

Résumé de cours M2 Microélectronique

Module : Physique des composants semi-conducteurs 3

Prof. Abdelhamid BENHAYA

Directeur du Laboratoire d'Electronique Avancée
Responsable Salle Blanche

Département d'Electronique
Faculté de Technologie
Université Batna 2

Domaines d'intérêt:

Technologie des semi-conducteurs
(Matériaux et dispositifs photovoltaïques)

e-mail: a.benhaya@univ-batna2.dz
benhaya_abdelhamid@yahoo.fr

Tel: +213 (0)7 73 87 37 84



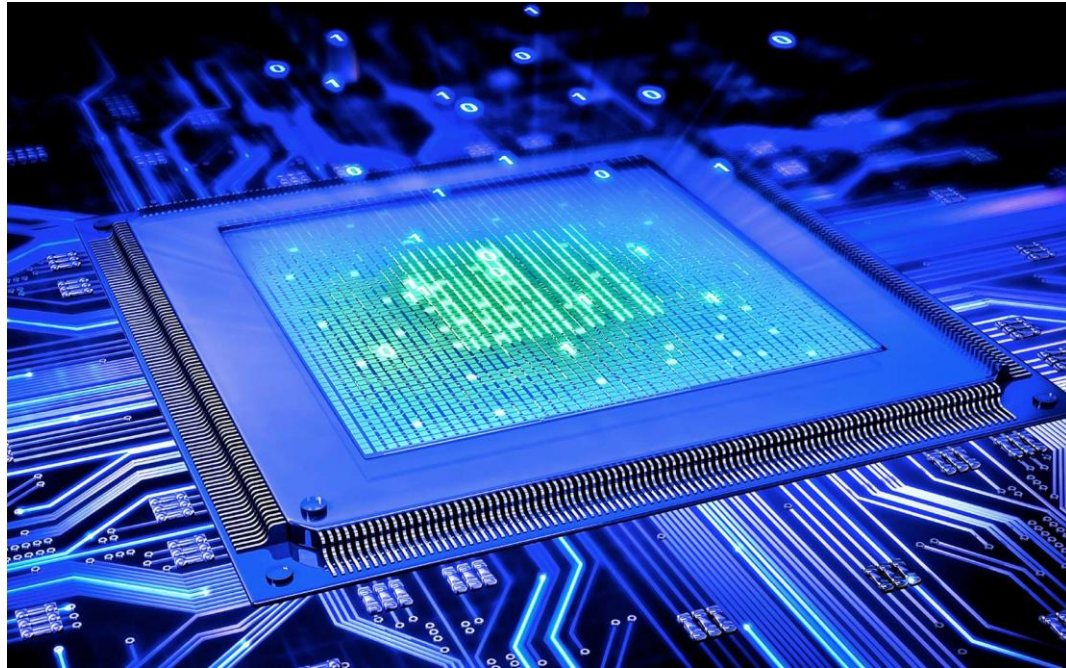
BIBLIOGRAPHIE

Langue Anglaise

1. Marius Grundmann, The Physics of Semiconductors (Chapter 13), Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006.
2. <https://nanohub.org/resources/5346>
3. <https://nanohub.org/courses/FON2>

Langue Française

1. H. MATHIEU, physique des semi-conducteurs et des composants électroniques (Chapitres 10 et 12) , Dunod, 2001.
2. <https://www.polytech-lille.fr/cours-atome-circuit-integre/>



2.1. Transport parallèle dans les structures quantiques

Spécificités des
composants quantiques

PLAN DE L'EXPOSÉ

Limite de l'approche semi-classique

Types de transport

Différences entre les deux types de transport

Mobilité et mécanismes de diffusion

Mobilité et type de transport

Effet de la séparation spatiale des électrons et des ions sur la mobilité

Effet Gunn (transfert dans l'espace des moments)

Transfert dans l'espace réel - RST(Real Space Transfer

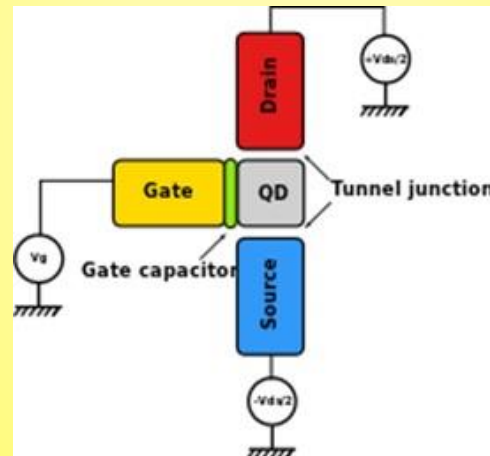
Etalon de résistance

Blocage de Coulomb

Blocage de Coulomb et systèmes à peu d'électrons

Transistor à un électron

<https://youtu.be/HgSKcT7wLEw>



COMPOSANTS QUANTIQUES

TRANSPORT PARALLÈLE DANS LES STRUCTURES QUANTIQUES

Limite de l'approche semi-classique

On peut utiliser une **approche semi-classique** de type **corpusculaire** quand le transport s'effectue à **l'intérieur** d'une **bande permise**.

Lorsque **les phénomènes de transport** mettent en jeu des transferts **à travers des bandes d'énergie interdite**, les **modèles semi-classiques** atteignent leur **limite**.

En Plus

Dans ce dernier cas, lorsque **les dimensions** d'un composant sont **très réduites**, on **doit passer** aux **concepts de la mécanique quantique** où les **phénomènes ondulatoires apparaissent clairement**, notamment dans le cas où les déplacements des porteurs sont limités dans une ou plusieurs dimensions (**confinement quantique des porteurs**)



COMPOSANTS QUANTIQUES

TRANSPORT PARALLÈLE DANS LES STRUCTURES QUANTIQUES

Types de transport

Lorsqu'il y a **confinement**, le mouvement des porteurs est **considérablement modifié**, le transport électrique résultant de l'action d'un champ électrique, est **très anisotrope**.

1. Transport parallèle

Lorsque **la direction** du **champ électrique** correspond **à un degré de liberté des porteurs**, on qualifie le transport de **parallèle** (cas d'une hétérojonction lorsque le champ électrique est dans le plan des couches ou un fil quantique, lorsque le champ électrique est dirigé suivant l'axe du fil).

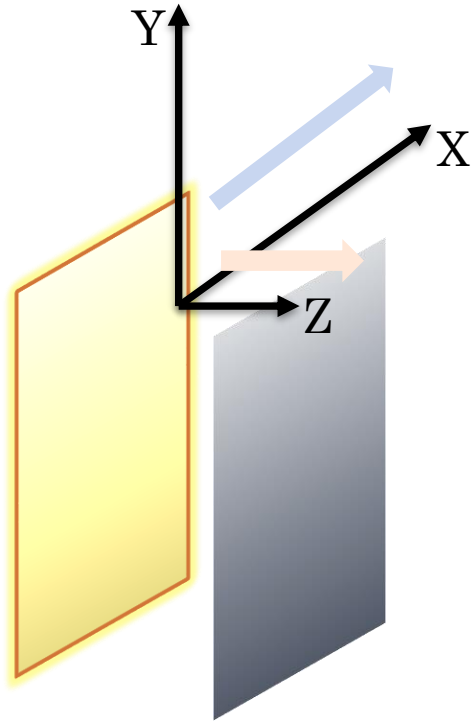
2. Transport perpendiculaire

Lorsque le **champ électrique** est dirigé suivant **l'axe**, ou dans **le plan, de quantification** de la structure, le transport est qualifié de **perpendiculaire**. C'est le cas de la conduction dans le canal d'un transistor MOS.



COMPOSANTS QUANTIQUES

TRANSPORT PARALLÈLE DANS LES STRUCTURES QUANTIQUES



Transport parallèle
dans le plan (X, Y)

Transport
perpendiculaire selon
l'axe Z



COMPOSANTS QUANTIQUES

TRANSPORT PARALLÈLE DANS LES STRUCTURES QUANTIQUES

Différences entre les deux types de transport

Le **transport parallèle** est peu affecté par le **confinement quantique**. On peut continuer **à utiliser** les **méthodes semi-classiques** avec **quelques ajustements** liés à la **densité d'états** et aux **phénomènes de diffusion**.

Le **transport perpendiculaire** nécessite des concepts **purement quantiques** pour interpréter les effets physiques spécifiques de ce type de transport et modéliser les composants qui exploitent ces effets





CHAPITRE 2

COMPOSANTS QUANTIQUES

2.1. Transport parallèle dans les structures quantiques

Mobilité

COMPOSANTS QUANTIQUES

TRANSPORT PARALLÈLE DANS LES STRUCTURES QUANTIQUES

Mobilité et mécanismes de diffusion

La mobilité peut être **affectée** par les mécanismes **de diffusion** suivants:

- ❑ Diffusion par les **impuretés** ionisé prédominant à **basse température**;
- ❑ Diffusion par **le réseau cristallin (phonons)** rencontrée à **haute température**;
- ❑ Diffusion par les **rugosités d'interface**.

