

Titre : Effet tunnel

Présentée par : Margot LEPAGNOL

Rapport écrit par : Julie SEGUIN

Correcteur : Jean HARE

Date : 22/02/21

Bibliographie		
Titre	Auteurs	Éditeur
Poly Mécanique Quantique	Jean Hare	
Tout en un PC/PC*		Dunod
Mécanique Quantique	Basdevant et Dalibard	
Site internet Tout est Quantique		
Site INSP		
Wikipédia Microscope à effet tunnel		

Plan détaillé

Niveau choisi pour la leçon : CPGE

Pré-requis : • Fonctions d'onde

- Equation de Schrödinger
- Puits de potentiel
- Physique nucléaire, radioactivité

Plan :

Introduction

Dans le cas du puits de potentiel, on a pu mettre en évidence la pénétration de la fonction d'onde sous forme d'une onde évanescence, dans les régions interdites au sens classique. Mais que se passe-t-il si la zone interdite est relativement fine ?

Vidéo : Tout est quantique

→ Si la zone interdite diminue, la particule a une probabilité non nulle de passer. C'est ce qu'on appelle l'effet tunnel.

1. Barrière de potentiel

1.1 Présentation du problème

Photo tableau

$$V(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } x < 0 & \textcircled{1} \\ V_0 & \text{si } 0 \leq x \leq a & \textcircled{2} \\ 0 & \text{si } a < x & \textcircled{3} \end{cases}$$

En mécanique classique :

- si $E > V_0$, la particule passe,
- si $E < V_0$, la particule ne passe pas, rebondit et rebrousse chemin.

En mécanique quantique, si $E < V_0$, il y a une probabilité de présence non nulle dans la barrière.

Objectif : établir la probabilité de transmission et de réflexion.

On se restreint donc au cas $E \leq V_0$.

1.2 Fonction d'onde

On cherche les **états stationnaires**, çàd des solutions de la forme :

$$\psi(x, t) = \phi(x) \exp(-i\omega t)$$

Où $\phi(x)$ est solution de l'équation de Schrödinger stationnaire.

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\phi}{dx^2} + V(x)\phi(x) = E\phi(x)$$

Dans $\textcircled{1}$ et $\textcircled{3}$:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\phi}{dx^2} = E\phi(x)$$

Dans $\textcircled{2}$:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\phi}{dx^2} + (V_0 - E)\phi(x) = 0$$

On pose

$$k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar} \quad \text{et} \quad k' = \frac{\sqrt{2m(V_0-E)}}{\hbar}$$

D'où :

$$\begin{aligned} \phi''(x) + k^2\phi(x) &= 0 & \text{dans } \textcircled{1} \text{ et } \textcircled{3} \\ \phi''(x) - k'^2\phi(x) &= 0 & \text{dans } \textcircled{2} \end{aligned}$$

• Solutions :

$$\phi_1(x) = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx} \quad \text{dans } \textcircled{1}$$

$$\phi_2(x) = C e^{k'x} + D e^{-k'x} \quad \text{dans } \textcircled{2}$$

$$\phi_3(x) = A_3 e^{ikx} + B_3 e^{-ikx} \quad \text{dans } \textcircled{3}$$

On suppose qu'il n'y a aucune source émettant des particules quantiques de $+\infty$ vers la barrière $\Rightarrow B_3 = 0$.

• Conditions de raccordement :

$\rightarrow \phi(x)$ est continue en $x = 0$:

$$\phi_1(0) = \phi_2(0) \quad \Rightarrow \quad A_1 + B_1 = C + D$$

$\rightarrow \phi(x)$ est continue en $x = a$:

$$\phi_2(a) = \phi_3(a) \quad \Rightarrow \quad C e^{k'a} + D e^{-k'a} = A_3 e^{ika}$$

$\rightarrow \phi'(x)$ est continue en $x = 0$:

$$\phi_1'(0) = \phi_2'(0) \quad \Rightarrow \quad ik(A_1 - B_1) = k'(C - D)$$

$\rightarrow \phi'(x)$ est continue en $x = a$:

$$\phi_2'(a) = \phi_3'(a) \quad \Rightarrow \quad k'(C e^{k'a} - D e^{-k'a}) = ik A_3 e^{ika}$$

