

LP39 – EFFET TUNNEL

6 février 2015

*"Ne meurs pas Shrek ! Si tu vois un long tunnel, surtout
t'approche pas de la lumière !"*

Guillaume BERTHET & Bastien GUIGUE

L'ÂNE

Niveau : L3

Commentaires du jury

2011,2012,2013 : Dans le traitement de l'effet tunnel, les candidats perdent souvent trop de temps dans les calculs. Le jury invite les candidats à réfléchir à une présentation à la fois complète et concise sans oublier les commentaires physiques relatifs à la dérivation de la probabilité de transmission. Certains candidats choisissent d'aborder le cas de la désintégration alpha mais ne détaillent malheureusement pas le lien entre la probabilité de traversée d'une barrière et la durée de demi-vie de l'élément considéré. La justification des conditions aux limites est essentielle ! Le microscope à effet tunnel peut être un bon exemple d'application s'il est analysé avec soin (hauteur de la barrière, origine de la résolution transverse, . . .).

Bibliographie

- ♣ *Physique des électrons dans les solides II*, **Henri Alloul** → Effet Josephson
- ♣ *Introduction to solid state physics*, **Kittel** → Pareil.
- ♣ *Mécanique quantique*, **Basdevant** → Puits de potentiel
- ♣ *BUP 734* → Pour l'effet Gamov, microscope à effet tunnel, émission froide

Prérequis

- Notion de fonction d'onde
- Equation de Schrodinger, équation aux valeurs propres
- Incertitude de Heisenberg
- Des notions de matière condensée

Expériences

- Pas d'expériences.

Table des matières

1	Qu'est ce que l'effet tunnel ?	2
1.1	Barrière de potentiel.	2
1.2	Conditions aux limites	3
1.3	Probabilité de transmission.	3
2	L'effet tunnel pour comprendre la Nature	4
2.1	Théorie de Gamov de la radioactivité	4
2.1.1	Le modèle de Gamov	4
2.1.2	Estimation du temps de vie.	4
2.2	La molécule d'ammoniac	5
2.2.1	Modélisation	5
2.2.2	Fonctions d'onde	6
2.2.3	Phénomène d'inversion	6
3	Quelques applications de l'effet tunnel.	7
3.1	L'effet Josephson	7
3.1.1	Un modèle pour la jonction de Josephson	8
3.1.2	Interférences des courants provenant de deux jonctions	8
3.2	De l'émission froide au microscope à effet tunnel.	9
3.2.1	L'émission froide.	9
3.2.2	Application à la microscopie à effet tunnel	10

Introduction

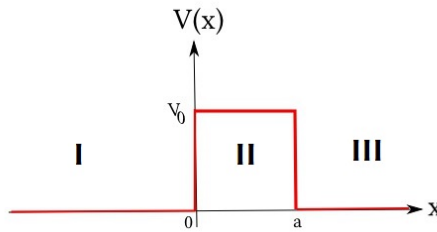
Le problème de la barrière de potentiel est assez courant en physique. D'un point de vue classique, on sait qu'un skieur ne pourra pas franchir une colline s'il n'a pas pris assez d'élan. En fait, la barrière de potentiel que représente la colline est infranchissable tant que l'énergie du skieur est inférieure à l'énergie de la barrière. En mécanique quantique, la situation est très différente. En effet, si on s'intéresse à des objets à l'échelle microscopique, on peut voir qu'une particule quantique peut franchir une barrière de potentiel plus haute que son énergie. C'est **l'effet tunnel**.

1 Qu'est ce que l'effet tunnel ?

⚡ Basdevant

1.1 Barrière de potentiel.

On s'intéresse au cas d'une barrière de potentiel 1D que l'on considère carrée afin de faciliter les calculs.



On s'intéresse ici au comportement d'une particule arrivant sur cette barrière. Ce comportement est décrit par la fonction d'onde de la particule notée $\Psi(x, t)$, dont la dynamique est régit par l'équation de Schrodinger :

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + V(x)\Psi(x, t) \quad (1)$$

On suppose ici que le potentiel ne dépend que de l'espace. On cherche donc des solutions stationnaires de la forme $\Psi(x, t) = \Phi(x)e^{-i\frac{Et}{\hbar}}$ de l'équation aux valeurs propres :

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

Où E est l'énergie de la particule considérée. On supposera dans la suite que $E < V_0$. Par linéarité de l'équation de Schrödinger, toute fonction d'onde peut se construire à partir de ces états stationnaires. De plus, nous allons chercher des solutions sous la forme d'ondes planes qui, en formant des paquets d'ondes permettront éventuellement de remonter à la fonction d'onde d'une particule quelconque.