Mobilité et type de transport

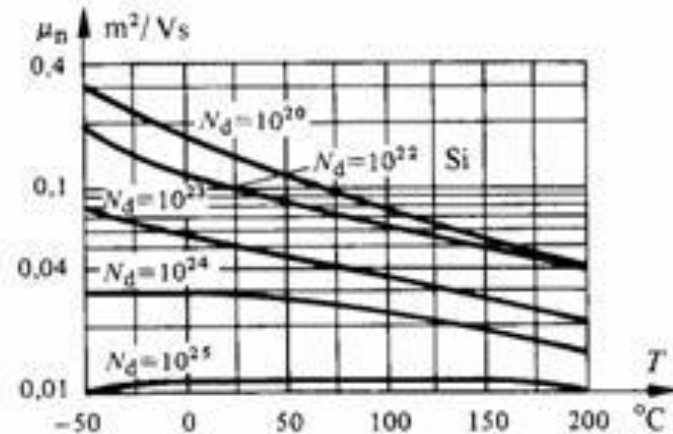
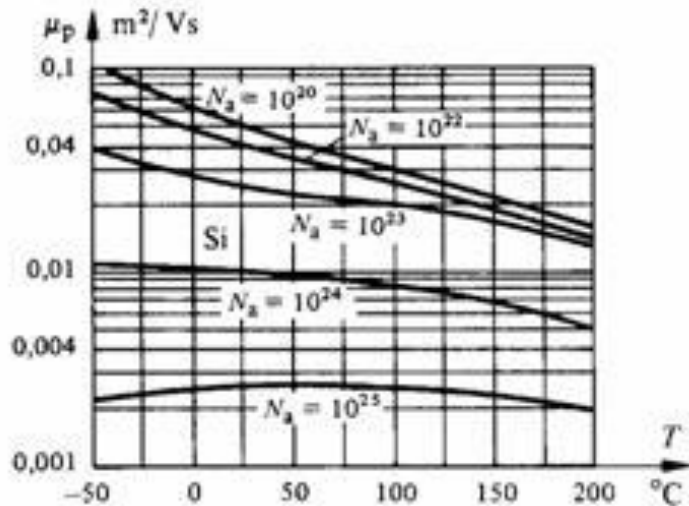
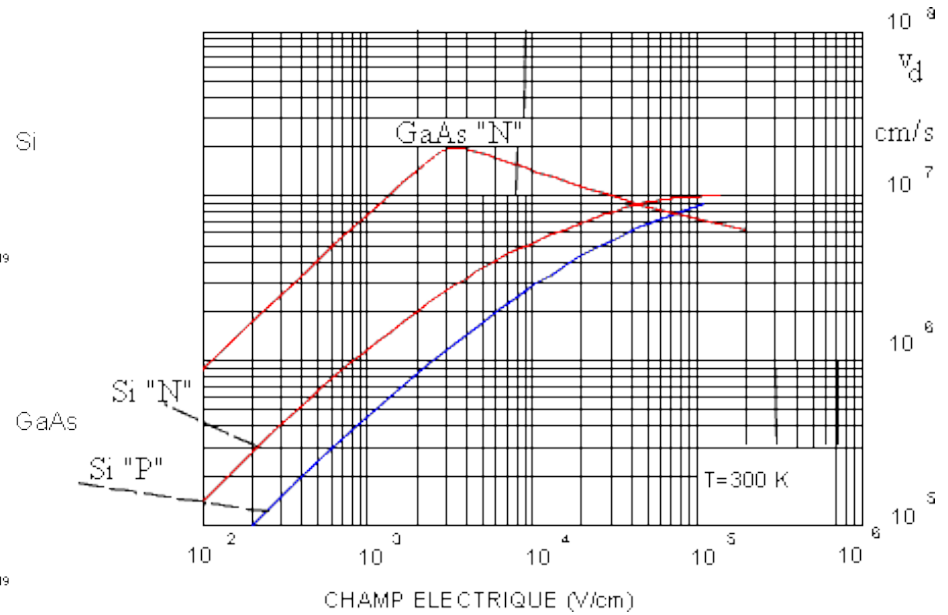
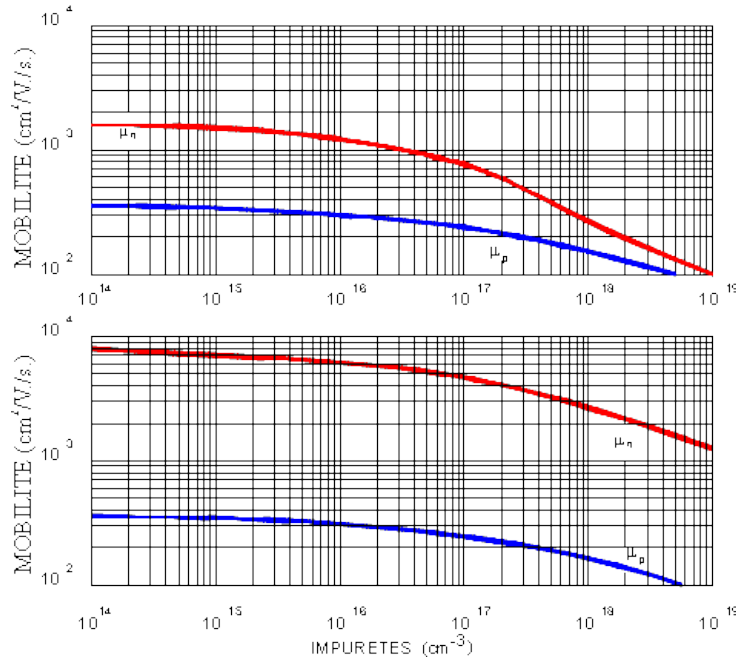
Dans **le transport parallèle** à l'intérieur d'une hétérostructure, **l'amélioration des performances** par rapport au matériau massif est principalement due à **l'amélioration de la mobilité** électrique.

Cette **amélioration** est due à **la séparation** entre les **ions donneurs** et les **porteurs de charge** notamment lorsqu'on introduit une **couche tampon** entre les porteurs **localisés dans un puits** et les donneurs **distribués dans une barrière**.



Effet des différents paramètres sur la mobilité électrique (Matériau massif)

T = 300 K



COMPOSANTS QUANTIQUES

TRANSPORT PARALLÈLE DANS LES STRUCTURES QUANTIQUES

Effet de la séparation spatiale des électrons et des ions sur la mobilité

La **séparation spatiale** des électrons et des ions **évite la diminution de la mobilité** rencontrée à basse température et la mobilité tend vers **une valeur de saturation**.

La variation expérimentale de mobilité associée à la diffusion par les **impuretés ionisées** éloignées de l'interface est donnée à **basse température** par:

$$\mu_l = \frac{64\pi\hbar^3 \varepsilon S_o^2 (2\pi m_s)^{3/2}}{e^3 m_e} \left(\frac{1}{(d_i + z_w)^2} - \frac{1}{(d_i + z_w + d_d)^2} \right)^{-1}$$

- d_i est la largeur de la couche tampon non dopée.
- d_d la largeur de la zone de charge d'espace de la barrière;
- z_w la largeur effective du puits de potentiel

S_o est l'inverse de la longueur d'écran bidimensionnelle due aux n_s porteurs libres du puits

$$S_o = e^2 m_e / 2\pi \varepsilon \hbar^2$$

Cas dégénéré

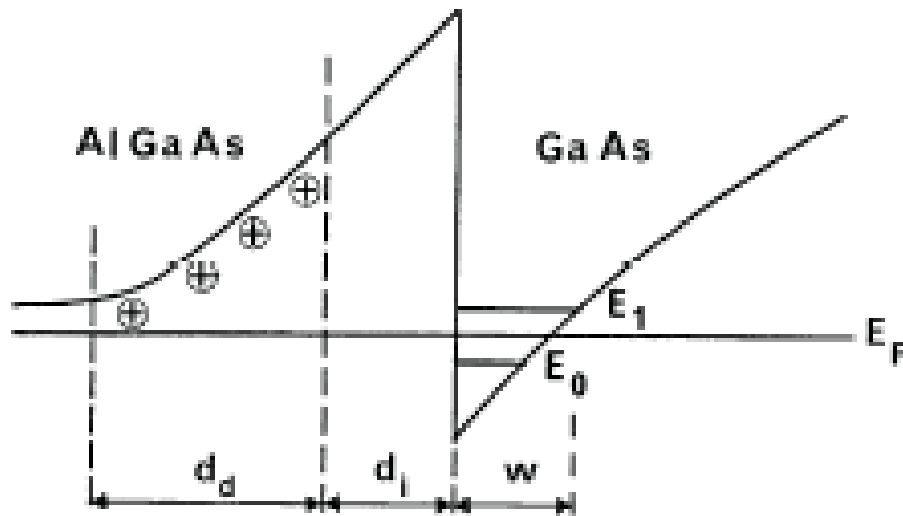
$$S_o = e^2 n_s / 2 \varepsilon kT$$

Cas non dégénéré



$$\mu_I = \frac{64\pi\hbar^3 \varepsilon S_o^2 (2\pi m_s)^{3/2}}{e^3 m_e} \left(\frac{1}{(d_i + z_w)^2} - \frac{1}{(d_i + z_w + d_d)^2} \right)^{-1}$$

d_i est la largeur de la couche tampon non dopée.
 d_d la largeur de la zone de charge d'espace de la barrière;
 z_w la largeur effective du puits de potentiel



COMPOSANTS QUANTIQUES

TRANSPORT PARALLÈLE DANS LES STRUCTURES QUANTIQUES

Effet de la séparation spatiale des électrons et des ions sur la mobilité (suite)

A des **températures intermédiaires**, la mobilité dépend de la diffusion par les **phonons acoustiques** à travers le **potentiel associé à la déformation du réseau**.