- On introduit les coefficients de réflexion $r = \frac{B_1}{A_1}$ et de transmission $t = \frac{A_3}{A_1}$

On exprime t et r en fonction des variables du problème et on obtient (calculs sur slides):

$$t = \frac{\xi - \frac{1}{\xi}}{\xi e^{k'a} - \frac{1}{\xi} e^{-k'a}} \quad \text{et} \quad r = \frac{e^{k'a} - e^{-k'a}}{\xi e^{k'a} - \frac{1}{\xi} e^{-k'a}}$$

Slides de Démonstration

- On pose : $\alpha = \frac{C}{A_1}$, $\beta = \frac{D}{A_1}$, $q = \frac{k}{ik'}$, d'où le système d'équations :

Continuité de la fonction d'onde :

$$(*) \quad 1 + r = \alpha + \beta$$

$$(*) \quad t = \alpha e^{k'a} + \beta e^{-k'a}$$

Continuité de la dérivée :

$$(**) \quad q(1 - r) = \alpha - \beta$$

$$(**) \quad qt = \alpha e^{k'a} - \beta e^{-k'a}$$

- On obtient les matrices suivantes :

Avec (*) et (**):

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 \\ q & -q \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 \\ r \end{vmatrix} = \underbrace{\begin{vmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{vmatrix}}_M \begin{vmatrix} \alpha \\ \beta \end{vmatrix}$$

Avec (*) et (**):

$$\begin{vmatrix} t \\ qt \end{vmatrix} = \underbrace{\begin{vmatrix} e^{k'a} & e^{-k'a} \\ e^{k'a} & -e^{-k'a} \end{vmatrix}}_N \begin{vmatrix} \alpha \\ \beta \end{vmatrix}$$

- En utilisant l'inverse des matrices M et N, on isole deux expressions de la matrice en α et β qui sont donc égales, d'où :

$$(1+q) + (1-q)r = t e^{-k'a} (1+q)$$

$$(1-q) + (1+q)r = t e^{k'a} (1-q)$$

- On pose $\xi = \frac{q-1}{q+1}$ et on en tire les expressions de r et t :

$$t = \frac{\xi - \frac{1}{\xi}}{\xi e^{k'a} - \frac{1}{\xi} e^{-k'a}}$$

$$r = \frac{e^{k'a} - e^{-k'a}}{\xi e^{k'a} - \frac{1}{\xi} e^{-k'a}}$$

Le calcul présenté ci-dessus n'a de réel intérêt que si on explique la signification physique de ξ

Commentaires :

Si $a \rightarrow 0$ alors $e^{ik'a} \rightarrow 1$ donc $t \rightarrow 1$ et $r \rightarrow 0 \Rightarrow$ absence de barrière.

Si $a \rightarrow +\infty$ alors $e^{ik'a} \rightarrow \infty$ et donc $t \rightarrow 1$ et $r \rightarrow \xi \Rightarrow$ simple marche de potentiel.

Commenter aussi le comportement de r et t en fonction des valeurs relatives de E et de $V_0 - E$

1.3 Probabilité de transmission et de réflexion

Définition : Courant de probabilité

$$\vec{J}(x, t) = \frac{\hbar}{2m} \left(\psi^* \frac{d\psi}{dx} - \psi \frac{d\psi^*}{dx} \right) \vec{u}_x$$

Et :

Onde incidente : $\psi_i(x, t) = A_1 \exp(i(kx - \omega t))$

Onde réfléchie : $\psi_r(x, t) = B_1 \exp(i(-kx - \omega t))$

Onde transmise : $\psi_t(x, t) = A_3 \exp(i(kx - \omega t))$

• Vecteurs densités de courant de probabilité :

$$\begin{aligned} \vec{J}_i &= \frac{\hbar k}{m} |\psi_i(x, t)|^2 = |A_1|^2 \frac{\hbar k}{m} \\ \vec{J}_r &= \frac{\hbar k}{m} |\psi_r(x, t)|^2 = |B_1|^2 \frac{\hbar k}{m} \\ \vec{J}_t &= \frac{\hbar k}{m} |\psi_t(x, t)|^2 = |A_3|^2 \frac{\hbar k}{m} \end{aligned}$$

Il n'est pas évident du tout que le courant total de la zone ① soit la somme des courants des ondes incidente et réfléchie : il pourrait a priori y avoir des termes croisés et c'est notamment le cas dans la barrière. Il serait donc *essentiel* de le monter autant pour la zone ① que ②.

