq degrés de liberté (I, U, x, y, z). Généralement, on applique U1mV et 1nA. Limite : vibrations, fluctuations du courant ou de la chaîne d'amplification, non uniformité des potentiels.

Différentes techniques

- Topographie : on maintient U constant et on asservit pour maintenir I constant (donc d constant) en bougeant verticalement. On suit en fait les niveaux isodensité électroniques (ou équipotentielles électriques). Un avantage du MET est qu'il est non destructif (pas de laser). A l'air ou dans l'eau, on peut déterminer des structures biologiques (ADN, virus) sans les tuer. Les topographies sont aussi précieuses dans l'étude des matériaux à structure lamellaire. Elles permettent d'étudier des cinétiques : en faisant plusieurs topographies successives de la même zone et en les comparant, on peut déterminer les sites où des atomes ont été absorbés, désorbés, et ceux où ils ont migré (diffusion de surface) Si cette diffusion est rapide, ces mouvements apparaissent comme un bruit sur la somme des signaux des mesures successives.
- Spectroscopie. $A(x, y)$ fixé, on enregistre I en fonction de la distance d entre la pointe et la surface pour mesurer le travail d'extraction local ϕ_m , ce qui permet d'identifier la nature chimique du substrat. En effet, si la valeur de I est une fonction linéaire de V , I varie avec d comme $\exp(-(B\sqrt{\phi_m})d)$ d'où on tire $\sqrt{\phi_m}$. Ceci se produit pour d assez grand (plus de 10 Å et pour V assez petit. En faisant varier X et Y , on peut réaliser une topographie de ϕ_m , regarder ses variations. video

2.5 Sélectivité et limite

2.5.1 Résolution verticale

Cela correspond à l'incertitude sur d . On se demande si le courant va beaucoup être modifié par une variation de 10 pm. On différentie la relation donnant l'intensité :

$$\frac{dI}{I} = -\frac{2d(d)}{\delta}$$

On a donc :

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{2\Delta d}{\delta} = 0.03$$

Donc on a une variation de 3% d'intensité si la pointe bouge de 10pm. Si on sait déterminer une variation d'intensité de 3% alors on peut déterminer une hauteur de 10pm. Une autre manière de le voir : Si par exemple on se donne comme critère que pour déterminer une variation de position il faut que $I'/I = 0.97$ Alors on a :

$$0.97 = e^{-2\frac{l'-l}{\delta}}$$

Aussi on peut déterminer une variation de hauteur de $l' - l = -\frac{\delta}{2} \ln(0.97) = 1.0 \times 10^{-11} \text{ m}$

2.5.2 Résolution latérale

Il faut que la tige soit la plus fine possible, en effet, sinon on est pas précis. Ensuite on voit que les atomes voisins vont interagir. Aussi on aura une précision de l'ordre de l'angström.

La distance typique de la tige à la surface est $d \in [4, 7] \text{ Å}$. On sort le code : Il correspond à comparer quand la pointe est au dessus d'un atome à quand elle est entre les atomes. De la sorte que si la variation d'intensité est suffisante on peut les séparer. On trouve une valeur de L avec les curseurs.

En pratique, on arrive à fabriquer des pointes de tungstène avec un seul atome au bout ! Mais la durée de vie d'une telle pointe est de quelques heures d'utilisation...

3 Question du jury

- Comment obtenir un ODG de l'intensité du champ électrique dans la ionosphère ?
 -
- Pourquoi on n'a pas un terme de frottement fluide dans le PFD a un électron (comme dans les métaux) ?
 - On a supposé le plasma dilué
 - Dans un métal c'est moins dilué et les frottement fluide viennent de l'interaction avec le réseau
- Qu'est-ce qu'il change si on ne considère plus un électron mais une particule fluide ?
 - Il faut un terme de dérivé convective et moyenné la force de Lorentz sur la particule fluide
- Faire un ODG de l'accélération convective.
 - $m_e n k v^2 \simeq ?$
- Effet tunnel quantique : Sur la marche de potentiel : Pourquoi Schrodinger stationnaire ? Comment on le retrouve ?
- Sur la barrière de potentiel : Il y a 5 inconnus et 4 CL, alors comment on fait pour résoudre le problème.
 - On considère qu'on connaît l'amplitude de l'onde incidente
- Est ce qu'on peut prendre n'importe quoi ?
- Comment on définit j (le courant de probabilité) en une phrase a des élèves ?
- C'est quoi sa définition ?
- Et pour un humain, est ce qu'il peut passer par la porte par effet tunnel ?
- Sur le microscope à effet tunnel : Comment on fait pour savoir et contrôler la distance pointe/surface avec précision ?
- Des questions sur les ordres de grandeurs du travail d'extraction, la barrière de potentiel pour le microscope, que j'avais pas eu le temps de détailler pendant la présentation.