Dans ce cas, l'expression donnant la variation de la mobilité d'un gaz d'électrons bidimensionnel est donnée par:

$$\mu_{ac} = \frac{2e\hbar^3 \rho u^2 d}{3m_e^2 E_1^2 kT}$$

Pour GaAs pour lequel $E_1=7\text{eV}$ et à $T=100\text{ K}$
et $d=100\text{ \AA}$

$$\mu_{ac} = 3.10^5 \text{cm}^2/\text{Vs}$$

ρ : est la densité du matériau;

u : la vitesse du son dans le plan de la structure;

E_1 : le potentiel de déformation;

d : la largeur effective du puits;



COMPOSANTS QUANTIQUES

TRANSPORT PARALLÈLE DANS LES STRUCTURES QUANTIQUES

Effet de la séparation spatiale des électrons et des ions sur la mobilité (suite)

A des **températures élevées**, la mobilité dépend de la diffusion par les **phonons optiques**.

Dans ce cas, l'expression donnant la variation de la mobilité d'un gaz d'électrons bidimensionnel associée à la diffusion par les phonons optiques polaires est donnée par:

$$\mu_{op} = \frac{4\pi\epsilon_p \hbar^2}{e\Omega m_e^2 d} (e^{\hbar\Omega/kT} - 1)$$

ϵ_p : la constante diélectrique

$1/\epsilon_p = 1/\epsilon_\infty - 1/\epsilon_s$ avec:

ϵ_∞ : constante diélectrique HF

ϵ_s : constante diélectrique statique

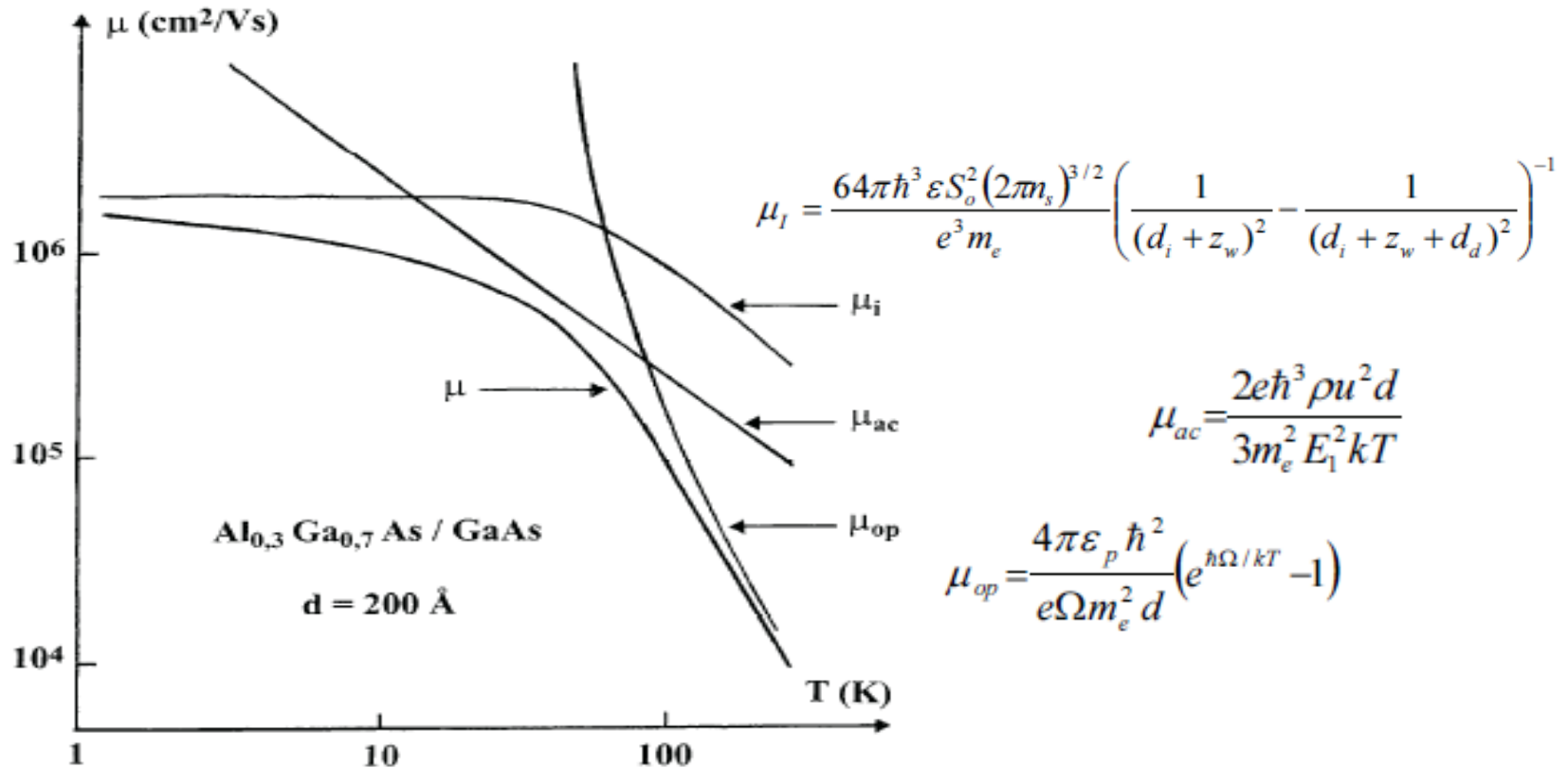
d : est la largeur du puits

$\hbar\Omega$: l'énergie des phonons optiques



COMPOSANTS QUANTIQUES

TRANSPORT PARALLÈLE DANS LES STRUCTURES QUANTIQUES



Les trois principales composantes de la mobilité d'un gaz d'électrons bidimensionnel



COMPOSANTS QUANTIQUES

TRANSPORT PARALLÈLE DANS LES STRUCTURES QUANTIQUES

Effet du champ électrique

Le comportement des électrons, dans le cas d'un **gaz d'électrons bidimensionnel**, est alors comparable à celui obtenu dans un matériau massif. En fait, on a:

- Un régime linéaire à faible champ;
- Un régime de survitesse à des champs suffisamment élevés;
- Un régime de saturation à fort champ.

Remarque

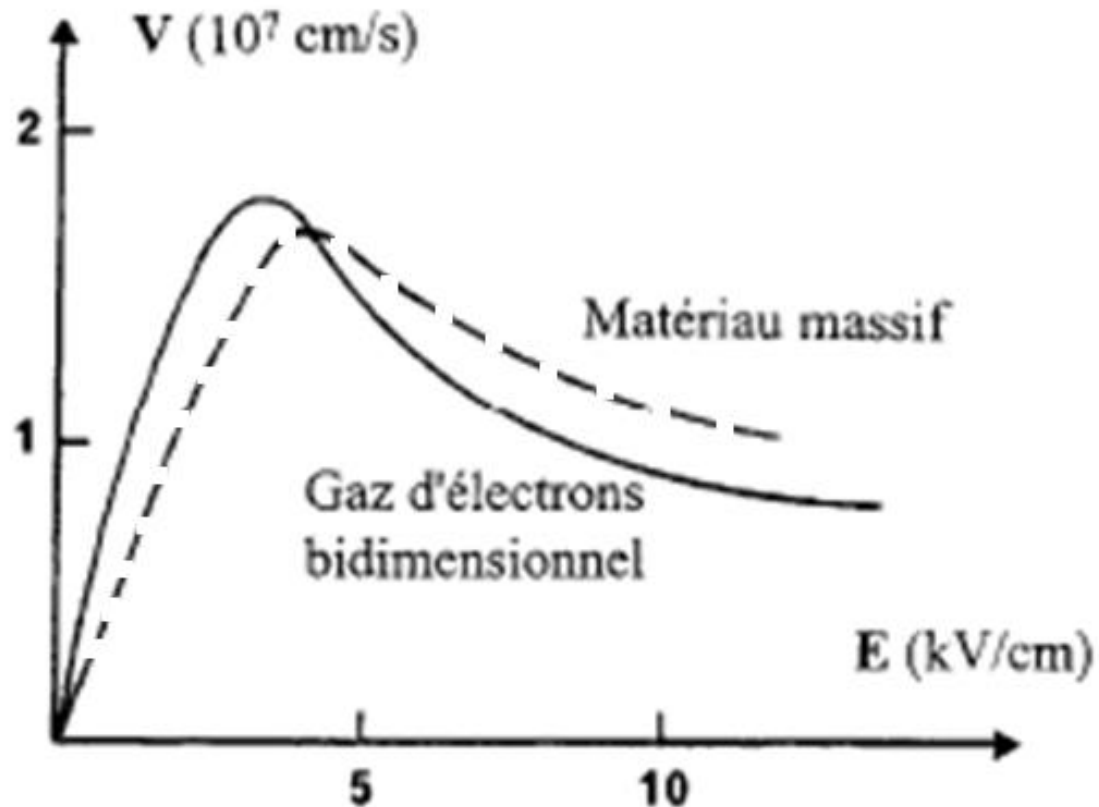
Comparativement au cas du **matériau massif**, la **mobilité à faible champ** est **plus importante** dans le cas d'un **gaz d'électrons bidimensionnel**.