Du coup il serait aussi intéressant de calculer J dans la barrière.

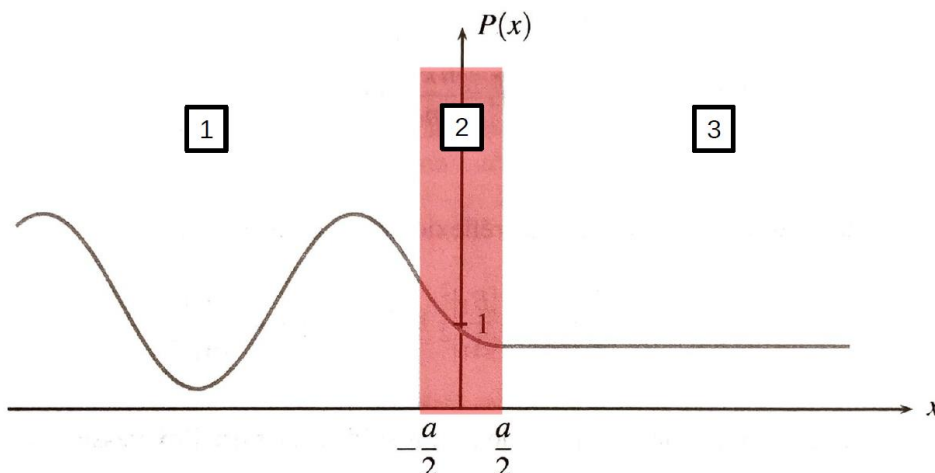
Ces calculs ont été fait dans leçon, il est fâcheux qu'ils ne soient pas resitués ici ! (voit poly de JH).

• Probabilité de réflexion : $R = \frac{\|\vec{J}_r\|}{\|\vec{J}_i\|} = |r|^2$

Probabilité de transmission : $T = \frac{\|\vec{J}_t\|}{\|\vec{J}_i\|} = |t|^2$

Il manque ABSOLUMENT la forme générale de T avec le $\sinh(k'a)^2$

Densité de probabilité de présence

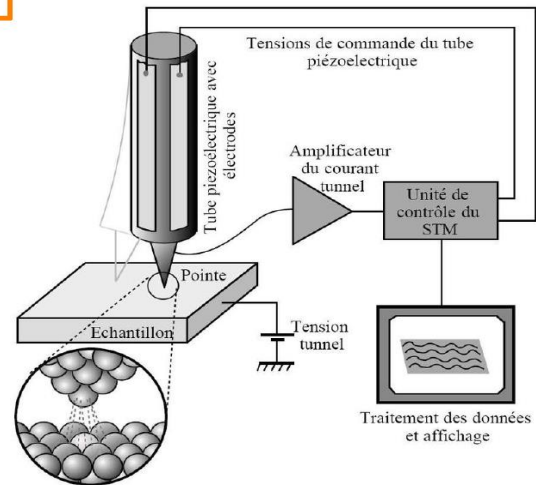
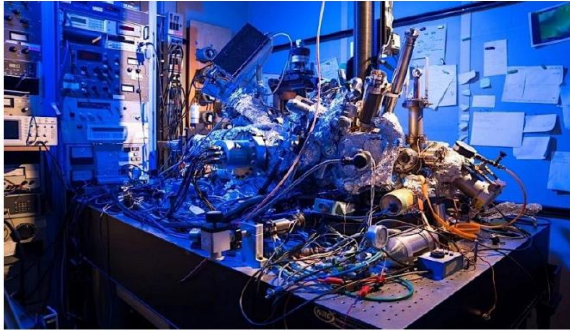


Si $T \neq 0$, alors une particule quantique a une probabilité non nulle de traverser la barrière !

