

Chapitre 2

La jonction PN

Introduction

la jonction PN est fondamentale

- ▶ tous les semi-conducteurs usuels contiennent des jonctions PN
- ▶ l'étude des propriétés de ces jonctions est fondamentale
- ▶ buts du chapitre : complément de ELEC-H-301
 - ◆ bandes d'énergie
 - ◆ conductivité intrinsèque et extrinsèque
 - ◆ les principales formules (approchées)
- ▶ hypothèses simplificatrices pour ramener le problème à une dimension

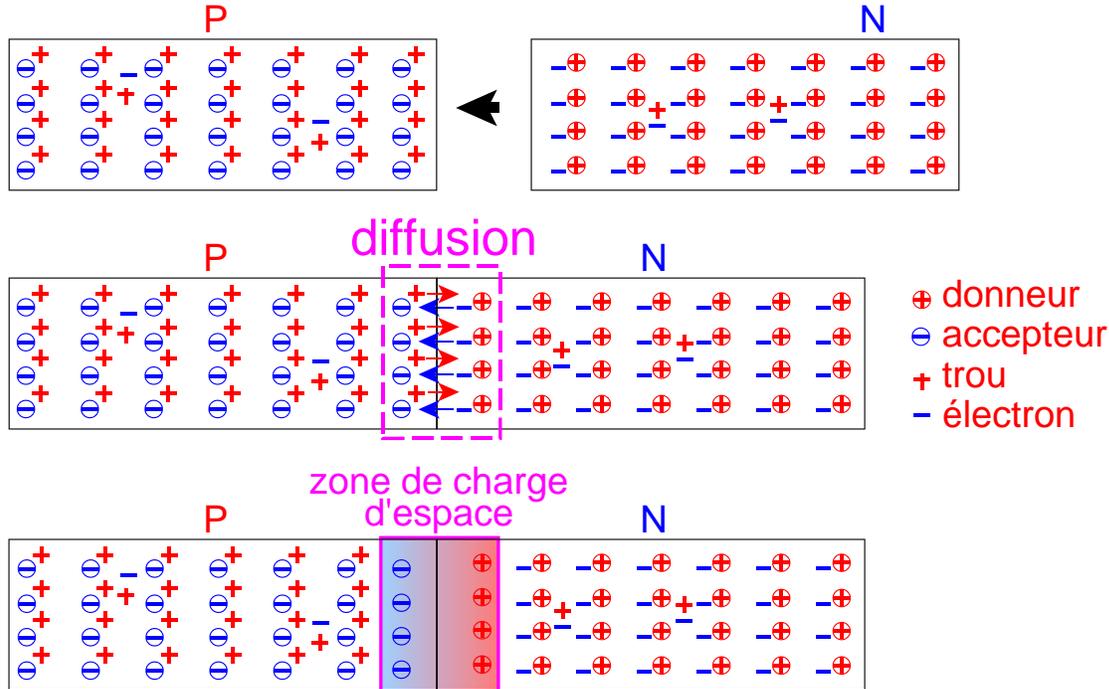
Jonction PN

PLAN

- ▶ **jonction PN à l'équilibre**
 - ◆ **zone de transition**
 - **notion intuitive**
 - **diagrammes d'énergie**
 - **champ électrique**
 - ◆ **courants traversant la jonction**
- ▶ jonction PN polarisée
- ▶ détails sur la polarisation inverse
- ▶ la jonction PN dissymétrique
- ▶ notion de durée de vie
- ▶ conclusions

Une zone de transition se crée à la jonction

notion intuitive



Pour fabriquer une jonction PN, on dope un monocristal unique de silicium en utilisant des donneurs du côté (N) et des accepteurs de l'autre (P). Entre les deux, se forme une zone de transition très mince dont nous allons expliquer la formation.

Accolons par la pensée deux barreaux P et N, formant ainsi une jonction abrupte ⁽¹⁾. La frontière entre les deux zones est appelée **jonction métallurgique**.

Il existe dès lors à la frontière un gradient de concentration élevé pour les deux types de porteurs (chacun étant majoritaire dans sa région et minoritaire dans l'autre). Un tel gradient engendre un phénomène de **diffusion** qui tend à égaliser les concentrations en déplaçant les porteurs vers la région où ils sont minoritaires. Ce phénomène ne peut pas être permanent car il n'y a pas de source ni de circuit fermé, ce sera un bref transitoire. En effet, on va assister à des recombinaisons entre électrons et trous à la frontière et donc

- une mince tranche de la région P ne contient plus que des atomes de Si neutre et des dopants accepteurs ionisés négativement
- une mince tranche de la région N ne contient plus que des atomes de Si neutre et des dopants donneurs ionisés positivement

Les largeurs de ces tranches s'accroissent. Les charges fixes qu'elles contiennent créent très rapidement un champ électrique E (et donc une différence de potentiel), qui s'oppose au déplacement des électrons et des trous. On finit donc par atteindre un état d'équilibre où tout déplacement macroscopique de charges est stoppé, et où la mince zone chargée de part et d'autre de la jonction cesse de s'élargir.

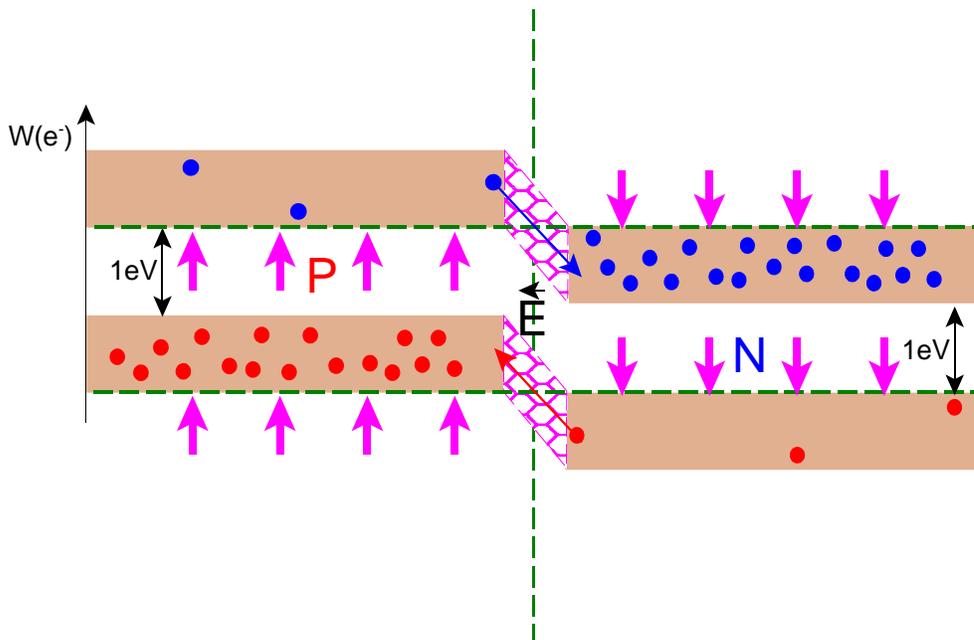
Cette zone est désignée par plusieurs synonymes :

- **zone de charge d'espace** pour indiquer la présence de ces charges fixes
- **zone déplétée** ou à déplétion pour indiquer l'absence de charges mobiles
- **zone de transition**

⁽¹⁾ En pratique, la concentration en dopants aux alentours de la frontière P-N ne varie pas de manière aussi brutale, mais suit un profil bien précis que nous négligerons ici. (voir cours de micro-électronique)

Zone de transition

les niveaux d'énergie se décalent à cause de E



L'apparition du champ électrique engendre une différence de potentiel entre les régions P et N, qui se marque par une inclinaison des bandes d'énergie dans la zone de charge d'espace.

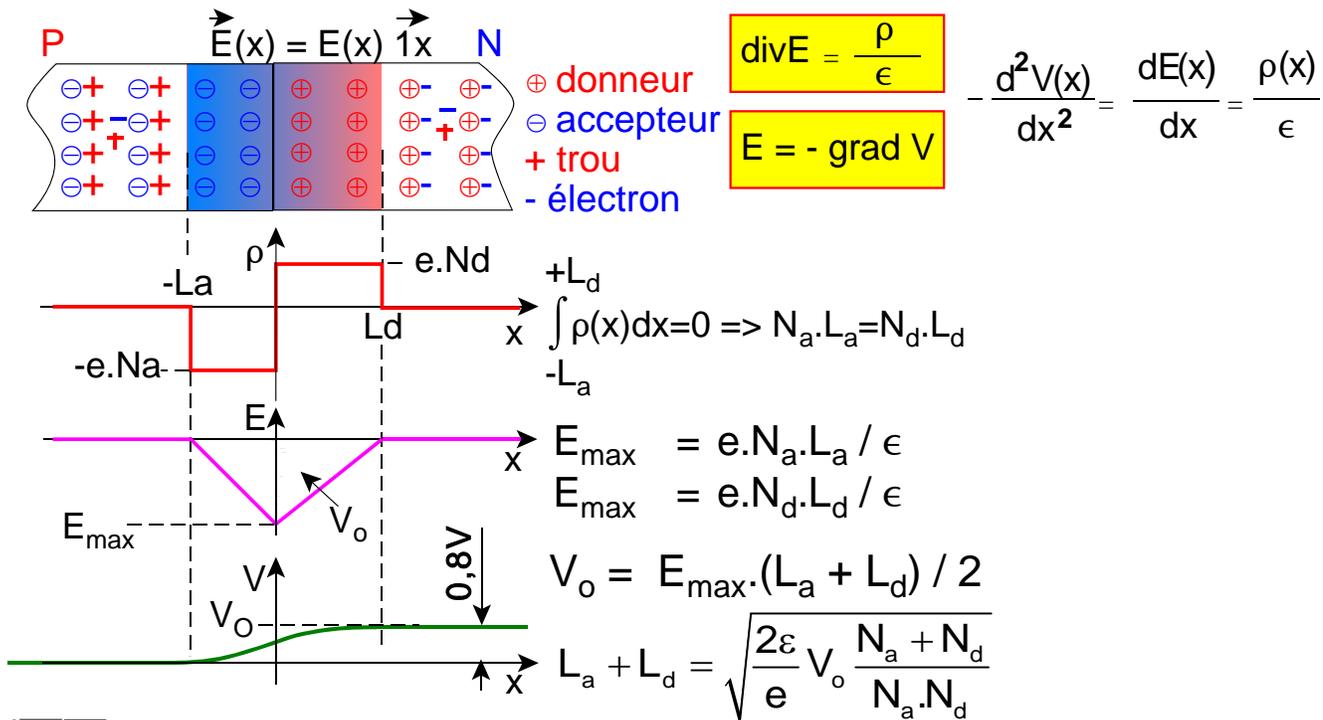
Au moment où le haut de la bande de conduction N correspond au bas de la bande de conduction P (et où le bas de la bande de valence P correspond au haut de la bande de valence N), les porteurs majoritaires ne peuvent plus diffuser et le déplacement macroscopique de charges s'arrête.