COMPOSANTS QUANTIQUES

TRANSPORT PARALLÈLE DANS LES STRUCTURES QUANTIQUES

Effet du champ électrique





CHAPITRE 2

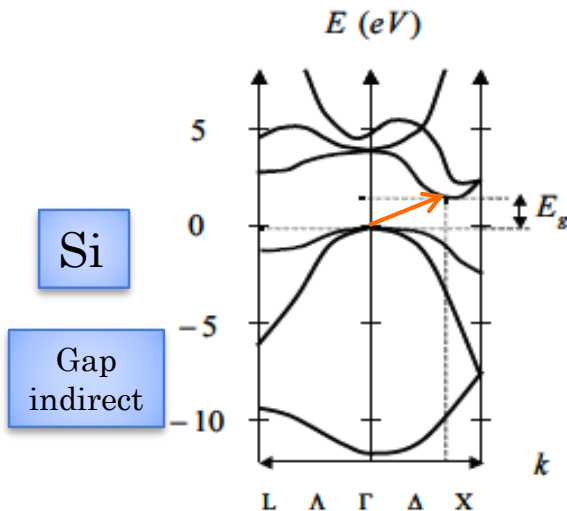
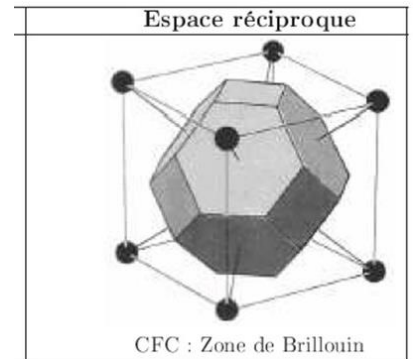
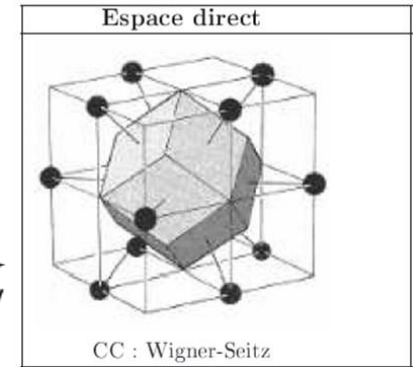
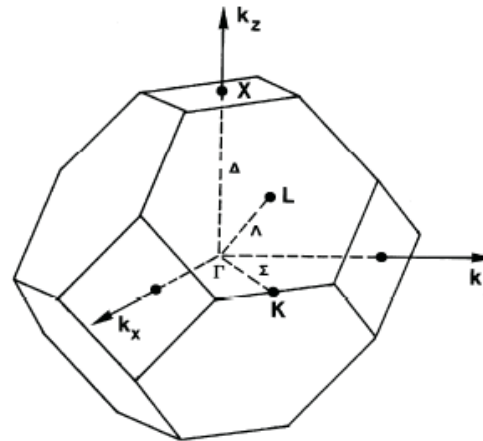
COMPOSANTS QUANTIQUES

2.1. Transport parallèle dans les structures quantiques

Effet Gunn bidimensionnel

PREMIÈRE ZONE DE BRILLOUIN D'UN CRISTAL CUBIQUE ET STRUCTURE DE BANDE DU SILICIUM ET L'ARSÉNIURE DE GALLIUM

- Point Γ : centre de zone*
- Directions Δ : direction 100 et équivalentes*
- Directions Λ : direction 111 et équivalentes*
- Directions Σ : direction 110 et équivalentes*
- Points X : bord de zone dans la direction 100 et les directions équivalentes*
- Points L : bord de zone dans la direction 111 et les directions équivalentes*
- Points K : bord de zone dans la direction 110 et les directions équivalentes*

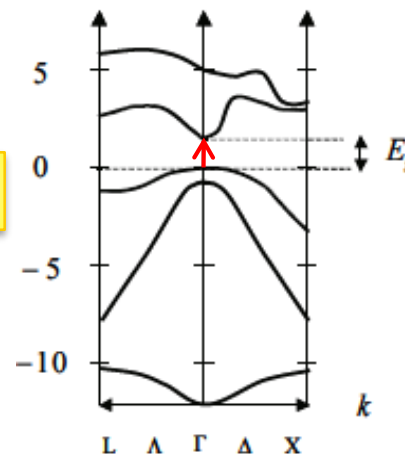


Si

Gap indirect

GaAs

Gap Direct

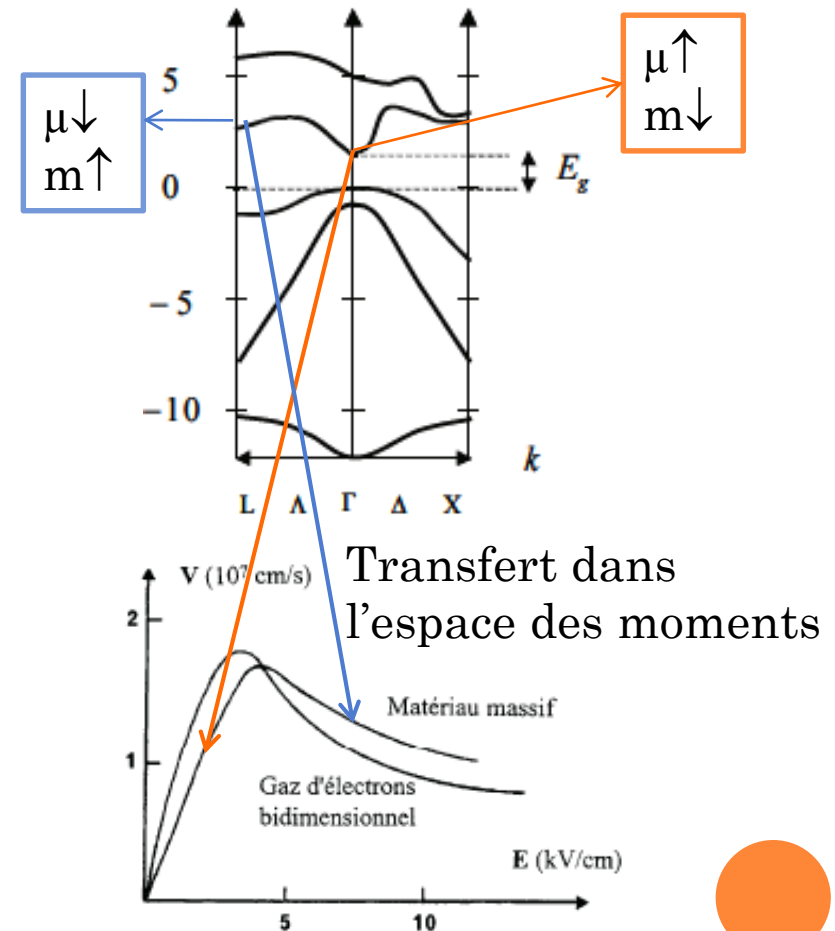


COMPOSANTS QUANTIQUES

TRANSPORT PARALLÈLE DANS LES STRUCTURES QUANTIQUES

Effet Gunn (transfert dans l'espace des moments)

Lorsque les électrons de **faible masse effective** et **grande mobilité** de la **vallée Γ** de la bande de conduction, sont transférés, **sous l'action du champ électrique**, dans les **vallées satellites L** où leur **masse effective** est plus **grande** et leur **mobilité plus faible**, il y a apparition d'une région à **pente négative** dans la relation vitesse-champ électrique.



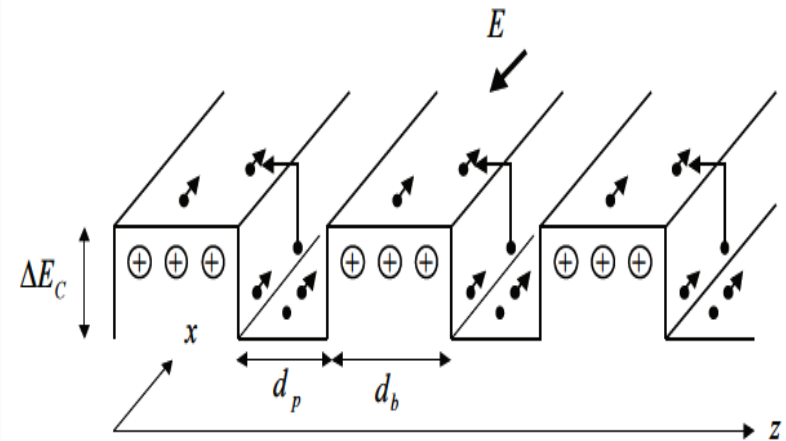
COMPOSANTS QUANTIQUES

TRANSPORT PARALLÈLE DANS LES STRUCTURES QUANTIQUES

Transfert dans l'espace réel - RST(Real Space Transfer).