La forme du potentiel permet de définir trois zones, nous allons chercher la solution de l'équation de Schrödinger dans chacune d'entre elles.

ZONE I : $\forall x < 0, V(x) = 0$ on a donc $-\frac{\hbar^2}{2m} \Phi_I''(x) = E\Phi_I(x)$ soit $\Phi_I''(x) + k^2 \Phi_I(x) = 0$ en posant $k = \frac{\sqrt{2mE}}{\hbar}$. La solution générale s'écrit :

$$\Phi_I(x) = \underbrace{A_1 e^{ikx}}_{\text{"Onde incidente"}} + \underbrace{A_2 e^{-ikx}}_{\text{"Onde réfléchie"}} \quad (3)$$

En faisant l'analogie avec la physique des ondes.

ZONE II : $\forall x | 0 \leq x \leq a, V(x) = V_0$, on a donc $-\frac{\hbar^2}{2m} \Phi_{II}''(x) + V_0 \Phi_{II}(x) = E\Phi_{II}(x)$ soit $\Phi_{II}''(x) + \rho^2 \Phi_{II}(x) = 0$ en posant $\rho = \frac{\sqrt{2m(V_0 - E)}}{\hbar}$ sachant que $V_0 > E$. On a donc la solution :

$$\Phi_{II}(x) = B_1 e^{\rho x} + B_2 e^{-\rho x} \quad (4)$$

Qui fait apparaître une onde évanescence amortie.

ZONE III : $\forall x > a, V(x) = 0$ on a donc immédiatement la solution générale :

$$\Phi_{III}(x) = \underbrace{C_1 e^{ikx}}_{\text{"Onde transmise"}} + \underbrace{C_2 e^{-ikx}}_{\text{"Onde réfléchie"}} \quad (5)$$

Comme nous avons fait le choix de considérer une particule "venant de la gauche", on a immédiatement $C_2 = 0$.

1.2 Conditions aux limites

RELATIONS DE PASSAGE : On sait que la fonction d'onde est continue au interface donc :

$$\Phi_I(0) = \Phi_{II}(0) \text{ et } \Phi_{II}(a) = \Phi_{III}(a) \quad (6)$$

Considérons maintenant l'équation aux valeurs propres, intégrons cette équations entre $0 - \epsilon$ et $0 + \epsilon$ et faisant tendre ϵ vers zéro :

$$\int_{0-\epsilon}^{0+\epsilon} -\frac{\hbar^2}{2m} \Phi''(x) dx + \int_{0-\epsilon}^{0+\epsilon} V(x) \Phi(x) dx = \int_{0-\epsilon}^{0+\epsilon} E \Phi(x) dx \quad (7)$$

donc

$$\underbrace{\int_{0-\epsilon}^{0+\epsilon} -\frac{\hbar^2}{2m} \Phi''(x) dx}_{\rightarrow -\frac{\hbar^2}{2m} [\Phi'(0+) - \Phi'(0-)]} + \underbrace{\int_0^{0+\epsilon} V_0 \Phi(x) dx}_{\rightarrow 0} = \underbrace{\int_{0-\epsilon}^{0+\epsilon} E \Phi(x) dx}_{\rightarrow 0} \quad (8)$$

On a donc $\Phi'_I(0) = \Phi'_{II}(0)$ et pour les mêmes raisons $\Phi'_{II}(a) = \Phi'_{III}(a)$.

En $x = 0$:

$$\begin{cases} A_1 + A_2 = B_1 + B_2 \\ ik(A_1 - A_2) = \rho(B_1 - B_2) \end{cases} \quad (9)$$

En $x = a$:

$$\begin{cases} B_1 e^{\rho a} + B_2 e^{-\rho a} = C_1 e^{ika} \\ \rho(B_1 e^{\rho a} - B_2 e^{-\rho a}) = ik C_1 e^{ika} \end{cases} \quad (10)$$

↓ On va donc exprimer chaque coefficient en fonction de A_1 . On remarque que ces relations imposent une densité de probabilité de présence non nulle dans la ZONE III. Nous allons montrer qu'il existe une probabilité de transmission à travers la barrière.

1.3 Probabilité de transmission.

On montre que $\frac{C_1}{A_1} = \frac{4ik\rho e^{-ika}}{-(\rho - ik)^2 e^{\rho a} + (\rho + ik)^2 e^{-\rho a}}$, le coefficient de transmission en amplitude est non nul ! Dans l'approximation de la barrière épaisse, c'est à dire $\rho a \gg 1$ on a après simplification :

$$T = \left| \frac{A_3}{A_1} \right|^2 \approx \frac{16k^2 \rho^2}{(k^2 + \rho^2)^2} e^{-2\rho a} \rightarrow \text{Probabilité de transmission} \quad (11)$$

Cette probabilité tend vers 0 pour $V_0 \rightarrow \infty$ (barrière très haute) et pour $a \rightarrow \infty$ (barrière épaisse).