Ce diagramme énergétique montre bien que cette inclinaison des bandes d'énergie constitue

- une **barrière de potentiel pour les majoritaires** des deux régions qui ont donc tendance à rester dans leur région, à moins que l'agitation thermique ne confère à un petit nombre d'entre eux assez d'énergie pour franchir la barrière
- un **toboggan de potentiel pour les minoritaires** des deux régions, qui sont aspirés vers l'autre région dès qu'ils passent au voisinage de la jonction

Zone de transition

Charges fixes => champ E et barrière de potentiel



Dans les zones où il y a des porteurs mobiles, le champ électrique est nul, comme on l'a vu au chapitre précédent. Par contre, dans la zone de transition, il n'y a que des ions fixes des dopants qui créent une charge d'espace macroscopique. Par application de l'équation de Poisson, ces charges sont responsables de l'apparition d'un champ électrique E, qui lui-même dérive d'un potentiel V.

Remarquons que la **zone de charge d'espace doit être globalement neutre**, puisque l'ensemble du cristal l'est, et que chacune des régions hors zone de transition l'est également.

En supposant un profil de dopage constant dans chaque région et une jonction abrupte, on arrive à une représentation simplifiée à une dimension, où champ et potentiel ne dépendent plus que de x.

L'intégrale de la densité de charge négative constante de la région P fournit un champ électrique qui croît négativement pour atteindre son maximum à la jonction métallurgique; vu la définition du sens positif de E, ce champ repousse vers la gauche les trous (majoritaires) de la région P.

Dans la région N l'intégration des charges positives ramènera E à 0 à la limite droite de la zone de transition. Le champ est toujours de même signe, donc il repousse vers la droite les électrons (majoritaires) de la région N

Par définition le niveau d'énergie est proportionnel au potentiel V pour les charges positives, c'est à dire les trous. Pour les **majoritaires** (électrons de la région N et trous de la région P), franchir la zone de transition demande donc de vaincre une **barrière de potentiel**. Les quelques rares porteurs minoritaires qui arrivent au bord de la zone de transition rencontrent un puits (toboggan) de potentiel qui la leur fait traverser rapidement.

La **hauteur de la barrière de potentiel est l'aire sous le diagramme de champ électrique E**.

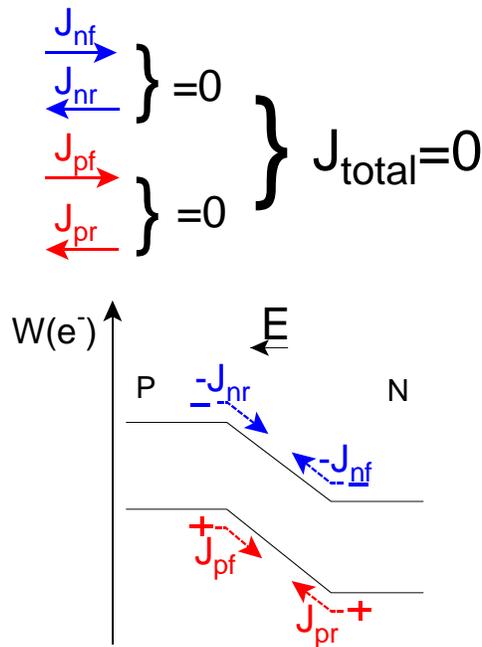
Toutes les propriétés de la zone de transition (longueurs, champ, barrières de potentiel) résultent d'un équilibre thermodynamique qui dépend de la température et du matériau de base (voir cours de physique du semi-conducteur). Par exemple la barrière de potentiel vaut :

- pour le silicium (Si) 0,8 V à 20°C et 0.64V à 100°C
- pour le germanium (Ge) 0,3 V à 20°C et 0.22V à 100°C
- pour l'arséniure de gallium (AsGa) 1,22V à 20°C et 1.07V à 100°C

La **longueur de la zone de transition est proportionnelle à la racine carrée de la barrière de potentiel V_o** (le démontrer à titre d'exercice)

Jonction isolée

à l'équilibre : 2 x 2 courants de somme nulle



La zone de transition d'une jonction PN est donc traversée en permanence par des charges dont le sens de déplacement réel est donné sur la figure du bas.

Les vecteurs des courants correspondants (sur la figure du haut) sont définis positifs dans le sens conventionnel (sens des charges positives).

Les vecteurs de courant sont donc dans le même sens que le mouvement des trous et dans le sens opposé au mouvement des électrons.

L'indice **p** correspond aux trous et l'indice **n** aux électrons.

L'indice **f** correspond à un courant direct (*forward*) c'est-à-dire traversant la jonction dans le sens P=>N

L'indice **r** correspond à un courant inverse (*reverse*) c'est-à-dire traversant la jonction dans le sens N=>P

Les mouvements des deux types de charges dans les deux sens créent donc 4 courants qui traversent en permanence la zone de transition.

J_{pf} et J_{nf} sont dus respectivement aux **trous** majoritaires de P et aux **électrons** majoritaires de N, qui ont assez d'énergie pour franchir la barrière de potentiel.

J_{pr} (J_{nr}) est dû au faible nombre de trous (électrons) minoritaires de N (de P) qui, par leur agitation thermique, arrivent à la frontière de la zone de transition et sont aspirés par E (ils dévalent la barrière de potentiel) ce nombre ne dépend en première approximation que de la température.

La jonction étant isolée, il n'y a aucun courant total : le courant direct et le courant inverse se compensent mutuellement, pour chaque type de porteur.

$$J_{pf} + J_{pr} = 0$$

$$J_{nf} + J_{nr} = 0$$

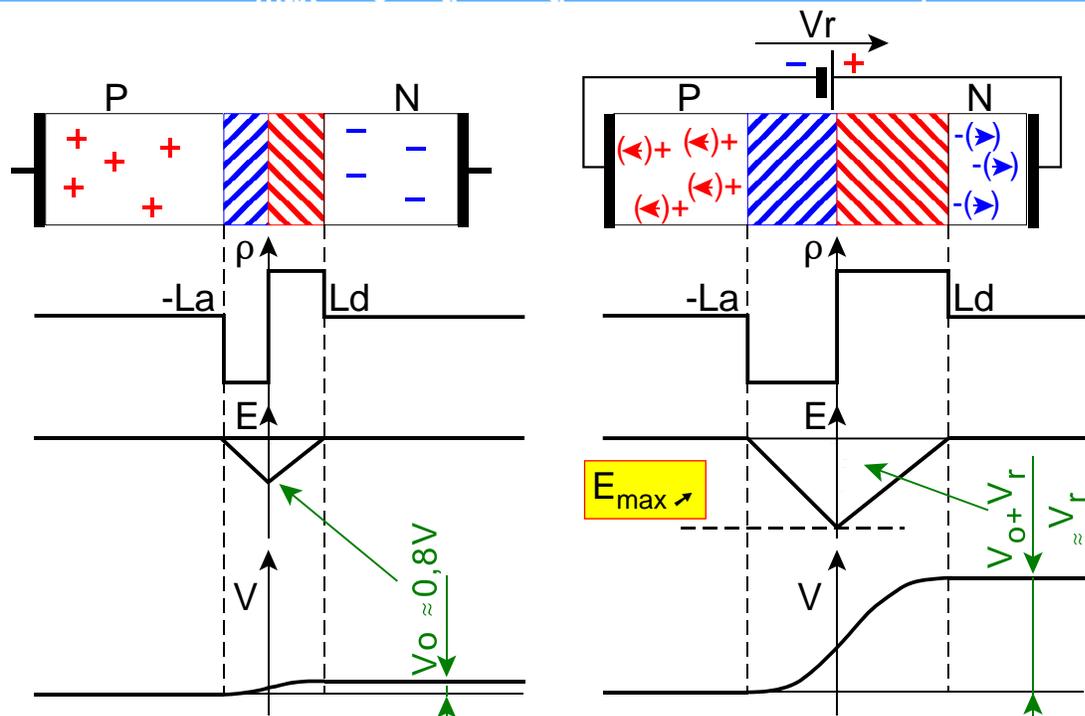
Jonction PN

PLAN

- ▶ jonction PN à l'équilibre
- ▶ **jonction PN polarisée en direct et en inverse**
 - ◆ **champ E et potentiel**
 - ◆ **diagramme d'énergie**
 - ◆ **concentration des porteurs**
 - ◆ **bilan des courants**
 - ◆ **caractéristique $J(v)$**
- ▶ détails sur la polarisation inverse
- ▶ la jonction PN dissymétrique
- ▶ notion de durée de vie
- ▶ conclusions

Polarisation inverse

E_{max} , V_o , L_a et L_d croissent avec V_r



Une jonction PN isolée du mode extérieur ne présente pas le moindre intérêt. Métallisons ses extrémités et raccordons-les à une source de tension continue V_r ; le pôle positif de la source est connecté à la région N. Nous envisagerons ici une amplitude de quelques V qui n'engendre aucun risque de phénomènes indésirables (voir dia 41 et suivantes : le problème d'avalanche).