2. Microscope à effet tunnel

Histoire : G. Binning et H. Rohrer en 1984 à Zurich (IBM) → Prix Nobel en 1986

Microscope à effet tunnel



2.1 Approximation d'une barrière épaisse

Cette approximation soit **IMPÉRATIVEMENT** être introduite dans la partie précédente, car elle n'est pas propre au STM, et ce dernier introduit d'autres approximations, dont le passage à 3D

Dans la zone ② (= dans la barrière), la densité de probabilité décroît sur une distance caractéristique

$$\delta = \frac{1}{k'} \quad (\text{onde évanescence})$$

Cas particulier : barrière épaisse $a \gg \delta$

On peut alors écrire (**non justifié**)

$$T \sim \frac{16E(V_0 - E)}{V_0^2} \exp\left(-\frac{2a}{\delta}\right)$$

Décroissance exponentielle de $T \rightarrow$ onde évanescence dans la barrière. **Ça on le savait déjà !**

2.2 Fonctionnement

Explication orale rapide du principe du microscope à effet tunnel.

On note :

I_t le courant tunnel

ϕ l'énergie minimale à fournir pour passer la barrière (pour passer du matériau à la sonde) aussi appelé travail d'extraction

On a alors avec l'approximation d'une barrière épaisse

$$I_t \sim T \sim \exp\left(-\frac{2a}{\delta}\right)$$

Avec :

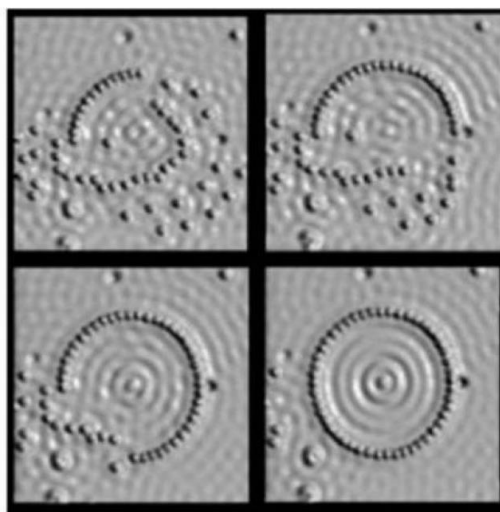
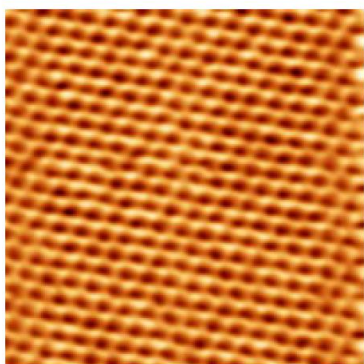
$$\delta = \frac{\hbar}{\sqrt{2m\phi}} \quad \text{pas très clair}$$

• Topographie : On maintient constant le courant tunnel en maintenant constante la distance pointe-échantillon grâce à une boucle de rétroaction. La position de la pointe (**fournie par la lecture du**

signal de correction appliqué à l'actuateur piézoélectrique) permet de remonter à la structure en surface de l'échantillon.

- Déplacement d'atomes : Si on approche fortement la pointe de certains atomes, on peut les attirer et les soulever puis les déplacer.

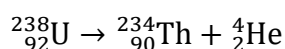
Utilisations du microscope



- OdG : position de la pointe précise au Å près (matériaux piézoélectriques).
courant tunnel $\sim nA$ au pA (nécessité d'un très bon amplificateur de courant).