Ordres de grandeurs

- pour un électron : $m = 9.1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$, $V_0 \approx 5 \text{ eV}$, $E \approx 1 \text{ eV} \rightarrow \frac{1}{\rho} \approx 10^{-10} \text{ m}$: la transmission est appréciable si $a \leq 10^{-10} \text{ m}$
- pour un skieur : $m = 80 \text{ kg}$, $V_0 = 80 * 9.8 * 10 \approx 8000 \text{ J}$ (pour une colline de 10m, on suppose une prise d'élan sur 1m ($E \approx 80 \text{ J} \rightarrow \frac{1}{\rho} \approx 3.10^{-37} \text{ m}$ (distance caractéristique d'amortissement à l'intérieur de la barrière de potentiel. On a donc classiquement $T \ll 1$

↓ L'effet tunnel se manifeste dans de nombreuses situation, il permet notamment d'expliquer certains phénomènes physiques.

2 L'effet tunnel pour comprendre la Nature

2.1 Théorie de Gamov de la radioactivité

➤ BUP 734

2.1.1 Le modèle de Gamov

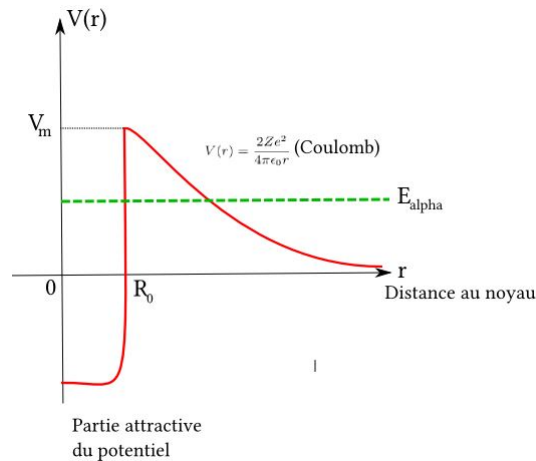
Nous allons ici traiter le cas de la radioactivité α . Par exemple il peut s'agir de la désintégration d'un noyau d'uranium 238 : ${}_{92}^{238}\text{U} \rightarrow {}_{90}^{234}\text{Th} + \underbrace{{}_2^4\text{He}}_{\alpha}$ ou de manière plus générale :



On suppose que l'intérieur du noyau est séparé de l'extérieur par une barrière de potentiel.

Hypothèse de Gamov : La particule α préexiste dans le noyau père à l'état lié. Elle ressent ce potentiel.

→ allure du potentiel ressenti par la particule alpha.



Ordres de grandeurs

$V_m \approx 25\text{MeV}$ et $E_{\alpha} \approx 4 \text{ à } 9\text{MeV} \rightarrow$ pour traverser le noyau, **la particule doit tunneler !**

2.1.2 Estimation du temps de vie.

Repartons de l'hypothèse de Gamov :

On considère une particule α de masse M et de vitesse v à l'intérieur du noyau de rayon R_0 . Elle heurte la barrière en moyenne $\frac{v}{R_0}$ fois par secondes.

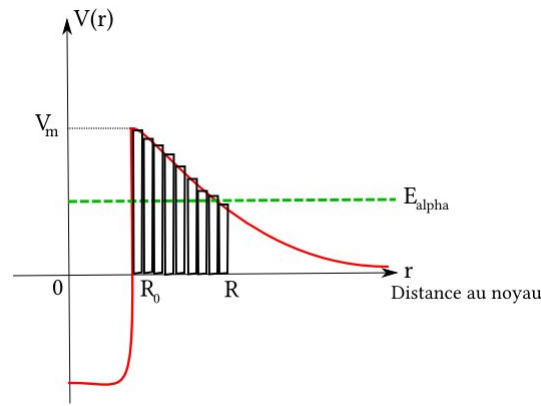
Ordres de grandeurs de la vitesse v

On passe par Heisenberg : $\Delta x \Delta p \approx \hbar$ i.e $R_0 M v \approx \hbar$, en prenant $R_0 = 4\text{fm}$ on a $v \approx 10^7\text{m/s}$.

La particule α se déplace au sein du noyau, elle arrive sur la barrière en moyenne tous les $\Delta t \approx \frac{2R_0}{v} \approx 10^{-22}\text{s}$ avec une probabilité de transmission T à chaque choc.

Le temps de vie moyen de l'atome est par conséquent $\tau \approx \frac{\Delta t}{T}$.