Sous l'action du champ électrique, les électrons sont ainsi transférés d'une région à grande mobilité vers une région à faible mobilité.

Ce transfert dans l'espace réel produit sur la relation vitesse-champ électrique, les mêmes effets que le transfert $\Gamma \rightarrow L$ dans l'espace des moments. On obtient, comme dans l'effet Gunn, un régime à résistance différentielle négative.



L'avantage de l'effet RTS sur l'effet RWH est que les principaux paramètres peuvent être modulés. Le champ de seuil en particulier, peut être contrôlé par la hauteur de barrière ΔE_c , c'est-à-dire par la composition de l'alliage.

COMPOSANTS QUANTIQUES

TRANSPORT PARALLÈLE DANS LES STRUCTURES QUANTIQUES

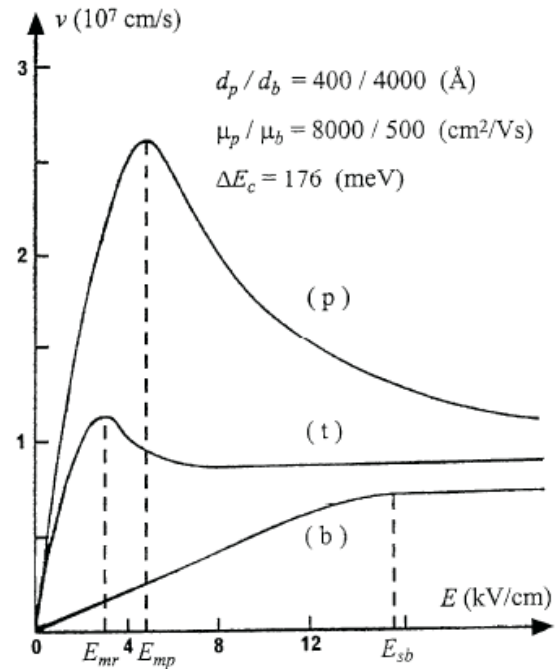
Transfert dans l'espace réel – RST

Caractéristique vitesse-champ dans un dispositif RTS de type GaAlAs/GaAs.

p) Puits de GaAs seuls.

b) Barrières de GaAlAs seules.

t) Dispositif total



COMPOSANTS QUANTIQUES

TRANSPORT PARALLÈLE DANS LES STRUCTURES QUANTIQUES

Etalon de résistance

Si le **mouvement** de l'électron est réduit à **une seule dimension**, ce dernier est alors **confiné** dans un **fil quantique**.

Les calculs dans le cadre de la mécanique quantique montre que la relation $I(V)$ s'écrit:

$$I_i = g_i V \quad \text{avec} \quad g_i = 2e^2/h$$

e : charge électrique

h : constante de Planck

g_i : la contribution à **la conductance du fil quantique**, de tous les électrons de la **sous-bande i**

Si **N sous-bandes** sont peuplées la conductance du fil s'écrit:

$$g = N 2e^2/h$$



COMPOSANTS QUANTIQUES

TRANSPORT PARALLÈLE DANS LES STRUCTURES QUANTIQUES

Résistance étalon

Lorsque la **population électronique** augmente progressivement, le **niveau de Fermi** se déplace vers les **hautes énergies** et les différentes sous-bandes **se peuplent**.

Lorsqu'une **nouvelle sous-bande** est **peuplée** la conductance du fil quantique **augmente brutalement** d'une quantité finie, par saut de :

$$2e^2/h$$

La **conductance du fil** est donc **quantifiée**, avec un pas qui présente une universalité remarquable indépendante de tout paramètre physique ou géométrique.

La constante:

$$R_K = h/e^2 = 25\,812,807 \, \Omega$$

porte le nom de **constante de von Klitzing** est depuis 1990 utilisée comme **étalon de résistance**.



COMPOSANTS QUANTIQUES

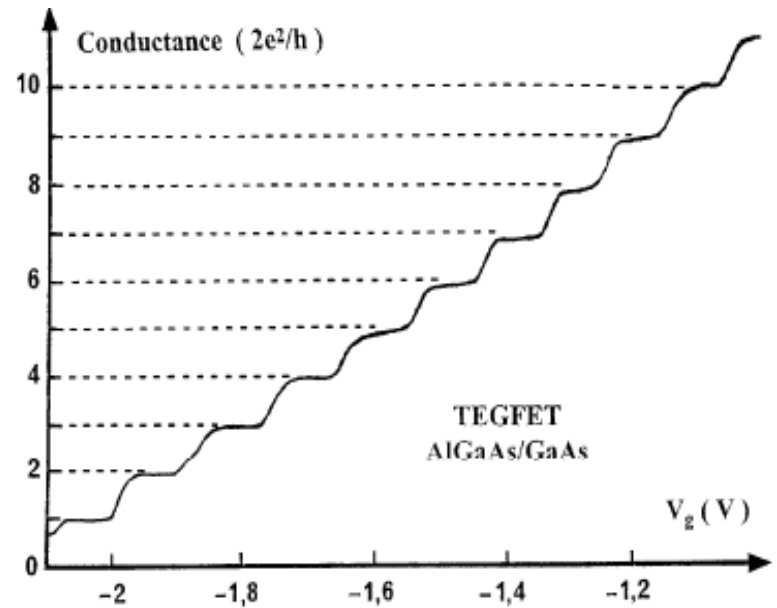
TRANSPORT PARALLÈLE DANS LES STRUCTURES QUANTIQUES

Exemple de variations universelles de conductance

Ces variations universelles de conductance peuvent être observées dans le canal d'un TEGFET par la modulation de la tension de grille.

La conductance du canal fait alors apparaître, en fonction de la tension grille, une succession de plateaux avec des sauts de:

$$2e^2/h$$





CHAPITRE 2

COMPOSANTS QUANTIQUES

2.4. Blocage de Coulomb et systèmes à peu d'électrons

2.4. Blocage de Coulomb.

2.4.1: Dispositif à une jonction

RAPPEL: DIODE TUNNEL

Technologie de la diode Tunnel

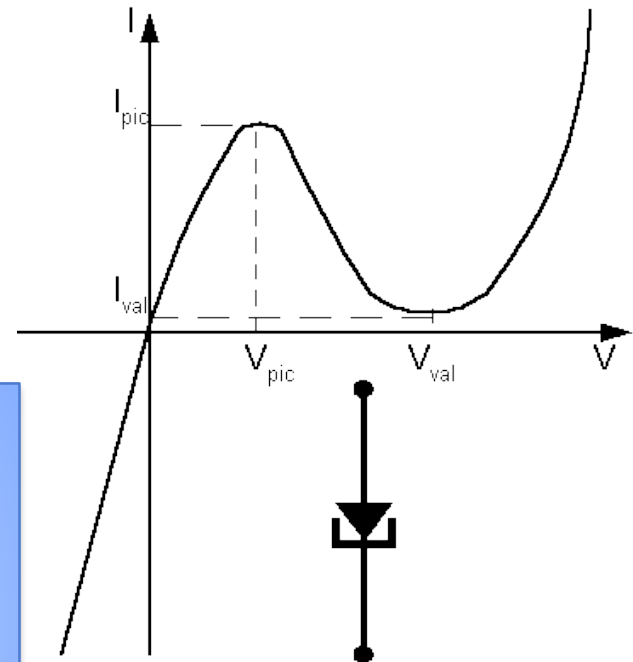
La **diode tunnel** ou **diode Esaki** est obtenue à partir d'une couche **P dégénérée** ($N_A > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) et d'une couche **N dégénérée** ($N_D > 10^{19} \text{ cm}^{-3}$).

La jonction P⁺N⁺ ainsi obtenue doit être très abrupte et la **ZCE** présente une **épaisseur très faible** (qq dizaines d'Å°).

Conditions pour avoir une diode Tunnel

- 1) Le **niveau de FERMI** soit situé **dans E_V** du **côté P** et **dans E_C** du **côté N**,
- 2) L'**épaisseur** de ZCE soit **petite** pour que la probabilité de **passage par effet tunnel** soit **suffisante**,
- 3) A la **même énergie** des électrons soient disponibles dans E_C et des trous dans E_V

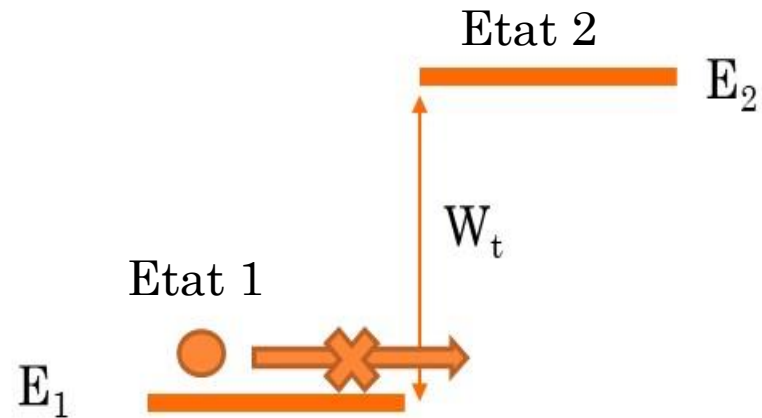
Caractéristique $I(V)$ d'une diode Tunnel



BLOPAGE DE COULOMB

Blocage de Coulomb

Il traduit le **blocage de transfert** entre deux états tant que **l'énergie** mise en œuvre est **inférieure** à un **seuil** énergétique W_t nécessaire à ce transfert



BLOPAGE DE COULOMB

But de l'étude du blocage de Coulomb

Le blocage de Coulomb est un mécanisme étudié notamment pour l'élaboration de transistors à un électron (S.E.T. : *Single Electron Transistor*). Car à travers le blocage de Coulomb, on a la possibilité de contrôler le flux de porteurs, électron par électron.