3. Radioactivité alpha

Rappel : émission par un noyau instable d'une particule α (noyau hélium) particulièrement stable.
Exemple :



- Approche expérimentale :

Radioactivité alpha : approche expérimentale

Noyau	Demi-vie $\tau_{1/2}$ (s)	E (MeV)	Noyau	Demi-vie $\tau_{1/2}$ (s)	E (MeV)
${}_{83}^{212}\text{Bi}$	$4,0 \times 10^{-4}$	6,2	${}_{88}^{226}\text{Ra}$	$5,4 \times 10^{10}$	4,9
${}_{84}^{212}\text{Po}$	$3,0 \times 10^{-7}$	9,0	${}_{90}^{232}\text{Th}$	$4,4 \times 10^{17}$	4,0
${}_{85}^{215}\text{At}$	$1,0 \times 10^{-4}$	8,1	${}_{92}^{236}\text{U}$	$7,2 \times 10^{14}$	4,4
${}_{86}^{222}\text{Ra}$	$3,3 \times 10^5$	5,6	${}_{96}^{242}\text{Cm}$	$1,4 \times 10^7$	6,2

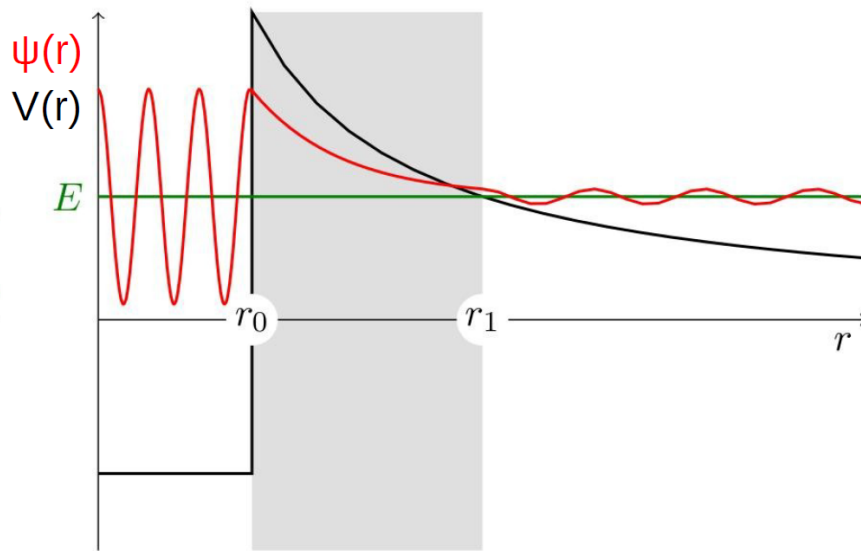
En 1911, Geiger et Nuttall on établit une loi empirique (A et B sont deux constantes)

$$\ln(\tau_{1/2}) = A + \frac{B}{\sqrt{E}}$$

• Approche théorique :

La particule α émise est préformée dans le noyau et soumise à une barrière de potentiel (i.e. énergie à fournir pour échapper à l'interaction forte qui tend à la confiner pour $r > r_0$).

Radioactivité alpha : approche théorique



En $r = r_1$, l'énergie cinétique de la particule est nulle (et donc $E = V$). $|r - r_0|$

La probabilité de passage par effet tunnel est (généralisation de la formule de T de l'approximation de la barrière épaisse avec $k' = k'(r)$) :

$$T \propto \exp\left(-2 \int_{r_0}^{r_1} k'(r) dr\right) = \exp(-2I(r_0, r_1))$$

où

$$k'(r) = \frac{\sqrt{2m_\alpha(V(r) - E)}}{\hbar}$$

Et pour $r > r_0$, $V(r)$ est le potentiel coulombien tel que :

$$V(r) = \frac{q^2 Z_\alpha Z_f}{4\pi\epsilon_0 r}$$

avec $Z_\alpha = 2$ le numéro atomique de la particule α

Z_f le numéro atomique du noyau fils

Donc on a (avec $E = V(r_1)$ et $C = \frac{q^2 Z_\alpha Z_f}{4\pi\epsilon_0}$) :

$$I(r_0, r_1) = \int_{r_0}^{r_1} k'(r) dr = \int_{r_0}^{r_1} \sqrt{\frac{2m_\alpha}{\hbar^2} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1}\right) \times \frac{q^2 Z_\alpha Z_f}{4\pi\epsilon_0}} dr$$

Après calcul on obtient,

en notant $E_0 = \frac{m_e \left(\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2}{2\hbar^2}$ l'énergie caractéristique de l'atome d'hydrogène :

$$I(r_0, r_1) = \pi Z_f \sqrt{\frac{2m_\alpha}{m_e r_1^2}} \sqrt{\frac{E_0}{E}}$$

Temps de demi-vie (modèle statistique):

$$\tau_{1/2} = \frac{\ln(2)}{T} \quad (\text{équation PAS HOMOGENE !!})$$

Il faut faire intervenir un temps caractéristique de récurrence, qui dans un modèle semi-classique, est de l'ordre de grandeur des fréquences de Bohr du système.