Nous avons fait le calcul de l'effet tunnel pour une barrière de potentiel carrée. Nous allons donc nous ramener à ce cas simple en considérant une somme de potentiels carrés infinitésimaux afin d'évaluer T .



La probabilité de franchir la barrière "totale" est donc le produit des probabilités de franchir chaque barrière carrée. On a donc :

$$T \approx \prod_i e^{-2\rho_i \epsilon} \approx \exp\left(-2 \int_{R_0}^{R_1} \rho(r) dr\right) \quad \text{où} \quad \rho(r) = \frac{\sqrt{2M(V(r) - E_\alpha)}}{\hbar} \quad (13)$$

Après calcul on trouve $T \approx \exp\left(-\frac{A}{\sqrt{E_\alpha}} - B\right)$ et $\tau \approx \frac{\Delta t}{T}$

$$\ln \tau = \frac{A}{\sqrt{E_\alpha}} + B + \ln \Delta t \quad \text{loi empirique de Geiger-Nuttal} \quad (14)$$

Ordre de grandeur

$$\tau \approx 10^{10} \text{ans pour } {}^{238}\text{U}$$

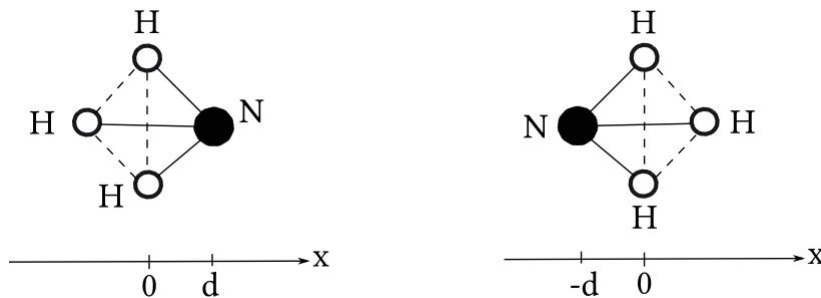
2.2 La molécule d'ammoniac

✦ Basdevant

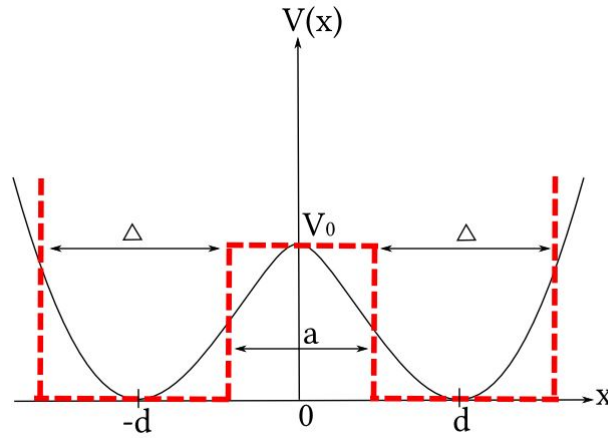
L'exemple de la molécule d'ammoniac est assez classique, il met en évidence le rôle de l'effet tunnel dans la description des propriétés de cette molécule.

2.2.1 Modélisation

La molécule de NH_3 possède une géométrie pyramidale. On s'attend donc à ce qu'elle possède un moment dipolaire. Cependant, on n'en observe pas expérimentalement. Deux conformations sont envisageables pour la molécule : soit l'atome d'azote est à droite à une distance $x = d$ du plan défini par les atomes d'hydrogène, soit l'atome d'azote est à gauche à une distance $x = -d$ de ce plan.



On a donc deux conformations stables, on représente ceci par un potentiel à double puits :



⇒ le passage d'une conformation à l'autre est rendu possible par effet tunnel.

2.2.2 Fonctions d'onde

On considère la fonction d'onde $\phi(x, t) = \Phi(x)e^{-i\frac{E}{\hbar}t}$. Pour obtenir les fonctions d'onde stationnaires, il faut résoudre le problème aux valeurs propres :

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Phi}{dx^2} + V(x)\Phi(x) = E\Phi(x) \quad (15)$$

Avec les mêmes conditions aux limites que précédemment, à savoir : continuité de la fonction d'onde et de sa dérivée aux interfaces.