La jonction est dite polarisée en **sens inverse** ou **bloquant** et nous allons voir pourquoi.

Le pôle positif de la source attire les électrons majoritaires de la région N et le pôle négatif attire les trous majoritaires de la région P. Un courant transitoire très bref apparaît, qui vide partiellement les deux régions et contribue donc à **élargir la zone de charge d'espace**.

Les pentes du diagramme de champ électrique étant fixées par les dopages, elles sont invariantes et la hauteur (c'est-à-dire le champ électrique maximum) croît, ainsi que la surface (et donc la hauteur de la barrière de potentiel).

Le transitoire de courant s'arrête lorsque la barrière de potentiel atteint la valeur $V_0 + V_r$ qu'on peut assimiler à V_r , si $V_r \gg V_0$, ce qui est souvent le cas.

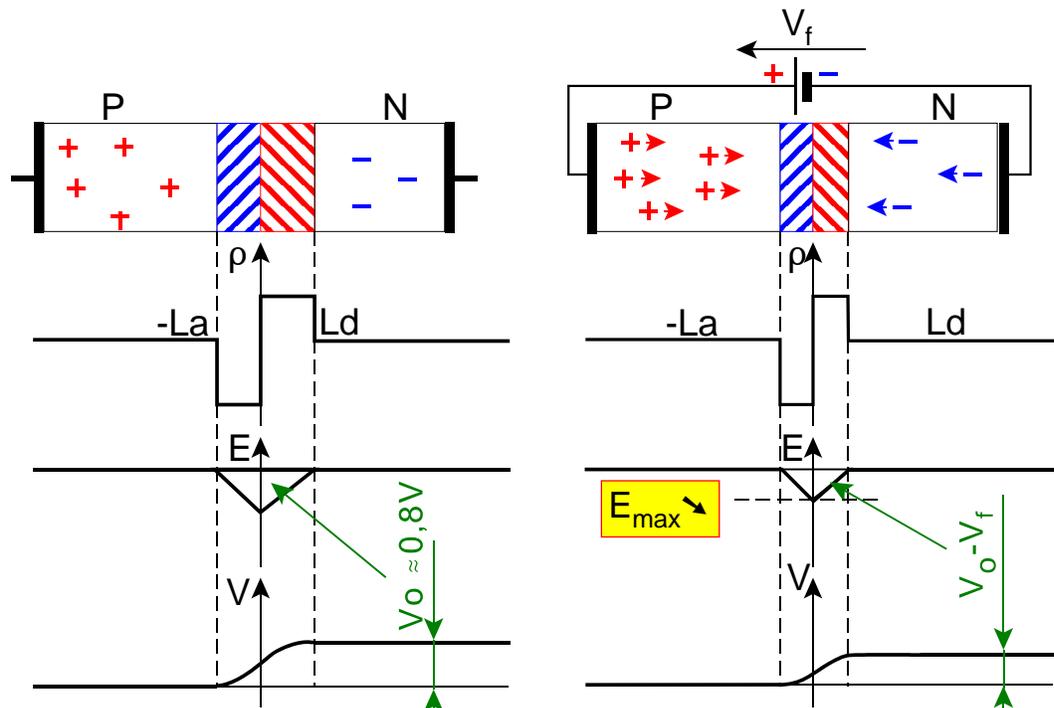
Ce phénomène est analogue à la charge d'un condensateur.

L'absence de courant en régime explique l'appellation "sens bloquant".

REM : en réalité, il existe un très faible courant de fuite que nous allons analyser plus tard (voir dias 47 et suivantes).

Polarisation directe

E_{max} , V_o , L_a et L_d diminuent avec V_f



Renversons la source de tension extérieure en connectant son pôle positif à la région P, on parle de **polarisation directe** ou en **sens passant**.

Nous envisagerons une tension directe comprise entre 0 et le voisinage de la barrière de potentiel V_o .

Le pôle positif (négatif) de la source repousse les trous (électrons) majoritaires de la région P (N) en direction de la zone de transition, qui a donc tendance à se rétrécir. Le champ électrique maximum décroît, et la hauteur de la barrière de potentiel se réduit de la valeur de la tension extérieure appliquée, favorisant ainsi le passage des courants de majoritaires à travers la jonction.

L'effet d'une augmentation de la tension directe est plus que proportionnel sur ces courants de majoritaires, car deux phénomènes coopèrent :

- l'abaissement de la barrière de potentiel
- l'augmentation du niveau moyen d'énergie des majoritaires arrivant à la barrière de potentiel

REM : si l'on augmente la tension directe appliquée au-delà de V_o le comportement de la jonction change.

- nous admettrons, sans le démontrer, que la zone de transition conserve une largeur minimum
- le courant est essentiellement déterminé par la résistance du silicium et non plus par les propriétés de la jonction. (voir chapitre suivant sur la diode)

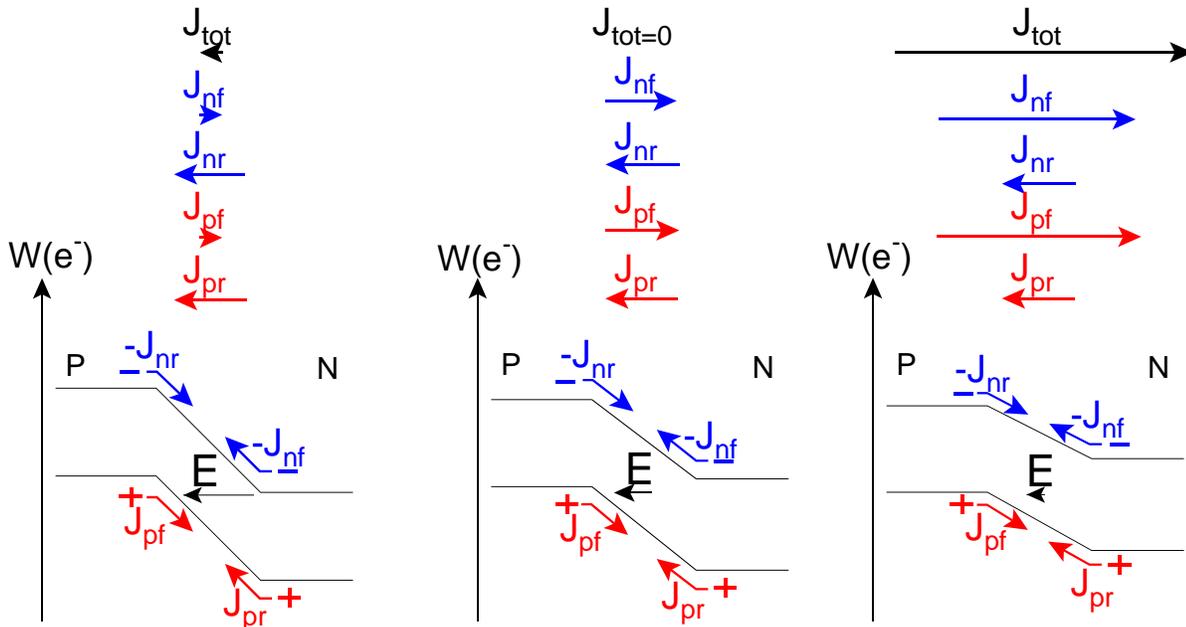
Bilan des courants à l'équilibre

la polarisation n'affecte que les majoritaires

polarisée en inverse

non-polarisée

polarisée en direct



Les **courants inverses** (indice **r** pour *reverse*) sont liés aux **porteurs minoritaires** et circulent quelle que soit l'amplitude de la tension inverse appliquée ; ils ne dépendent à priori que de la densité de minoritaires parvenant au bord de la zone de transition, c'est-à-dire de la température.

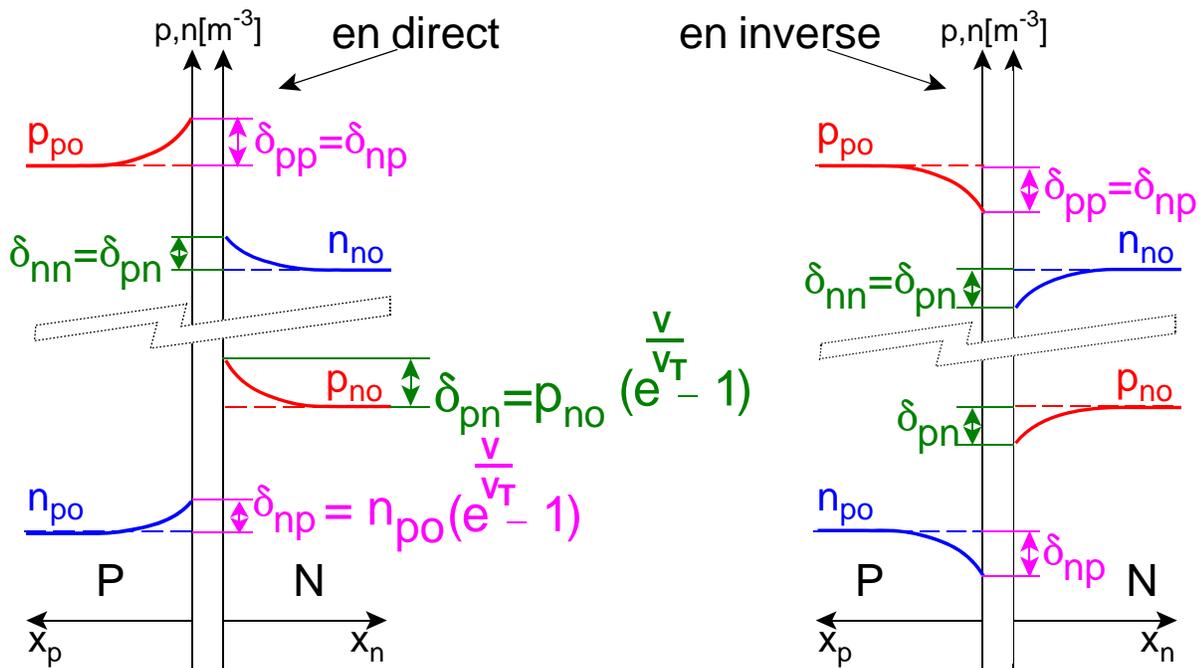
Les **courants directs** (indice **f** pour *forward*), constitués de **porteurs majoritaires**, sont fortement influencés par la tension directe appliquée, comme le montrait la dia précédente :

- en **polarisation directe**, les courant direct croissent fortement et le **courant total devient direct et important**
- en **polarisation inverse**, les courants directs baissent et donc le **courant total devient inverse et reste faible**

REM : nous verrons ultérieurement au chapitre sur la tenue en tension que le courant inverse croît très faiblement lorsque la tension inverse appliquée augmente.