Alors avec ce que l'on a calculé précédemment on obtient

$$\ln(\tau_{1/2}) = \ln(\ln(2)) + (2\pi Z_f \sqrt{\frac{2m_\alpha}{m_e r_1^2}} \sqrt{\frac{E_0}{E}} + cste)$$

Le $\ln(\ln(2))$, compte rendu de ce qui précède et aussi parce que l'on a ignoré le facteur $\frac{16E(V_0-E)}{V_0^2}$, n'a strictement aucun sens. L'idée de base est que l'on cache dans la constante A tout ce que l'on ne connaît pas mais qui varie lentement par rapport à l'exponentielle

Ce qui confirme le modèle expérimental de 1911 (pour des Z_f pas trop différents,)

$$\ln(\tau_{1/2}) = A + \frac{B}{\sqrt{E}}$$

Conclusion

Recap oral de la leçon

Questions posées par l'enseignant (avec réponses)

(l'étudiant liste les questions posées, ainsi que les réponses données par l'enseignant. Si certaines réponses manquent, l'enseignant pourra compléter le document)

- Préciser : « on utilise le formalisme stationnaire » et un peu plus tard « stationnaire car le potentiel est continu dans chacune des zones ». Quelles sont les hypothèses pour utiliser le « formalisme » stationnaire ?

→ ~~Formalisme~~ États stationnaires pour simplifier Schrödinger et séparer les variables x et t .

- Quel rôle joue la continuité du potentiel dans le stationnaire ?

→ Permet surtout d'utiliser la continuité de la fonction d'onde. **Aucun rapport ! La continuité de la fonction d'onde ne dépend pas du caractère stationnaire, elle est vérifiée dans tous les cas (sinon on tombe sur une contradiction ;**

- Pour étudier ce problème on aurait pu observer que la barrière est symétrique et chercher des états pairs et impairs ? Est-ce envisageable ? → Ça pourrait peut-être simplifier les calculs.

- Ça les simplifiait dans le puits de potentiel ?

→ Je ne suis pas certaine que ça simplifiait mais ça doit être faisable.

- On avait des calculs matriciels pour le puits de potentiel ? → On peut.

- Si on prend l'approche « pair/impair » qu'est-ce qu'on va trouver ? On trouvera d'autres solutions ? → Oui on peut, on aurait pu.

- Vous avez pris le cas d'une particule qui vient de l'infini à gauche, ce qui rompt la symétrie du problème. Est-ce qu'on pourrait retrouver la symétrie dans votre problème ? Est-ce qu'on peut faire le calcul général et ré atterrir sur le cas particulier ?

→ Oui je pense mais je ne l'ai pas travaillé. La réponse est oui. Calcul un peu plus simple peut être.

Toutes les questions ci-dessus appellent une réponse positive ! Si on abandonne (provisoirement) le modèle « diffusif » dans lequel la particule vient de la gauche. On peut chercher des états pairs et impairs (qui feront apparaître dans la barrière un cosh ou un sinh -- selon la parité -- au lieu d'un exp). Comme on a des états libres ($E > \lim_{x \rightarrow \pm\infty} V(x)$) les solutions hors de la barrière sont des exponentielles complexes oscillantes et on a donc plus de condition aux limites à l'infini. Contrairement aux états liés du puits de potentiel, on a alors un sev de solutions de dimension 2, ce qui signifie que pour chaque valeur de $E \in]0, V_0[$ on a exactement deux états stationnaires, l'un pair, l'autre impair. On peut enfin chercher une combinaison linéaire de ces deux états qui élimine l'onde incidente vers les x décroissants dans la zone 3, pour se ramener au cas étudié ici. Le calcul est légèrement plus simple, pas besoin de matrices, mais interprétation physique moins claire.