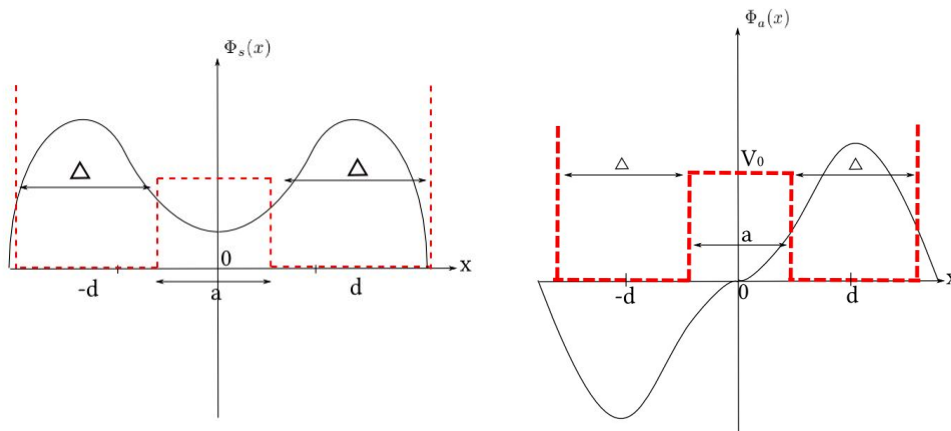
On obtient deux types de solutions, symétrique ou antisymétrique :

– SOLUTION SYMÉTRIQUE :

$$\begin{cases} \Phi_s(x) = A \sin[k(d + \Delta/2 + x)], & -d - \Delta/2 \leq x \leq -d + \Delta/2 \\ \Phi_s(x) = B \cosh(\rho x), & -d + \Delta/2 \leq x \leq d - \Delta/2, \\ \Phi_s(x) = A \sin[k(d + \Delta/2 - x)], & x \geq d - \Delta/2 \end{cases} \quad \text{avec} \quad E_s = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m\Delta^2} \left(1 - \frac{2}{\rho\Delta} - \frac{4}{\rho\Delta} e^{-\rho a} \right) \quad (16)$$

– SOLUTION ANTISYMMÉTRIQUE :

$$\begin{cases} \Phi_a(x) = -A \sin[k(d + \Delta/2 + x)], & -d - \Delta/2 \leq x \leq -d + \Delta/2 \\ \Phi_a(x) = B \sinh(\rho x), & -d + \Delta/2 \leq x \leq d - \Delta/2, \\ \Phi_a(x) = A \sin[k(d + \Delta/2 - x)], & x \geq d - \Delta/2 \end{cases} \quad \text{avec} \quad E_a = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m\Delta^2} \left(1 - \frac{2}{\rho\Delta} + \frac{4}{\rho\Delta} e^{-\rho a} \right) \quad (17)$$



2.2.3 Phénomène d'inversion

Pour décrire la molécule dans les conformations "gauche" ou "droite", il faut faire des combinaisons linéaires des solutions symétriques et antisymétriques :

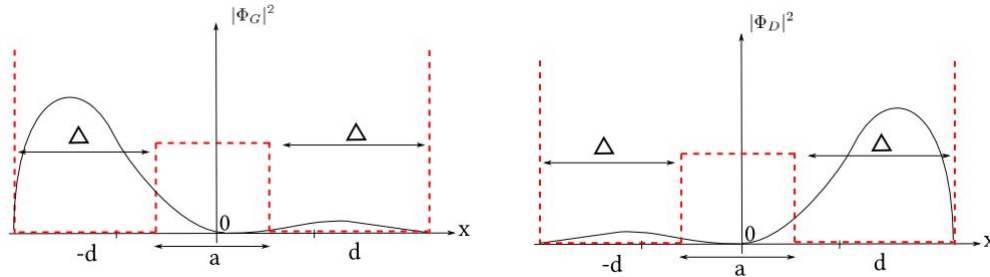
On distingue :

– ETATS GAUCHES :

$$\Phi_G = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Phi_s - \Phi_a) \quad (18)$$

– ETATS DROITS :

$$\Phi_D = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Phi_s + \Phi_a) \quad (19)$$



Supposons maintenant que la molécule est dans l'état "gauche" à $t = 0$:

$$\Psi(x, t = 0) = \Phi_G(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Phi_s - \Phi_a) \quad (20)$$

$$\Psi(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\Phi_s e^{-i \frac{E_s t}{\hbar}} - \Phi_a e^{-i \frac{E_a t}{\hbar}} \right) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i \frac{E_s t}{\hbar}} \left(\Phi_s - \Phi_a e^{-i \frac{(E_a - E_s)t}{\hbar}} \right) \quad (21)$$

On en déduit que $\Psi(x, t = \frac{\pi \hbar}{(E_a - E_s)}) = e^{-i \frac{E_s t}{\hbar}} \Phi_D(x)$, la molécule est donc passée de la conformation gauche à la conformation droite par effet tunnel. Il s'agit du phénomène d'inversion à la fréquence

$$f = \frac{E_a - E_s}{2\pi \hbar} \quad (22)$$

Ordres de Grandeurs

$$E_a - E_s \approx 10^{-4} \text{ eV} \rightarrow f \approx 20 \text{ GHz}$$

On s'attendait que la molécule d'ammoniac possède un moment dipolaire du fait de sa géométrie. Cependant on constate que le passe de la configuration "gauche" à la configuration "droite" se fait à la fréquence f qui est grande devant la fréquence des détecteurs. Ceci explique pourquoi l'ammoniac ne possède pas de moment dipolaire.