Concentration des porteurs

jonction polarisée : excès de concentration localisés



Dans cette figure, le premier indice désigne le type de porteur et le deuxième indice désigne soit la région considérée (P ou N), soit la valeur d'équilibre en l'absence de polarisation (indice o).

Si l'on polarise la jonction en appliquant une tension extérieure v , on admettra que les concentrations sont modifiées aux frontières de la zone de transition.

Une tension appliquée v positive correspond à une polarisation directe.

En polarisation directe (inverse) apparaissent des **excès** (défauts) **de porteurs minoritaires** notés δ

δ_{pn} = excès de minoritaires (trous) dans la région N

δ_{np} = excès de minoritaires (électrons) dans la région P

Ces excès (défauts)

- sont proportionnels à la concentration de minoritaires à l'équilibre correspondante (p_{no} ou n_{po})

- dépendent d'une fonction exponentielle de v/V_T où

v est la tension appliquée aux bornes de la jonction

$V_T = kT/e$ est une constante dépendant de la température et qui vaut environ 25mV à 20 °C

En raison de l'**électro-neutralité** apparaissent des **excès** (défauts) **de majoritaires identiques**

$$\delta_{nn} = \delta_{pn} \quad \text{et} \quad \delta_{pp} = \delta_{np}$$

En règle générale,

- les excès de porteurs minoritaires ne sont pas négligeables devant les concentrations de minoritaires

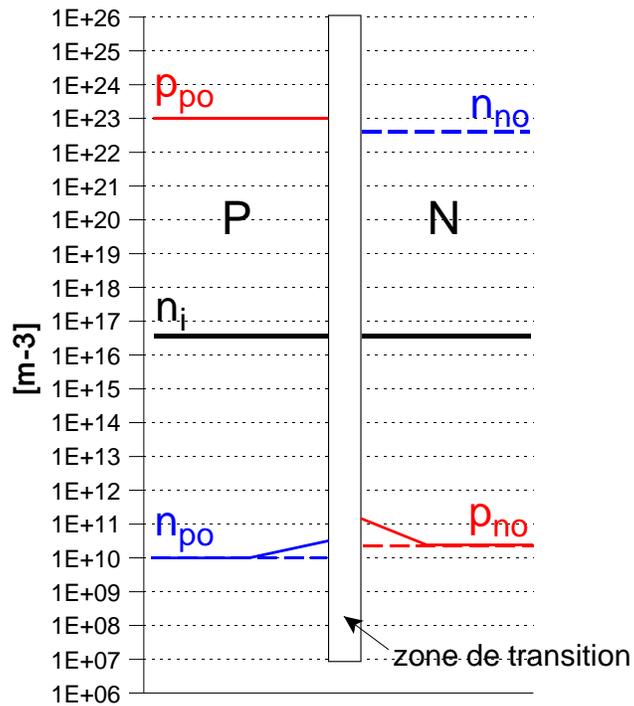
- les excès de porteurs majoritaires sont négligeables devant les concentrations de majoritaires

Ex : si $\delta_{np}/n_{po} = 10$ et que $p_{po}/n_{po} = 1E+10$ alors $\delta_{pp}/p_{po} = 1E-09$

REM : On verra au cours d'électronique de puissance que, dans les semi-conducteurs spéciaux adaptés à des tensions et courants élevés, on peut atteindre des excès non négligeables de majoritaires. Pour les composants étudiés dans ce cours-ci, on négligera toujours les excès de majoritaires.

Polarisation en direct

seuls les excès de minoritaires sont significatifs

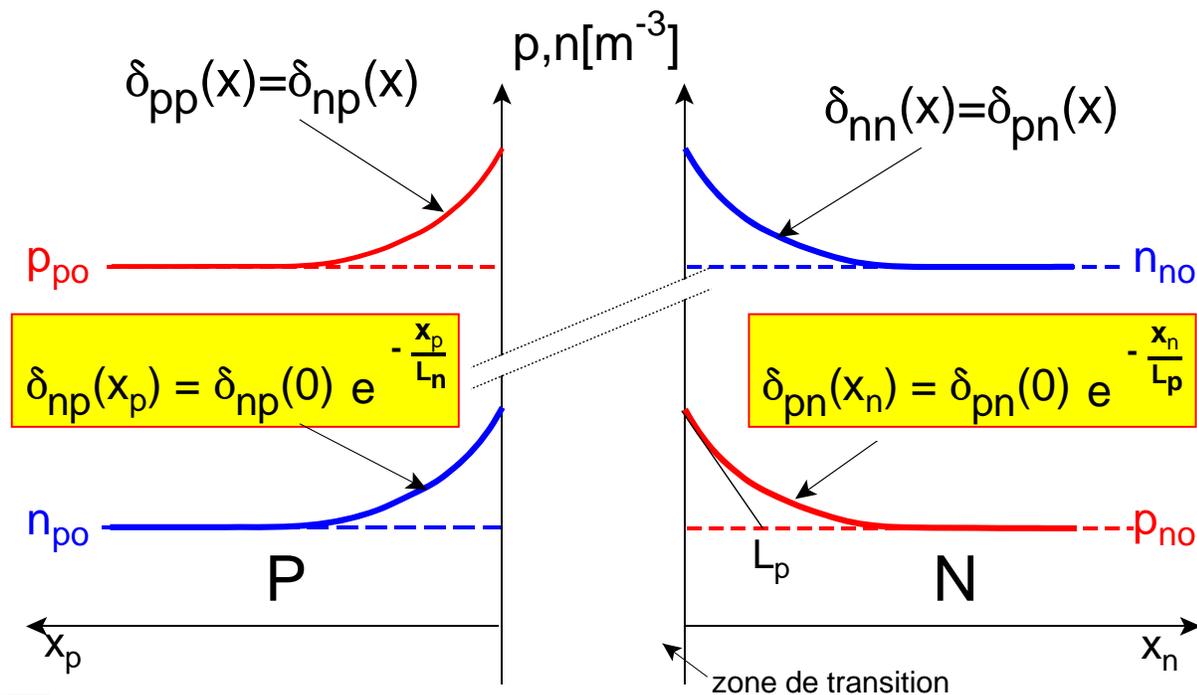


L'échelle logarithmique représente bien la différence d'importance relative entre l'excès de minoritaires et l'excès de majoritaires.

La jonction est représentée très légèrement dissymétrique, la région P étant un peu plus dopée que la région N.

Concentration des porteurs

les excès de porteurs varient exponentiellement avec x



En régime stationnaire, une polarisation externe constante entretient un excès constant de minoritaires aux deux frontières de la zone de transition. Lorsque l'on pénètre dans les régions P et N, en s'éloignant de la zone de transition, les lois de la diffusion s'appliquent et l'**excès de porteurs décroît exponentiellement** avec une **longueur caractéristique L_p (L_n)**, propre à chaque type de porteur.

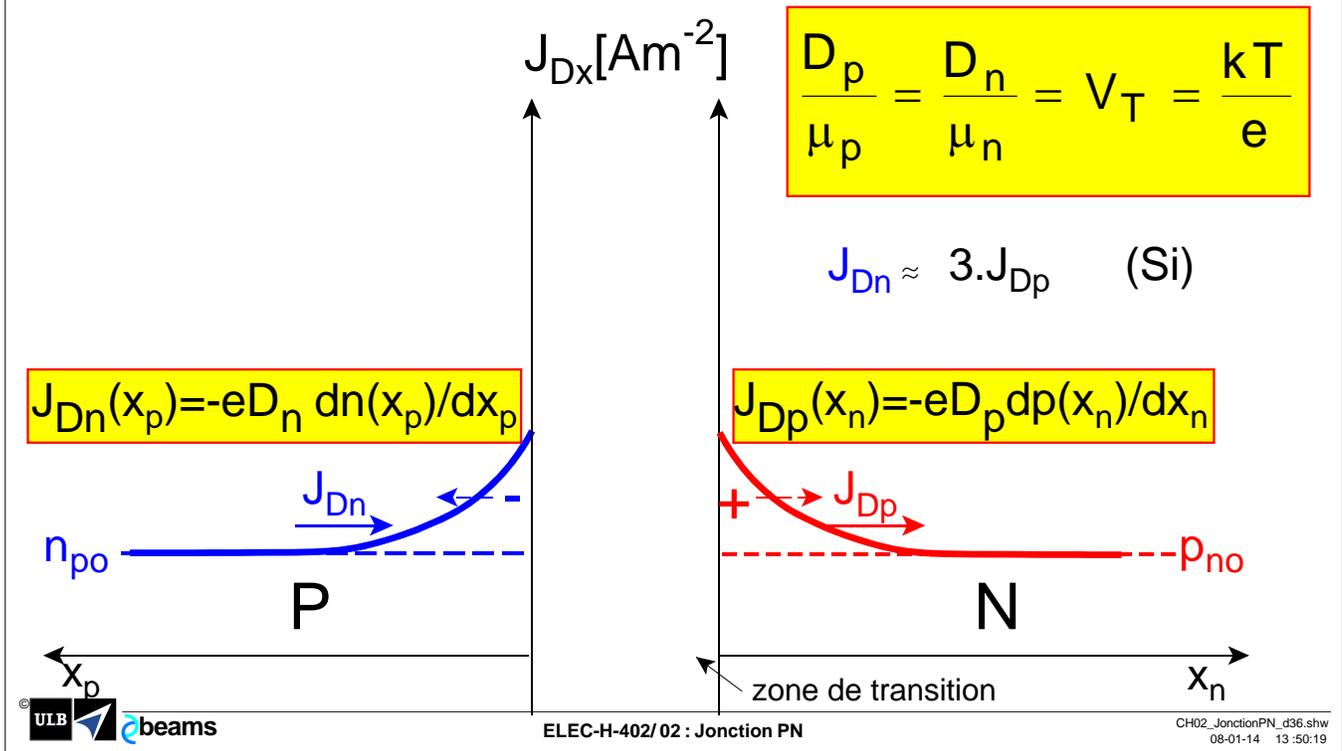
L_p et L_n sont appelées **longueur de diffusion**.