- Vous avez introduit q puis ξ ... Vous avez dit r tend vers ξ et c'est ce qu'on attendait. Vous pouvez préciser ?

C'est effectivement la valeur du coefficient de réflexion en amplitude qu'on trouve dans le cas de la marche de potentiel, avec des calculs similaires mais notablement plus simples puisque il n'y a alors que 2 zones.

- Vous pouvez le justifier (sans calcul) ? Ce n'est pas trivial... Interprétation physique de cette forme-là dans le cas de la marche de potentiel ? $1/\xi$ simplifié non ?

En réalité on peut utiliser la forme la plus générale de coefficients de Fresnel sur une interface, de la

forme $r_{12} = \frac{\psi'_1 \psi_2}{\psi_1 \psi'_2}$ et $t_{12} = \frac{2\psi'_1}{\psi_1 + \psi'_2}$, pour des ondes oscillantes comme évanescentes

ici on a immédiatement $\xi = r_{12} = \frac{ik - (-k')}{ki + (-k')} = \frac{k - ik'}{k + ik'}$ unimodulaire et donc $\frac{1}{\xi} = \xi^*$

- Interprétation physique, dénominateur commun à r et t ? ????
- Dans le courant J_2 k' devient un k à la fin... (~~erreur de notation au tableau~~ non je crois que c'était correct, seulement non justifié ni explicité) Pourquoi le truc avec les C et D ça devient constant ? Physiquement parlant pourquoi on s'y attend ?

Le caractère constant (dans le calcul de J_2) vient de ce que leur seul terme qui continue est celui qui fait intervenir le produit croisé de l'onde évanescente avec l'onde croissante, ce qui élimine la dépendance en x

Le courant dans la barrière peut-il être non constant si on prend une autre forme de barrière comme celui de la radioactivité alpha ? Bien sûr que non en vertu de ce qui suit

- C'est quoi l'équation de conservation de la probabilité ?

→ Non J est constant partout dans la barrière tant que l'on étudie une ~~e-onde~~ ETAT stationnaire (ici l'onde, n'est nulle part une « onde stationnaire, mais la densité de pbté est, elle, stationnaire)

$$\frac{\partial |\psi|^2}{\partial t} + \text{div}(\vec{J}) = 0 \text{ devient pour un état stationnaire et à 1D } \frac{dJ}{dx} = 0$$

- Vous avez dit pour le microscope « on applique une différence de potentiel qui permet aux électrons de se déplacer ». Où est la barrière de potentiel ? (le vide) Quelle est la différence avec la conduction ? Dessin par-dessus le schéma ?

- Pourquoi le potentiel n'est pas symétrique ?

→ La différence de potentiel électrique crée une différence d'énergie potentielle qui varie avec cette différence de potentiel.

En fait la barrière est de forme triangulaire, var la ddp y introduit un terme linéaire en x .

- Quelle est la méthode qui permet concrètement d'établir la topographie d'un échantillon ? Dans la boucle d'asservissement on essaye de fixer une grandeur sur une autre...

→ ~~On déplace la pointe en fonction de la topographie.~~ On asservit le courant pour qu'il soit constant. En conséquence on garde une distance constante (asservissement de la position), en obtenant l'altitude on aura la topographie.

Oui, mais non, car la seule présence d'un asservissement ne donne pas accès à la valeur effective de la hauteur, laquelle n'a d'ailleurs aucun d'intérêt si ce que l'on veut c'est la topographie. C'est un principe général : quand on utilise un asservissement pour garder un paramètre constant alors que l'on fait varier un autre, une partie essentielle de l'information est donnée par le signal de correction appliqué. Ici il faut lire la tension appliquée au piézo.

Commentaires lors de la correction de la leçon

(l'étudiant note les commentaires relatifs au contenu de la leçon : niveau, sujets abordés, enchaînement, réponses aux questions, etc. L'enseignant relit, et rectifie si besoin)

Que l'on fasse ou non le calcul détaillé, il faut absolument mettre la formule avec le \sinh^2 : vous avez bien rendu le calcul dégueu que personne ne met d'habitude, c'était assez clair mais il ne faut pas omettre la formule de \sinh^2 .