↓ On a vu des manifestations de l'effet tunnel. Voyons maintenant de possibles applications technologiques.

3 Quelques applications de l'effet tunnel.

3.1 L'effet Josephson

✍ Alloul II

L'effet Josephson correspond à un effet tunnel de la fonction d'onde macroscopique entre deux supraconducteurs 1 et 2 à travers une barrière isolante. Les équations de Josephson qui relient le courant I et la tension V aux bornes de cette jonction à la différence de phase $\gamma = \theta_2 - \theta_1$ de la fonction d'onde entre les deux côtés de la jonction s'écrivent :

$$I = I_c \sin \gamma \quad \hbar \frac{d\gamma}{dt} = 2eV(t) \quad (23)$$

Remarque

L'obtention de ces équations est possible en écrivant l'équation de Schrödinger dans chaque supraconducteur et en faisant apparaître un couplage du fait de l'amplitude de transfert vers l'une ou l'autre des régions (voir Feynman, cours de mécanique quantique.)

3.1.1 Un modèle pour la jonction de Josephson

On suppose qu'on a initialement $I = \gamma = 0$. On relie la jonction à une source de courant et on augmente lentement ce courant $I(t)$ jusqu'à une valeur constante $I_0 \leq I_c$. Lorsque le courant augmente, γ augmente en fonction du temps jusqu'à atteindre $\gamma = \arcsin\left(\frac{I_0}{I_c}\right)$, on a donc $\frac{d\gamma}{dt}$ non nul, soit une tension $V(t)$ qui apparaît. Cette tension s'annule à nouveau lorsque $I = I_0$. Donc un courant $-I_c \leq I \leq I_c$ circule lorsque la tension appliquée à la jonction est nulle.

On applique maintenant à la jonction une tension constante $V = V_0$ à $t = 0$ à l'aide d'une source de tension. On suppose toujours qu'initialement $I = \gamma = 0$, on a alors :

$$\gamma(t) = \frac{2eV_0}{\hbar}t \quad \text{et donc} \quad I(t) = I_c \sin\left(\frac{2eV_0}{\hbar}t\right) \quad (24)$$

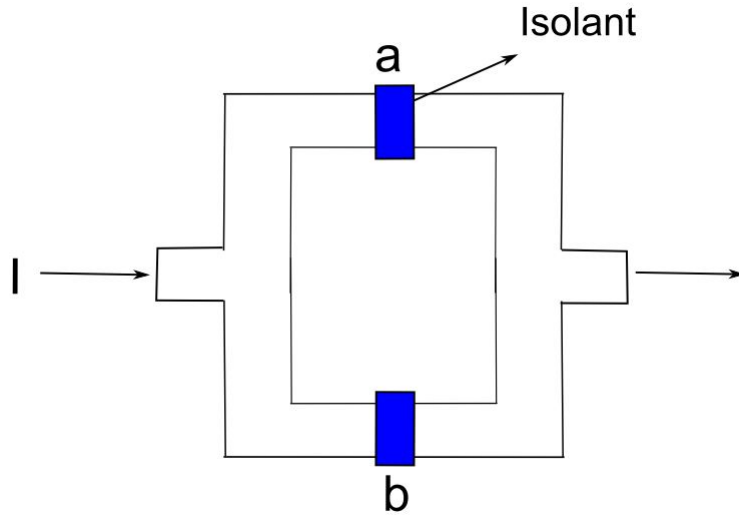
La phase croît de manière continue et le courant est alternatif, à la fréquence $\nu_J = \frac{2eV_0}{\hbar}$ (fréquence de Josephson).

Ordres de grandeurs

$\frac{\nu_J}{V_0} = 483.6 \cdot 10^{12} \text{Hz/V}$. En prenant $V_0 = 10 \mu\text{V}$ on a $\nu_J \approx 5 \text{GHz}$. La fréquence est trop élevée pour que ce courant soit détectable par un simple ampèremètre. Le courant global se réduit donc à zéro.

En définitive, en l'absence de tension, le courant peut prendre n'importe quelle valeur entre $-I_c$ et I_c (dont la valeur est imposée par γ). Si on essaye d'imposer un voltage, le courant disparaît.