BLOPAGE DE COULOMB

Exemple: Cas d'un condensateur

Un condensateur de **capacité C** polarisé par une **tension V**, il est chargé par une **charge Q**:

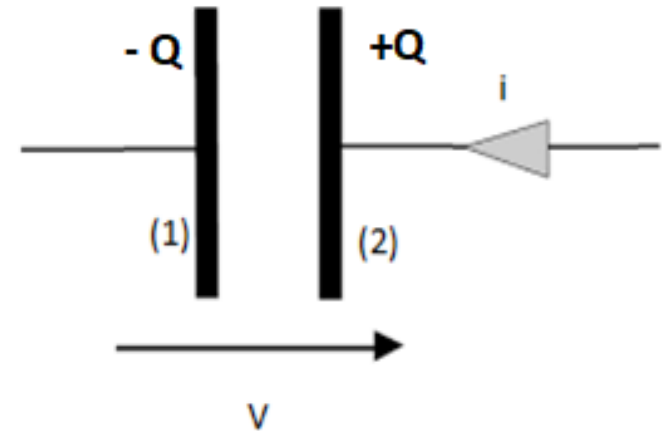
$$Q = CV$$

L'**énergie** électrostatique **emmagasinée** est donnée par:

$$W = \frac{1}{2} QV = \frac{1}{2} C V^2 = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C}$$

Si la **charge Q** varie de **dQ**, l'énergie électrostatique **W** varie de **dW** donné par:

$$dW = \frac{Q}{C} dQ$$



BLOPAGE DE COULOMB

Exemple: Cas d'un condensateur (suite)

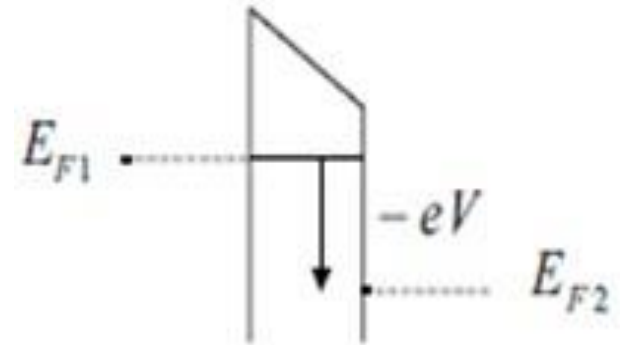
Considérons le cas d'un condensateur dont l'épaisseur de l'isolant est suffisamment faible (cas de la capacité d'une diode tunnel, par exemple).

Sous la polarisation V , le niveau de Fermi de l'électrode (2) est abaissé de:

$$\Delta E = -eV$$

par rapport à celui de l'électrode (1).
C'est-à-dire:

$$E_{F1} - E_{F2} = eV$$



BLOPAGE DE COULOMB

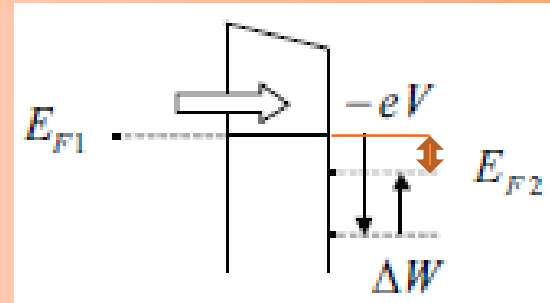
Exemple: Cas d'un condensateur (suite)

La variation d'énergie électrostatique qui en résulte lors du passage d'un électron de l'électrode (1) vers l'électrode (2) par effet tunnel est donnée par l'intégrale de 0 à e de l'expression:

$$dW = \frac{Q}{C} dQ$$

Ce qui donne:

$$\Delta W = \int_0^e \frac{Q}{C} dQ = \frac{e^2}{2C}$$



Le niveau de Fermi E_{F2} remonte donc par rapport au niveau de Fermi E_{F1} de la quantité:

$$\Delta W = e^2/2C$$

La différence des niveaux de Fermi devient alors:

$$E_{F1} - E_{F2} = eV - e^2/2C.$$



BLOPAGE DE COULOMB

Exemple: Cas d'un condensateur (**Suite**)

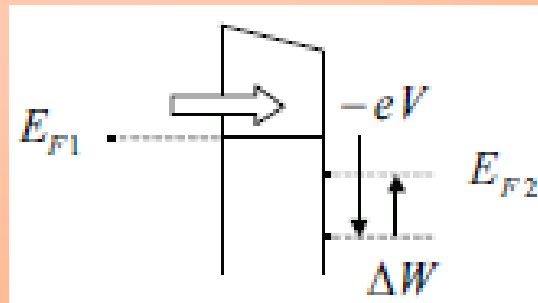
Cas 1: $eV > \Delta W$ ($eV > e^2/2C$) \Rightarrow ($V > e/2C$)

Dans ce cas, la différence $E_{F1} - E_{F2}$ reste positive après le transfert, le niveau E_{F2} reste au-dessous du niveau E_{F1} . l'électron est transféré dans l'électrode (2).

L'électron transféré est ensuite évacué par le contact de sortie et revient dans l'électrode (1) à travers le générateur.

Conclusion

Le courant *tunnel circule*, le blocage de Coulomb *n'a pas lieu*.



BLOPAGE DE COULOMB

Exemple: Cas d'un condensateur (Suite)

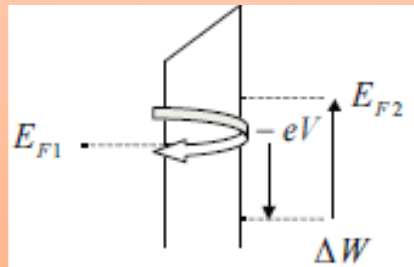
Cas 2: $eV < \Delta W$ ($eV < e^2/2C$) \Rightarrow ($V < e/2C$)

Dans ce cas, la différence $E_{F1} - E_{F2}$ devient négative après le transfert, le niveau E_{F2} va devenir au-dessus du niveau E_{F1} . l'électron est refoulé dans l'électrode (1).

Le transfert (1) \rightarrow (2) correspondrait à un transfert tunnel entre un état occupé de l'électrode (1) et un état occupé lui aussi dans l'électrode (2), ce qui est impossible.

Conclusion

Le *courant tunnel* est donc *nul*, le *blocage de Coulomb* a lieu.



BLOPAGE DE COULOMB

Blocage de coulomb (**Résumé**)

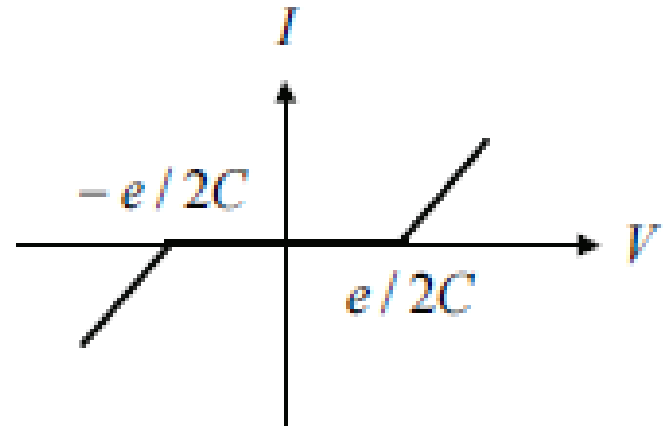
Lorsque la tension de polarisation V augmente, le courant tunnel ne devient différent de zéro que lorsque la condition

$$eV > \Delta W \Rightarrow eV > e^2/2C \Rightarrow V > e/2C$$

Par contre, si on a:

$$eV < \Delta W \Rightarrow eV < e^2/2C \Rightarrow V < e/2C$$

Le courant tunnel **est nul**. Il s'agit, dans ce cas, du **blocage de Coulomb**.



Résumé

Le Blocage de Coulomb se manifeste lorsque la variation d'énergie capacitive $e^2/2C$ associée au passage d'un électron par effet tunnel **est supérieure** à l'énergie de polarisation eV .