Elles varient de $1\mu\text{m}$ à quelques dizaines de μm pour le Silicium, en fonction de la pureté du cristal. Nous verrons dans la suite de ce chapitre que la longueur de diffusion dépend d'autres paramètres caractéristiques.

ATTENTION! ne pas confondre avec L_a et L_d qui sont les longueurs de zones déplétées de la jonction PN

Courants de diffusion : loi de Fick

gradient spatial => déplacement qui le combat



29

La loi de Fick démontre qu'un **gradient de concentration** de porteurs engendre un **courant de diffusion**
 - qui lui est **proportionnel**
 - dont le sens **tend à réduire le gradient** qui en est la cause

Prenons le cas de la région N : la concentration p de trous minoritaires présente un gradient dp/dx_n négatif qui engendre un courant de diffusion positif suivant l'axe des x_n . Ce courant transporte des trous de gauche à droite, ce qui a bien tendance à diminuer la concentration à gauche et à l'augmenter à droite, et donc à réduire le gradient. Si un gradient stationnaire se maintient, c'est à cause de la source de tension externe qui entretient l'excès $\delta_{pn}(x_n=0)$.

Dans la région P, un raisonnement similaire conduit à un déplacement d'électrons de droite à gauche sur la figure, et donc à un courant conventionnel dans le sens opposé.

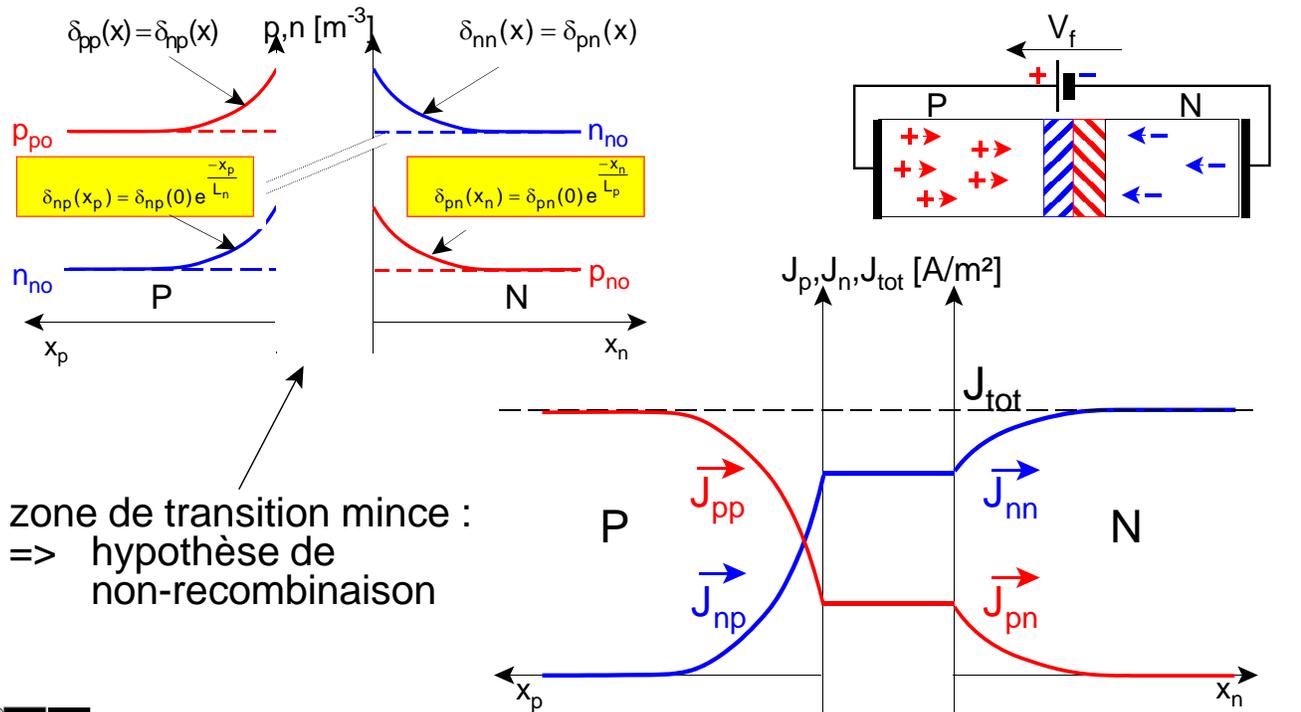
Les fonctions d'excès δ étant exponentielles en fonction de x , les courants de diffusion, proportionnels à leur dérivée spatiale, évoluent également suivant des exponentielles.

Les constantes D_p et D_n sont les **coefficients de diffusion**. Nous admettrons la relation d'Einstein, qui montre que D_p et D_n sont **proportionnels aux mobilités** μ_p et μ_n . Les courants de diffusion se répartissent donc dans la même proportion que les courants de conduction. Pour le Si le rapport est d'environ 3/1 en faveur des électrons.

30

Conservation/transformation du courant

courant constant, mais de composition variable



En faisant l'hypothèse que l'on peut **négliger les recombinaisons**, y compris dans la zone de transition qui est très mince en polarisation directe, on aboutit à une conservation des porteurs : la somme des densités de courant se conserve en chaque point des deux régions P et N.

À plus de 5 longueurs de diffusion de la zone de transition, les excès de porteurs ont diminué de 99% ; les densités de porteurs sont donc pratiquement constantes et les courants de diffusion sont nuls. Restent uniquement les courants de conduction des porteurs majoritaires.

Lorsque l'on se rapproche de la zone de transition, les gradients de densité dus aux excès de charges créent des courants de diffusion.

De gauche à droite on a :

- au sein du métal un déplacement d'électrons de droite à gauche
- au passage métal-P, ce déplacement d'électrons se conserve dans la bande de valence => déplacement de trous majoritaires de gauche à droite; le courant de minoritaires est négligeable
- à l'approche de la jonction se crée un excès de trous et d'électrons, toujours croissant vers la droite, et donc un déplacement d'électrons et de trous de droite à gauche tendant à combattre ce gradient. Ce phénomène de diffusion affaiblit le courant de majoritaires et renforce le courant de minoritaires, ce qui maintient le courant total constant. Dans l'hypothèse d'une jonction symétrique au niveau des dopages, les excès de trous et d'électrons sont égaux et le courant de diffusion des électrons vaut 3 fois celui des trous, ce qui
- le passage de la zone de transition conserve par hypothèse la valeur des courants. Dans cette zone, il n'y a pas de gradient de concentration, donc pas de diffusion. Les courants sont de conduction et dans le rapport des mobilités, le courant d'électrons vaut donc le triple du courant de trous
- un raisonnement symétrique conduit à un retour progressif vers un courant purement d'électrons majoritaires au fur et à mesure que l'on pénètre dans la région N

Calcul du courant total

on se ramène au calcul des courants de diffusion

On doit sommer les courants de trous et d'électrons.

$$J_{\text{tot}} = J_{pp}(x_p=0) + J_{np}(x_p=0) = J_{nn}(x_n=0) + J_{pn}(x_n=0)$$

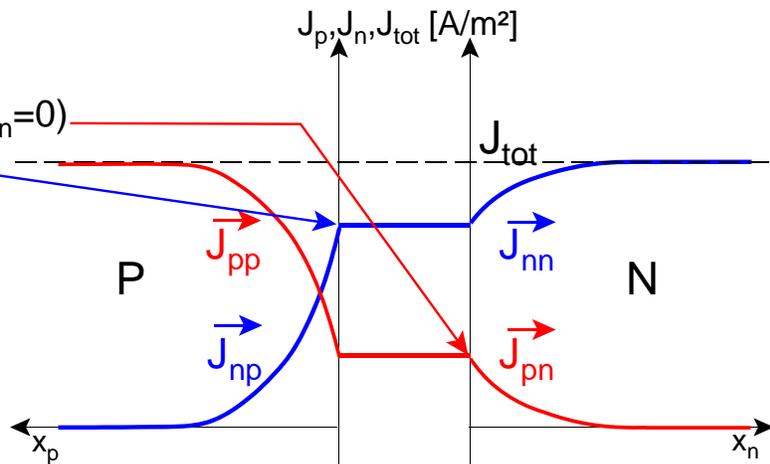
hypothèse de non-recombinaison dans la zone de transition

$$J_{pp}(x_p=0) = J_{pn}(x_n=0) \quad \text{et} \quad J_{nn}(x_n=0) = J_{np}(x_p=0)$$

donc

$$J_{\text{tot}} = J_{np}(x_p=0) + J_{pn}(x_n=0)$$

calculables par Loi de Fick



Pour calculer le courant total traversant la jonction, on doit sommer les courants de trous et d'électrons. Par hypothèse de non-recombinaison dans la zone de transition, J_{pp} et J_{nn} se conservent en la traversant; on obtient donc pour le courant total une expression qui ne dépend plus que des courants de minoritaires, donc des courants de diffusion, que nous allons calculer par la loi de Fick.