3.1.2 Interférences des courants provenant de deux jonctions



Nous allons voir comment il est possible de provoquer une interférence entre deux jonctions. On considère donc deux jonctions différentes "a" et "b", montée en parallèle. Les extrémités P et Q de chaque jonction sont reliées à des instruments capables de mesurer un courant quelconque. Le courant extérieur I sera donc la somme des courants passant à travers les deux jonctions. On a donc deux courants I_a, I_b et deux phases γ_a, γ_b . On montre alors que :

$$\gamma_b - \gamma_a = -\frac{2e}{\hbar}\Phi \quad (25)$$

$$\gamma_a = \gamma_0 + \frac{e}{\hbar}\Phi \quad \gamma_b = \gamma_0 - \frac{e}{\hbar}\Phi \quad (26)$$

où Φ est le flux magnétique qui passe entre les deux embranchements du circuit.

On en déduit le courant maximum à travers le circuit :

$$I = 2I_c \left| \cos\left(\frac{e\Phi}{\hbar}\right) \right| \quad (27)$$

Ce courant maximum passe lui même par des maximum pour des valeurs quantifiées du flux magnétique : $\Phi = n \frac{\pi \hbar}{e}$, où n est un entier quelconque.

paires supraconductrices

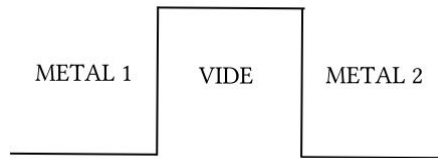
pour faire simple (mais c'est déjà compliqué), on peut montrer qu'à basse température, l'interaction électron-phonon dans un métal conduit à la formation de paires d'électrons qu'on appelle communément "paires de Cooper". En fait, les électrons du métal sont normalement attirés par les ions positifs du réseau, cette attraction peut tordre le réseau d'ions positifs de telle manière que d'autres électrons seront également attirés. Cette interaction entre électrons due aux ions du réseau déplacés peut surpasser la répulsion électronique et les forcer à s'apparier.

3.2 De l'émission froide au microscope à effet tunnel.

3.2.1 L'émission froide.

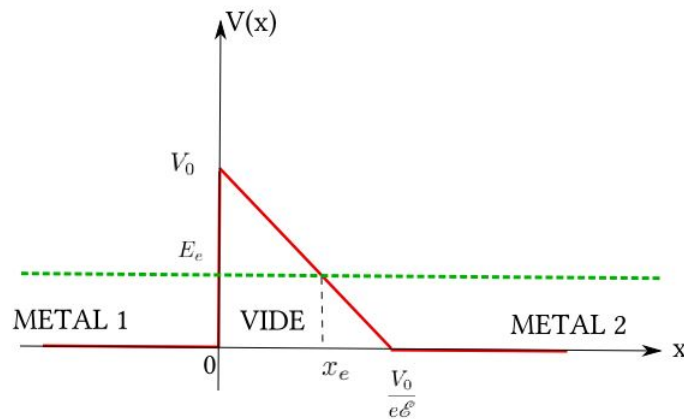
L'émission froide est l'extraction d'électrons libres d'un métal et l'apparition d'une différence de potentiel de contact par application d'un champ.

Un électron souhaitant sortir d'un métal voit une barrière de potentiel carrée de hauteur $V(x) = V_0$



- Lorsque $E_{\text{électron}} > V_0$, on peut avoir un courant entre les deux métaux.
- Lorsque $E_{\text{électron}} < V_0$ et que T est faible, cela reste possible, en appliquant un champ électrique $\mathcal{E}$ qui a pour effet d'asymétriser le potentiel. En effet :

$$V(x) = V_0 \xrightarrow[\mathcal{E}]{} V(x) = V_0 + V_{\mathcal{E}}(x) \text{ avec } V_{\mathcal{E}} = -e\mathcal{E}x \quad (28)$$