Je ne sais pas s'il faut le mettre ce gros calcul après.

Ne pas dire que le microscope à effet tunnel c'est complexe. Parfois ce n'est pas énorme ça dépend de ce qu'on en fait.

Il faut faire attention à ne pas dire « la différence de potentiel permet aux électrons de se déplacer et donc il y a effet tunnel » dans ce cas on ne voit pas trop la différence avec la conduction et où réside vraiment le passage de la barrière de potentiel.

On n'utilise pas l'or car il est trop mou mais on utilise le Tungstène.

Pour la radioactivité pas besoin de montrer le calcul de l'intégrale : une fois que l'on a bien vu que l'on intègre entre les deux points de rebroussement et que cela dépend peu du r_0 mal connu, on peut parachuter le résultat du calcul.

Les noyaux cités dans le tableau ou dans la figure sont tous des Z_f similaires, ce qui permet – en première approximation – d'ignorer la dépendance en Z_f . Pour plus de généralité on faut dire que le terme en $1/\sqrt{E}$ est en fait en Z_f/\sqrt{E} , et ça fonctionne plutôt bien pour tous les noyaux relativement lourds.

Vous avez bien géré niveau timing, tout à fait raisonnable si vous bouchez les petits trous de sens que je vous ai cités.

Oui les jurys râlent en disant qu'ils voient toujours les mêmes choses ; mais si vous ne les faites pas ils vont vous tomber dessus, donc on n'a guère le choix. En dire plus sur la radioactivité α me semble compliqué, et limite hors sujet. On pourrait en dire plus sur effet tunnel (vidéo tout est quantique) etc... mais niveau timing ça devient compliqué et les interprétations théoriques deviennent trop élaborées pour l'agreg (et pour nous). La seule chose qu'on pourrait utilement ajouter sur le STM serait sur le mode spectroscopique et la dépendance du courant avec la tension, si du moins vous êtes à l'aide avec la statistique de Fermi et le niveau du même nom.

Partie réservée au correcteur

Avis général sur la leçon (plan, contenu, etc.) :

Plan et sujets traités globalement satisfaisants, mais il manque parfois quelques explications, et surtout l'expression de T en fonction de $\sinh^2(k'a)$ et la discussion de l'approximation de barrière épaisse au bon endroit

Voir les commentaires en Times bleu (et rouge) dans le CR .

Notions fondamentales à aborder, secondaires, délicates :

Le choix de présenter le calcul de T n'a réellement de sens que si on l'exploite à fond, notamment dans l'interprétation du rôle de $r_{12} \equiv \xi$ et surtout le calcul du courant dans la barrière.

Si on est à l'aise avec la théorie des bandes (th. De Bloch) et le modèle des liaisons fortes, on peut expliquer que l'effet tunnel entre les sites atomiques adjacents...

Il serait intéressant de faire le lien (sans calcul) avec la réflexion totale interne frustrée (FTIR) parfois appelée « effet tunnel optique » (ce qui est un contre-sens historique)...

On peut ouvrir sur tous les microscopes à sonde locale auxquels le STM a donné naissance, et notamment le SNOM.

Expériences possibles (en particulier pour l'agrégation docteur) :

Peut-être la démonstration de la FTIR avec les ondes cm et les prismes de paraffine, mais pas sûr que l'on puisse rendre cela quantitatif.

Pas d'autre idée convaincante.

Je ne sais pas si l'achat et l'exploitation d'un STM de poche apporterait quelque chose d'utilisable en leçon.

Bibliographie conseillée :

L'effet tunnel est traité dans absolument tous les livres de MQ.

Je rappelle avec insistance le grand danger qu'il y a à utiliser le « Tout en un » pour la mécanique quantique, tant il contient d'erreurs ou d'approximations effarantes !

Il faudrait trouver un document contenant les bases du STM en 10-15 pages, mais je ne l'ai pas trouvé.