Calcul du courant total

détails

$$\delta_{np}(x_p) = n_{po} \left(e^{\frac{v}{V_T}} - 1 \right) e^{-\frac{x_p}{L_n}}$$

$$J_n = J_{np}(x_p=0) = -e D_n \left. \frac{d\delta_{np}(x_p)}{dx_p} \right|_{x_p=0} = \frac{e D_n}{L_n} n_{po} \left(e^{\frac{v}{V_T}} - 1 \right)$$

$$J_n = \frac{e D_n}{L_n} n_{po} e^{\frac{v}{V_T}} - \frac{e D_n}{L_n} n_{po}$$

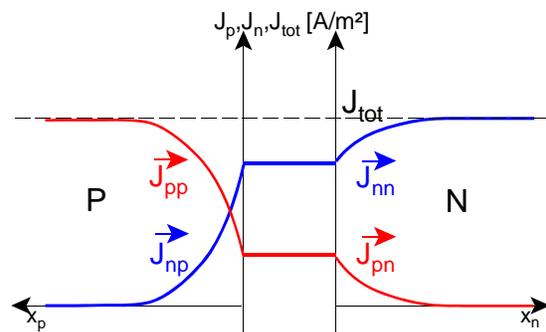
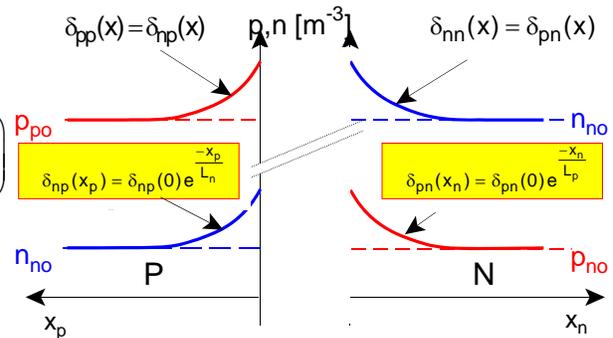
$$\overline{J}_n = J_n \overline{1}_x = \frac{e D_n}{L_n} n_{po} e^{\frac{v}{V_T}} \overline{1}_x - \frac{e D_n}{L_n} n_{po} \overline{1}_x$$

$$\overline{J}_{nf} = \frac{e D_n}{L_n} n_{po} e^{\frac{v}{V_T}} \overline{1}_x \quad \text{et} \quad \overline{J}_{nr} = \frac{e D_n}{L_n} n_{po} \overline{1}_x$$

de même

$$\overline{J}_{pf} = \frac{e D_p}{L_p} p_{no} e^{\frac{v}{V_T}} \overline{1}_x \quad \text{et} \quad \overline{J}_{pr} = \frac{e D_p}{L_p} p_{no} \overline{1}_x$$

$$\overline{J}_{tot} = e \left(\frac{D_n}{L_n} n_{po} + \frac{D_p}{L_p} p_{no} \right) \left(e^{\frac{v}{V_T}} - 1 \right) \overline{1}_x = J_r \left(e^{\frac{v}{V_T}} - 1 \right) \overline{1}_x$$



Intéressons-nous au courant de diffusion des électrons dans la région P.
L'excès d'électrons

$$\delta_{np}(x_p)$$

est une fonction dont la valeur à l'origine $\delta_{np}(x_p=0)$ dépend exponentiellement du terme v/V_T où

v est la tension appliquée sur la jonction

$V_T = kT/e$ est une constante ayant les dimensions d'une tension traduisant l'influence de la température

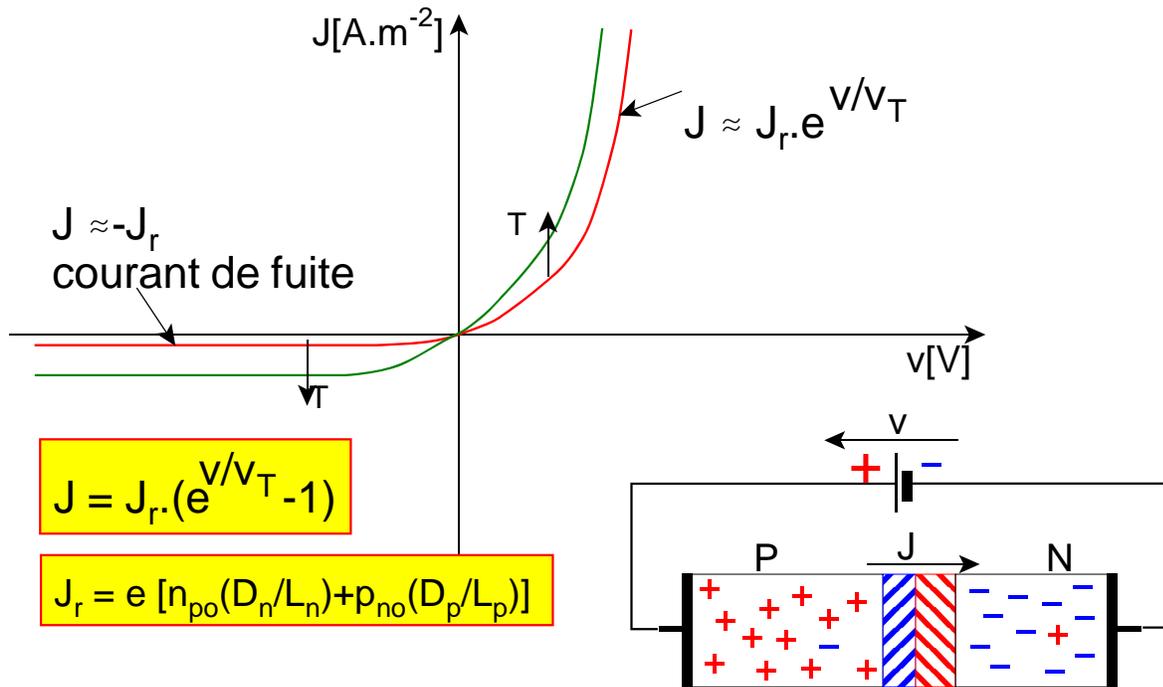
La densité de courant à la frontière de la zone de transition $J_n(x_p=0)$ s'en déduit aisément par dérivation et comprend un terme direct J_{nf} dépendant exponentiellement de la tension appliquée sur la jonction et un terme inverse constant J_{nr} .

Le calcul est évidemment symétrique pour le courant de diffusion des trous dans la région N.

Le courant total est la somme des deux contributions.

Caractéristique J(v) de la jonction PN

2 visages suivant le signe de la polarisation



Rappelons que $V_T = kT/e$ et vaut environ 25mV à température ambiante.

- si $v \gg V_T$ la jonction PN est **passante** et la **caractéristique courant-tension** est **exponentielle**, car le terme J_r courant de fuite devient négligeable
- si $v < 0$ la **jonction est bloquante** et le **courant de fuite est constant** ($=J_r$). Il ne dépend que :
 - de la température qui accroît les densités de minoritaires
 - des dopages : plus on dope, plus on réduit les densités de minoritaires n_{po} et p_{no} et plus le courant de fuite diminue, puisqu'il en dépend linéairement
 - du matériau

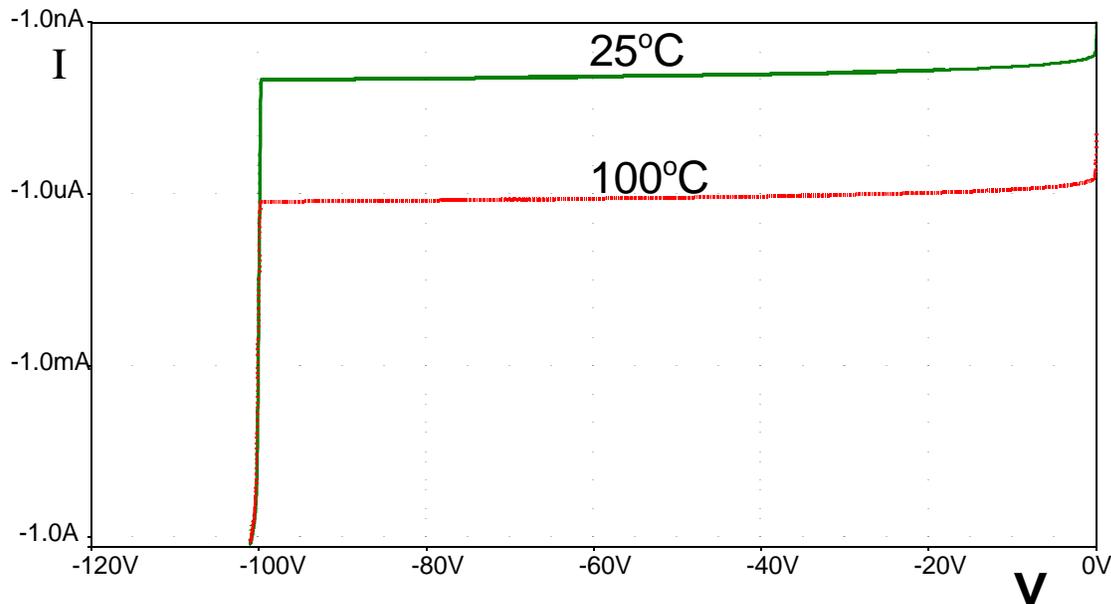
Jonction PN

PLAN

- ▶ jonction PN à l'équilibre
- ▶ jonction PN polarisée en direct et en inverse
- ▶ **détails sur la polarisation inverse**
 - ◆ **constations expérimentales**
 - ◆ **composition du courant inverse**
 - ◆ **dépendance du courant inverse avec T et V**
 - ◆ **phénomène d'avalanche**
- ▶ la jonction PN dissymétrique
- ▶ notion de durée de vie
- ▶ conclusions

Diode 1N4148 en polarisation inverse

$V_r \nearrow \Rightarrow$ courant de fuite \nearrow lentement puis brutalement



En pratique, le courant de fuite que l'on observe n'est pas constant :

- il augmente très légèrement avec la tension inverse
- au-delà d'une tension V_{BR} , appelée tension de claquage ou *breakdown voltage*, le courant inverse augmente extrêmement brutalement (même en échelle logarithmique !!!)
- la température aggrave sensiblement le courant de fuite.