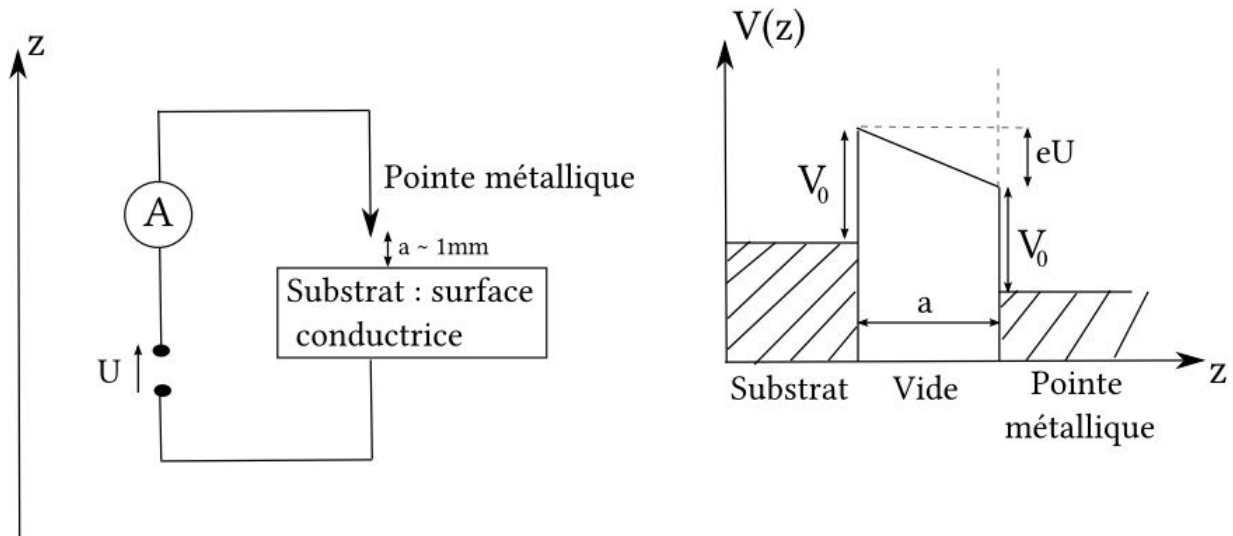
Comme précédemment, on trouve une valeur approchée de T en décomposant la barrière de potentielle en une somme de barrières carrées infinitésimales. On obtient donc :

$$T \approx \exp\left(-2 \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} \int_0^{x_e} \sqrt{V(x) - E_e} dx\right) = \exp\left(-\frac{4}{3} \sqrt{2m} \frac{(V_0 - E_e)^{3/2}}{\hbar e \mathcal{E}}\right). \quad (29)$$

On constate que si $\mathcal{E}$ augmente alors T augmente.

3.2.2 Application à la microscopie à effet tunnel

Le microscope à balayage à effet tunnel, fortement répandu aujourd'hui, est basé sur l'émission froide. Il permet, par exemple, d'obtenir la cartographie d'une surface conductrice avec une résolution de l'ordre de l'Angström.



On approche une pointe métallique de la surface que l'on souhaite observer, tout en contrôlant précisément son déplacement avec des transducteurs piézoélectriques (à moins de 0.01nm). On applique une tension U entre la surface et la pointe métallique. La différence de potentiel appliquée provoque une dissymétrie du potentiel entre la surface et la pointe. De fait, il existe une probabilité de transition par effet tunnel pour les électrons de la surface vers la pointe. Il existe également une probabilité de transition dans l'autre sens, mais cette dernière est plus faible car le potentiel vu par les électrons est plus grand de ce côté ($V_0 + eU$).

On recueille donc un courant non nul, mesurable (de l'ordre du nanoAmpère), qui dépend de la distance a entre le substrat et la pointe.

En déplaçant la pointe les variations de a dues à la topographie du milieu entraînent une variation du courant mesuré. En pratique on garde le courant constant en déplaçant la pointe selon l'axe Oz , la mesure du déplacement de la pointe nous donne la topologie de la surface.

Ordres de grandeurs

$$V_0 \approx 5\text{eV}, E \approx 1\text{eV} \rightarrow \frac{1}{\rho} \approx 10^{-10}\text{m}.$$

$$a = 0.1\text{nm} \rightarrow T \approx 10^{-5}$$

$$a' = 1\text{nm} \rightarrow T' \approx 10^{-9}T.$$

Le coefficient de transmission T (et donc le courant) dépend beaucoup de la distance a entre la surface et la pointe !

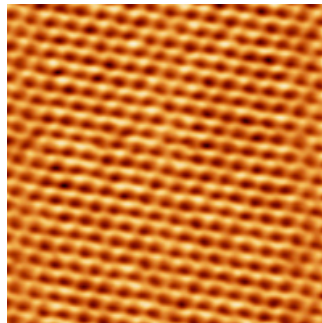


FIGURE 1 – Exemple de microscopie à effet tunnel sur un échantillon de graphite

Conclusion

L'effet tunnel est un phénomène très répandu en mécanique quantique : une particule quantique a une probabilité non nulle de traverser une barrière de potentiel même lorsque son énergie est inférieure à la hauteur de cette barrière. Nous avons vu que ce résultat est essentiel pour interpréter des phénomènes comme la radioactivité α , l'effet Josephson, les bandes de conduction dans les métaux et des applications technologiques comme la microscopie à effet tunnel.

Cet effet relève d'un comportement ondulatoire de la matière, raison pour laquelle il paraît totalement contre intuitif d'un point de vue classique.