BLOPAGE DE COULOMB

Condition d'observation du Blocage de Coulomb

Pour observer le blocage de Coulomb, il faut que les fluctuations thermiques de charges aux bornes de la capacité soient négligeables devant la variation d'énergie électrostatique, soit:

$$e^2/2C \gg kT$$

Ce qui conduit à une relation capacité-température de la forme:

$$C \ll e^2/(2kT)$$

En explicitant les constantes, on obtient:

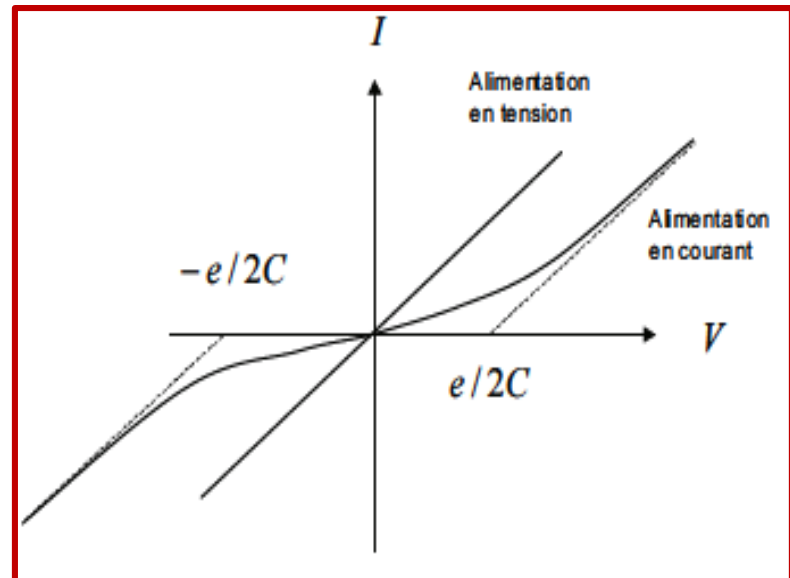
$$C(F) \ll \frac{10^{-15}}{T(K)}$$



BLOPAGE DE COULOMB

Blocage de Coulomb et type de polarisation

L'observation expérimentale du blocage de Coulomb à travers une jonction unique n'est possible que sous une alimentation en courant comme il est indiqué sur la figure ci-contre,





CHAPITRE 2

COMPOSANTS QUANTIQUES

2.4. Blocage de Coulomb et systèmes à peu d'électrons

2.4. Blocage de Coulomb.

2.4.2: Dispositif à deux jonctions

BLOPAGE DE COULOMB

1. Absence de l'effet Tunnel

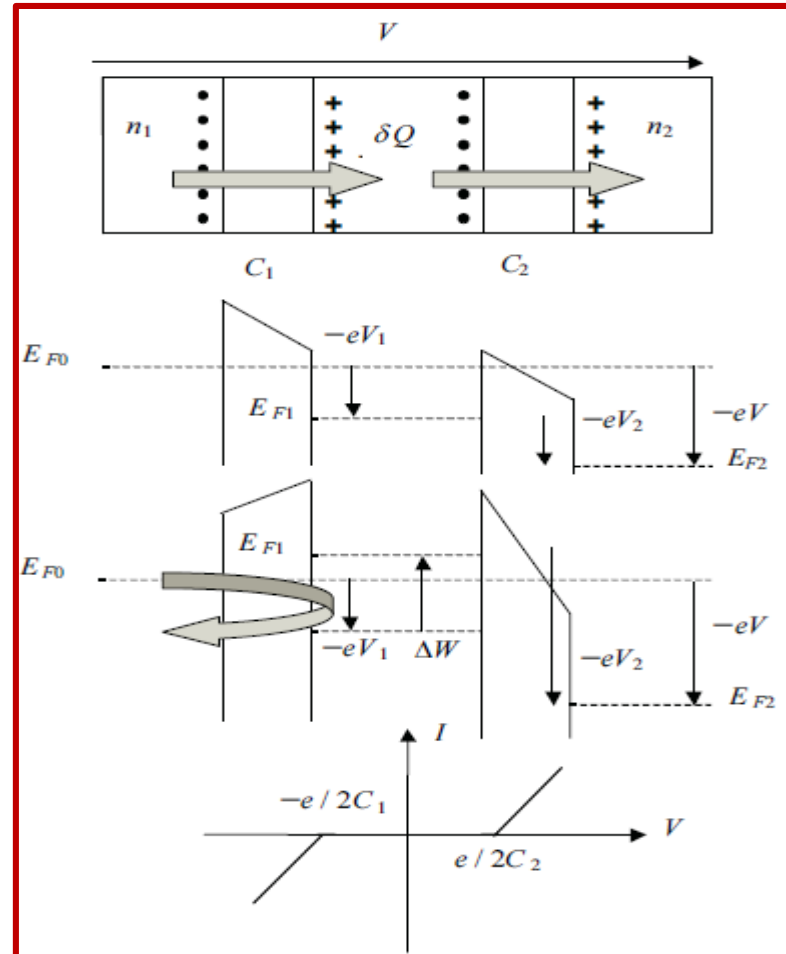
$$Q = C_1 V_1 = C_2 V_2$$

$$V = V_1 + V_2$$

$$Q = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} V$$

$$V_1 = \frac{C_2}{C_1 + C_2} V$$

$$V_2 = \frac{C_1}{C_1 + C_2} V$$



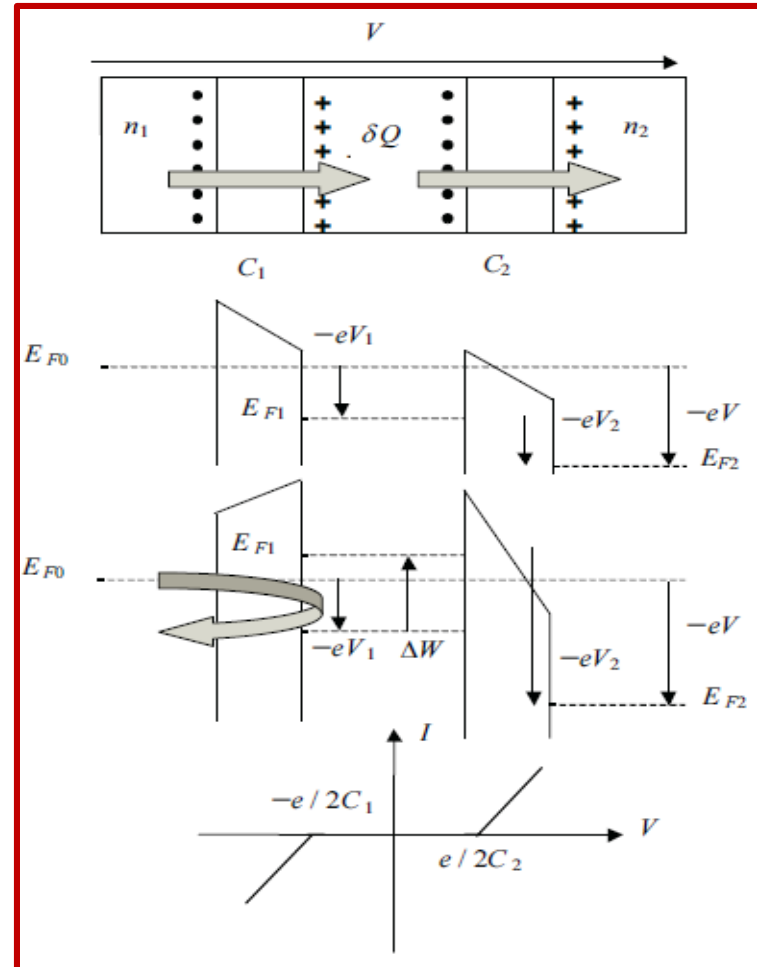
BLOPAGE DE COULOMB

1. Présence de l'effet Tunnel

$$V_1 = \frac{C_2}{C_1 + C_2} V - e \frac{n_1 - n_2}{C_1 + C_2}$$

$$V_2 = \frac{C_1}{C_1 + C_2} V + e \frac{n_1 - n_2}{C_1 + C_2}$$

n_1 et n_2 sont les nombres d'électrons qui traversent respectivement les jonctions (1) et (2)



BLOPAGE DE COULOMB

1. Présence de l'effet Tunnel

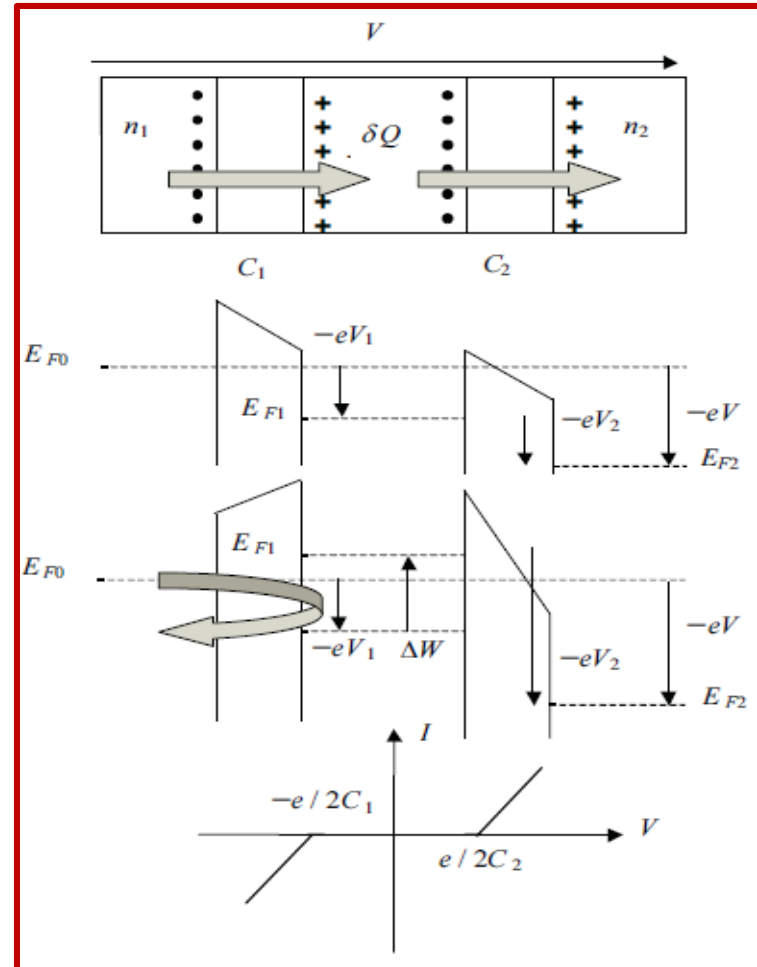
Cas $n_1=1, n_2=0$

Dans ce cas, il y a diminution de V_1 et une augmentation de V_2 de la quantité:

$$\frac{e}{C_1 + C_2}$$

et E_{F1} remonte de:

$$\Delta W = \frac{e^2}{2(C_1 + C_2)}$$



BLOPAGE DE COULOMB

1. Présence de l'effet Tunnel

Cas $n_1=1, n_2=0$ (suite)

Si la tension V_1 , avant le transfert, vérifie la condition:

$$V_1 < \frac{e}{2(C_1 + C_2)}$$

Alors, E_{F1} est au-dessus de E_{F0} .

Dans ce cas, **l'effet tunnel n'est pas autorisé**, c'est le **blocage de Coulomb**.

1. Présence de l'effet Tunnel

Cas $n_1=1, n_2=0$ (suite)

Si la tension V_1 , avant le transfert, vérifie la condition:

$$V_1 < \frac{e}{2(C_1 + C_2)}$$

Alors, E_{F1} est au-dessus de E_{F0} .

Dans ce cas, **l'effet tunnel n'est pas autorisé**, c'est le **blocage de Coulomb**.



BLOPAGE DE COULOMB

1. Présence de l'effet Tunnel

Cas $n_1=1, n_2=0$ (suite)

Le déblocage du courant a lieu si V_1 vérifie la condition :

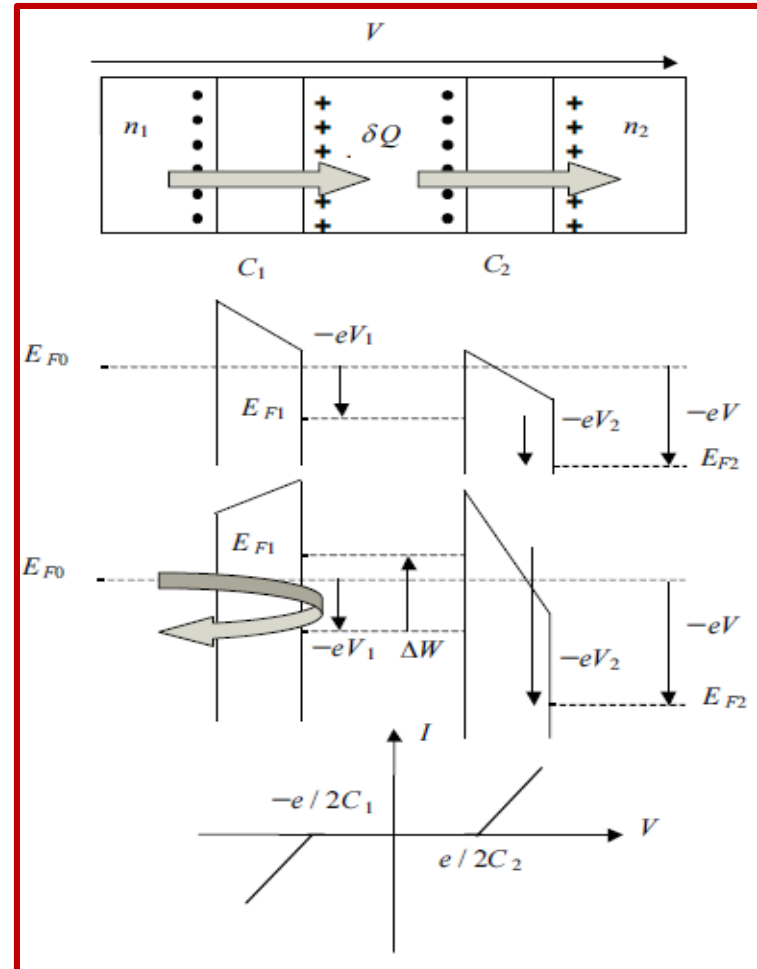
$$V_1 > \frac{e}{2(C_1 + C_2)}$$

Ce qui conduit à :

$$V > \frac{e}{2C_2}$$

N.B.: Si la polarisation est inversée, le déblocage a lieu si :

$$V < -\frac{e}{2C_1}$$



BLOPAGE DE COULOMB

Remarque importante

Le dispositif à deux jonctions permet donc d'observer le blocage de Coulomb sous une polarisation en tension alors que le dispositif à une jonction n'autorise son observation que sous une alimentation en courant.

Il est donc plus facile de mettre expérimentalement en évidence le phénomène avec le dispositif à 2 jonctions.





CHAPITRE 2

COMPOSANTS QUANTIQUES

2.4. Blocage de Coulomb et systèmes à peu d'électrons

2.4. Blocage de Coulomb.

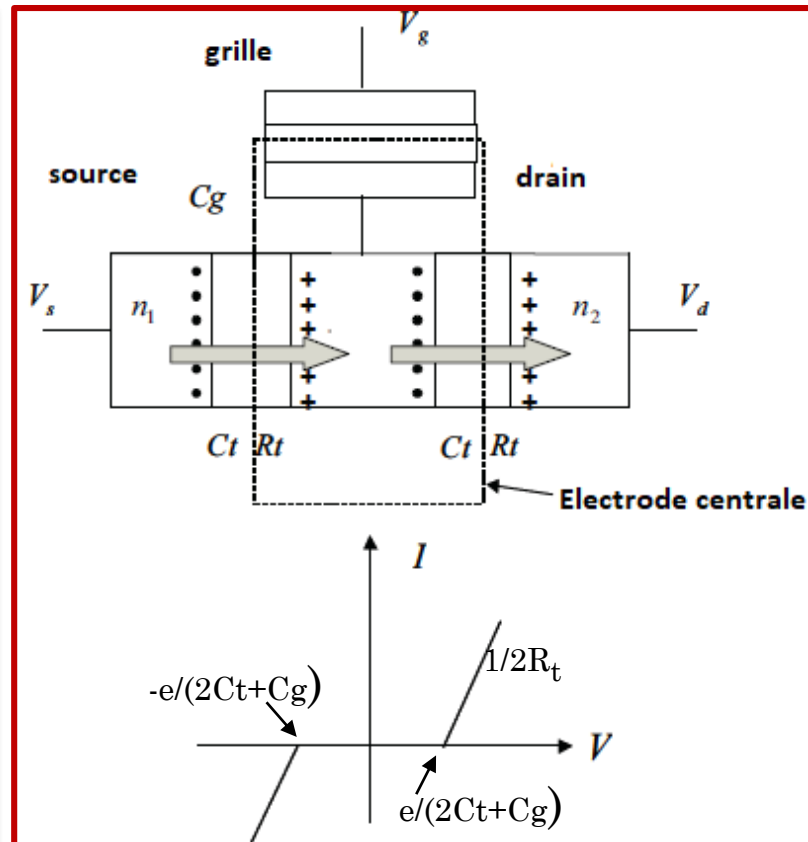
2.4.3: Transistor à un électron

TRANSISTOR À UN ÉLECTRON

Architecture du transistor

Il est constitué du **dispositif à deux jonctions** auquel on ajoute **une électrode latérale jouant le rôle d'une grille** et permettant, par effet capacitif par exemple, de faire varier de δq la charge de l'électrode central.

Par l'intermédiaire de la charge δq , l'électrode latérale permet de commander le courant à travers le dispositif.



Le transistor **se comporte** comme un **transistor à effet de champ** dans lequel le courant **drain-source** est contrôlé **électron par électron**, c'est le transistor à un électron

TRANSISTOR À UN ÉLECTRON

Conditions sur les paramètres du transistor à un électron

Les **capacités** doivent être **très faibles** avec toutefois des **épaisseurs** d'isolant **très faibles** pour autoriser **l'effet tunnel**.

Il en résulte que **l'électrode centrale** doit être de **taille très réduite**.

Remarque

La **taille réduite** de l'électrode centrale nous oblige de **prendre en considération** les effets de **basse dimensionalité**, et en particulier le fait que les **états d'énergie** dans l'électrode centrale deviennent **discontinus** et de **plus varient** avec la population.

Intérêt

Le transistor à un électron est un **bon candidat** pour combiner **faible consommation d'énergie** et **densité de composants élevée**.