Rem : La tension caractéristique V_{BR} dépend énormément du type de semi-conducteur : elle n'est que de quelques volts dans les circuits intégrés, pour atteindre quelques kV dans les semi-conducteurs de puissance les plus performants à cet égard. Pour la diode 1N4148 illustrée ici, V_{BR} vaut environ 100V

Polarisation inverse

E_{\max} , V_o , L_a et L_d varient comme $V_r^{1/2}$

► hypothèses

- ◆ dopages N_a et N_d constants
- ◆ jonction abrupte
- ◆ $V_r \gg V_o$

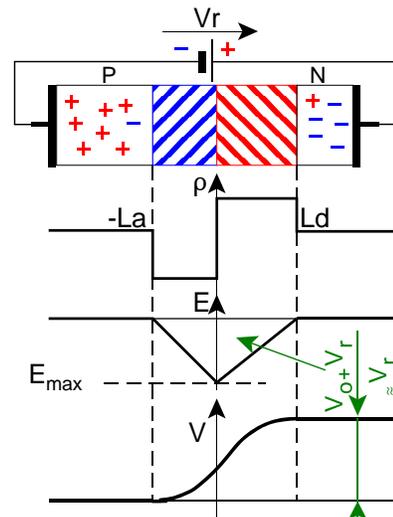
► on a

$$V_o + V_r = E_{\max} \cdot (L_a + L_d) / 2$$

$$E_{\max} \propto L_a, L_d \Rightarrow E_{\max} \propto (L_a + L_d)$$

$$L_a, L_d, (L_a + L_d) \propto \sqrt{V_r}$$

$$E_{\max} \propto \sqrt{V_r}$$



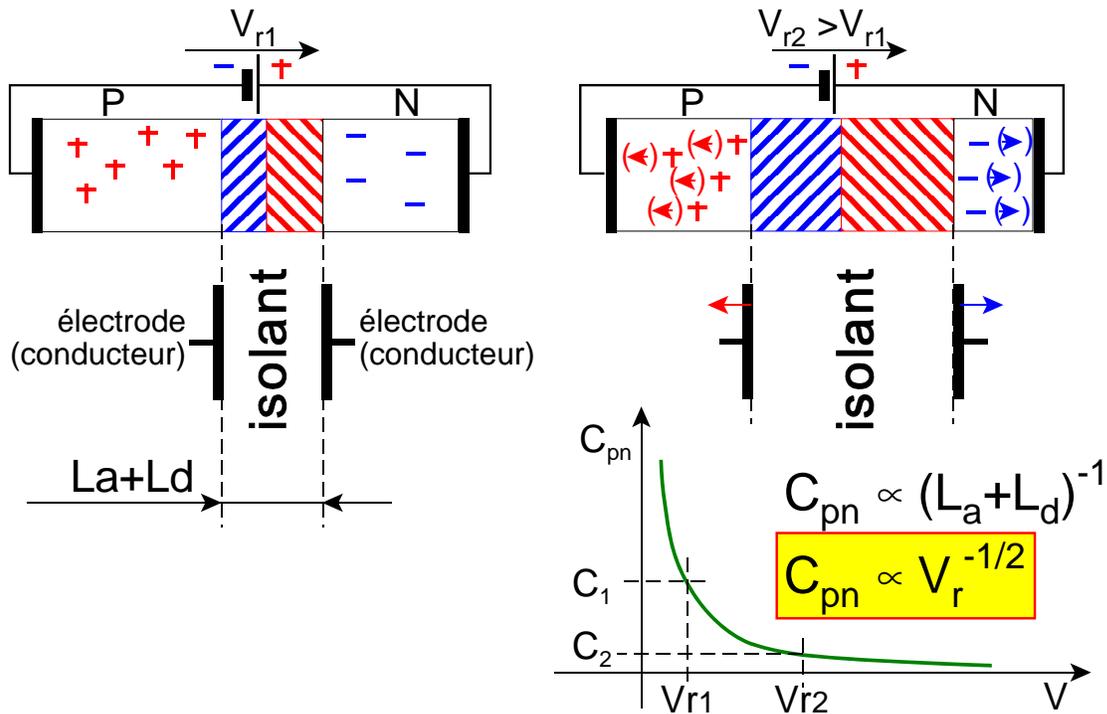
Si la tension inverse appliquée V_r est élevée par rapport à la tension de seuil V_o (qui vaut environ 0,8V), alors la barrière de potentiel ($V_r + V_o$) est essentiellement due à V_r .

L'aire sous le diagramme triangulaire du champ E est donc égale à la tension inverse appliquée. Les pentes des côtés de ce triangle étant constantes (car fixées par les dopages), le triangle doit conserver ses proportions lorsque la tension inverse varie. Les longueurs définissant la zone de charge d'espace (L_a, L_d) et leur somme ($L_a + L_d$), ainsi que le champ E_{\max} varient donc simultanément comme la racine carrée de la tension inverse appliquée.

Exercice : établir les relations liant E_{\max}, V_r, L_a, L_d et les dopages N_a et N_d

Polarisation inverse

la jonction est un condensateur non-linéaire



La jonction PN polarisée en inverse peut être modélisée en première approximation comme un **condensateur** dont **la zone de charge d'espace constitue l'isolant**, car elle ne contient quasiment pas de charges mobiles.

Les deux électrodes sont les parties conductrices, c'est-à-dire les métallisations et les régions P et N.

Ce condensateur est **fortement non linéaire** avec la tension inverse V_r appliquée à la jonction. Si V_r croît, la zone de charge d'espace s'élargit, donc les électrodes du condensateur s'écartent et sa capacité décroît.

L'ordre de grandeur de la capacité varie beaucoup d'un composant à l'autre (quelques fF pour une jonction d'un circuit intégré, quelques pF pour un composant discret de signal, quelques dizaines de nF pour un composant de puissance)

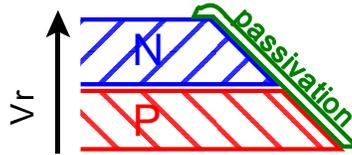
Polarisation inverse

le courant de fuite a plusieurs origines

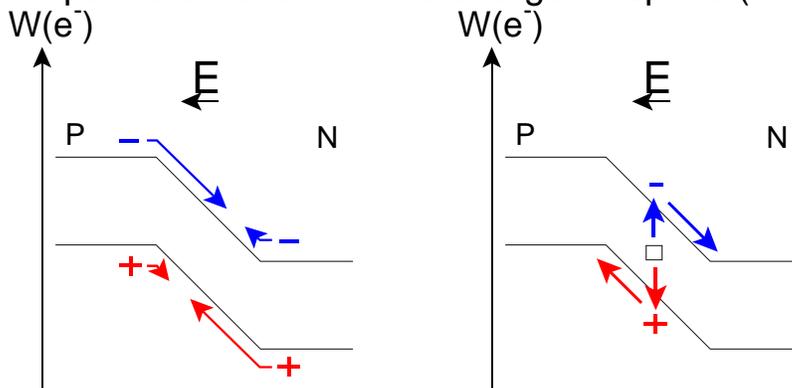
► origines

◆ surface : bien maîtrisé

◆ T^0



- majoritaires ayant assez d'énergie ($\nearrow T^0, \searrow Vr$)
- minoritaires peu nombreux ($\nearrow T^0$ surtout $>100^\circ\text{C}$)
- paires é-trous zone de charge d'espace ($\nearrow T^0, \nearrow Vr$)



Lorsqu'on fait croître la tension inverse, un faible courant légèrement croissant avec la tension prend naissance : le courant de fuite de la jonction.

Son origine est double

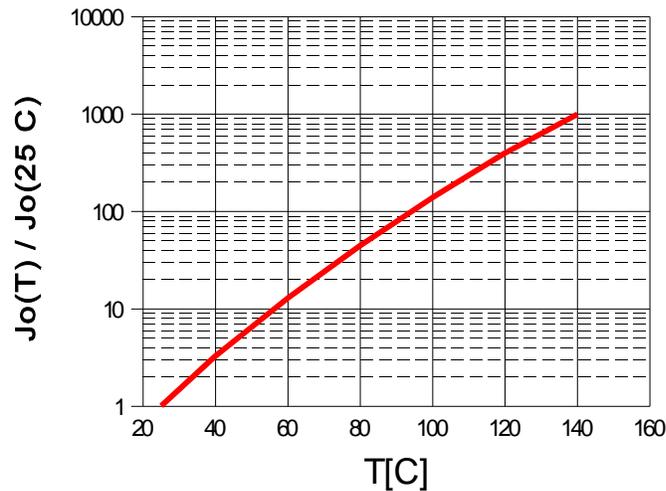
- un **courant de surface**, lié au champ électrique important dans la zone de charge d'espace; ce phénomène est généralement bien maîtrisé par les techniques de passivation (dépôt d'un très bon isolant en surface); pour les composants de puissance soumis à des tensions inverses importantes (jusqu'à plusieurs kV), on adopte une forme en biseau, qui réduit le champ électrique en surface par allongement des lignes de fuite. De nombreuses autres techniques sont utilisées, que nous ne détaillerons pas ici.
- un **courant d'origine thermique** avec plusieurs composantes
 - les rares porteurs majoritaires ayant assez d'énergie pour franchir la barrière de potentiel
 - les porteurs franchissant aisément la zone de transition sous l'action du champ E
 - les porteurs minoritaires des régions P et N
 - les paires électron-trou générées par l'agitation thermique au sein de la zone de transition

La **température** joue donc un rôle important (surtout au-delà de 100°C), car elle augmente la densité de tous les types de porteurs.

La contribution des majoritaires devient négligeable lorsqu'on augmente la tension inverse, parce que cela rehausse la barrière de potentiel. La **légère augmentation du courant inverse avec la tension inverse** ne peut donc s'expliquer que par les **minoritaires**.

Polarisation inverse

le courant de fuite dépend de la température et de Vr



$$J_o \propto e \cdot n_i(T) \cdot L$$

J_o croît avec T

J_o croît avec L $\Rightarrow J_o$ croît comme $V_r^{1/2}$

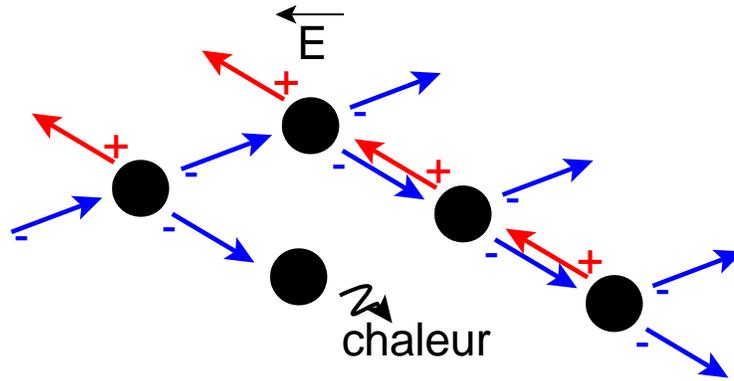
L'énorme dépendance de la densité de **courant de fuite** avec la **température** apparaît clairement, avec une croissance d'un facteur 1000 entre 25 °C et 140 °C.

La contribution des porteurs minoritaires (issus par définition des régions p et n) ne dépend pas de la tension car le champ électrique est toujours suffisant pour leur faire franchir la zone de transition.

La dépendance du courant de fuite avec la tension vient alors de la variation de la quantité de **paires électron trou** générées thermiquement **au sein même de la zone de transition**. La génération $G(T)$ s'exprime en paires générées par unité de volume et de temps. La quantité de paires générées par unité de temps est donc proportionnelle au **volume** de la zone de transition, donc à sa longueur, donc à la racine carrée de la tension inverse appliquée (voir précédemment).

Avalanche

une multiplication brutale des charges mobiles



$$\Delta W = e \int_0^{L_{\text{moy}}} E(x) dx$$

si ΔW faible \Rightarrow échauffement

si $\Delta W \approx 3,5\text{eV} \Rightarrow$ paire électron-trou \Rightarrow nouvelle collision \Rightarrow nouvelle paire \Rightarrow

empiriquement **Ecrit $\approx 20 \text{ E+06 V/m} \approx 20\text{V}/\mu\text{m}$**

Pour expliquer la brutale augmentation du courant inverse au-delà du seuil de tension V_{BR} , il faut s'intéresser au trajet des charges d'origine thermique au sein de la zone de charge d'espace.

A gauche de la figure nous voyons un électron créé au sein du cristal et accéléré par le champ dans la zone de charge d'espace. Avant de heurter un atome du cristal, il parcourt statistiquement une distance moyenne L_{moy} appelée **libre parcours moyen**; il acquiert pendant ce parcours une **énergie ΔW** .

Deux types de collisions sont possibles:

- soit l'énergie acquise est en partie transférée au réseau cristallin sous forme de chaleur
- soit l'énergie est suffisante (environ 3,5eV dans le Si) pour créer une **nouvelle paire électron-trou**

Dans ce cas, les nouvelles charges sont à leur tour accélérées et ont elles-mêmes une certaine probabilité d'acquérir assez d'énergie pour créer une nouvelle paire à leur prochaine collision.

Cet effet "**boule de neige**" est appelé **avalanche** et la tension à laquelle il se produit "**tension d'avalanche**" ou "**tension de claquage**" ou "**breakdown voltage**" d'où la notation V_{BR} .

On conçoit donc aisément que l'accroissement de E augmente l'énergie acquise par les charges et favorise directement l'avalanche. Par souci de simplification, on parle souvent d'une valeur critique de champ E_{crit} (de l'ordre de $20 \cdot 10^6 \text{ V/m}$ soit $20\text{V}/\mu\text{m}$), au-delà de laquelle l'avalanche se produit. En réalité, nous allons voir dans les diodes suivantes que le seuil critique n'est pas uniquement lié à l'amplitude de E .

Avalanche

expression analytique de l'instabilité

Coefficients d'ionisation

$$\alpha_n = a \exp(-b/E) \quad \text{paire créée / électron / m}$$

$$\alpha_p = \gamma \exp(-b/E) \quad \text{paire créée / trou / m}$$

Coefficients de multiplication

$$\left. \begin{aligned} M_n &= J_n / J_{n0} \\ M_p &= J_p / J_{p0} \\ M_c &= J_c / J_{c0} \end{aligned} \right\} \propto \frac{1}{1 - \int_0^L \alpha_n(x) \cdot e^{-\int_0^L [\alpha_n(x) - \alpha_p(x)] dx} dx}$$

En réalité la limite d'avalanche est plus complexe et fait intervenir :

- la longueur de la zone de charge d'espace, elle-même fonction de la tension inverse appliquée
- des **coefficients d'ionisation** :

α_p = nombre de paires électron-trou créées par trou incident et par unité de longueur dans la direction du champ E

α_n = nombre de pair électron-trou créé par électron incident et par unité de longueur dans la direction du champ E

Ces coefficients sont de la forme:

$$K_p = A \exp(-B/E) \quad \text{et} \quad K_n = C \exp(-B/E) \quad \text{où A, B et C sont des constantes}$$

Soit L la longueur de la zone de charge d'espace. Considérons une paire électron-trou engendrée à l'abscisse x. Le trou sera accéléré en direction de la région P et créera, en moyenne, sur une longueur dx, un nombre de paires secondaires $K_p \cdot dx$. Il en sera de même pour l'électron aspiré vers la région N, avec création de $K_n \cdot dx$ paires secondaires à chaque progression de dx. Le nombre total de paires créées résulte alors d'une intégrale sur la longueur L.

Cette augmentation de charges mobiles est traduite par des **coefficients de multiplication** donnant:

- les rapports M_n (M_p) entre les densités de courant d'électrons (de trous) sortant à une extrémité de la jonction et les densités de courant de porteurs minoritaires incidents à l'autre extrémité.
- la multiplication M_c des paires électron-trou suite à la génération au sein de la zone de charges d'espace, qui donnerait une densité J_{c0} sans avalanche.

L'expression de ces coefficients comprend au dénominateur une intégrale dépendant des coefficients d'ionisation $\alpha_n(E(x))$ et $\alpha_p(E(x))$. Lorsque la tension inverse appliquée croît, E(x) croît partout dans la zone de charge d'espace et donc $\alpha_n(E(x))$ et $\alpha_p(E(x))$ également. Le dénominateur des 3 coefficients M_i finit par s'annuler ce qui marque l'apparition d'une **instabilité**.

Avalanche

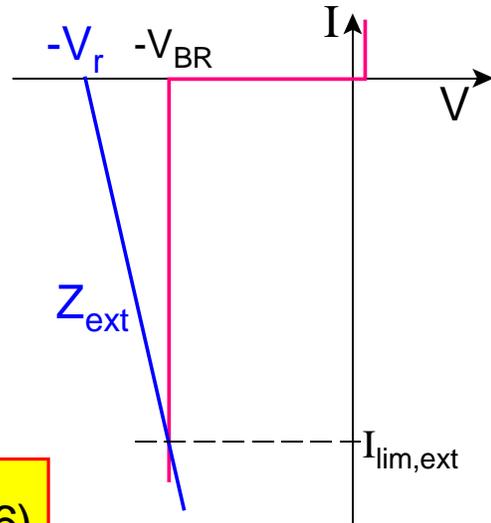
destructive ? non ... mais souvent

- ▶ $M_n, M_p, M_c \rightarrow \infty$ simultanément
- ▶ courant limité uniquement par circuit extérieur $I_{lim,ext}$
- ▶ destruction probable par échauffement :

$$P = I_{lim,ext} \cdot V_{BR}$$

- ▶ relation empirique

$$M = \frac{1}{1 - (V_r / V_{BR})^n} \quad (2 < n < 6)$$



Les trois coefficients multiplicatifs M_n, M_p et M_c tendent simultanément vers l'infini: c'est l'**avalanche**.

La jonction PN ne limite plus le courant, elle devient plutôt une source ¹ (chute) de tension de valeur V_{BR} et de très faible impédance de sortie. Le courant n'est alors plus limité que par l'impédance du circuit extérieur Z_{ext} , qui dans beaucoup de montages est également petite, parce que c'est celle de la source de tension inverse V_r et des fils de câblage. Le point de fonctionnement est à l'intersection de la caractéristique de la jonction en avalanche et du circuit extérieur

$$V = -V_r - Z_{ext} \cdot I$$

Soit $I_{lim,ext}$ cette valeur limite de courant.

L'**avalanche** n'est **pas destructrice en elle-même**, mais engendre un **échauffement important** dû à la puissance dissipée

$$P_{BR} = V_{BR} \cdot I_{lim,ext}$$

qui peut **dégrader la jonction** de manière irréversible (migration de dopants) voire même engendrer la fusion du silicium.

Il existe une relation empirique permettant de donner une valeur approchée du coefficient de multiplication du courant de fuite et dont l'exposant doit être ajusté en fonction du semi-conducteur.

¹ ce n'est pas une source au sens d'une force électromotrice, mais bien une différence de potentiel

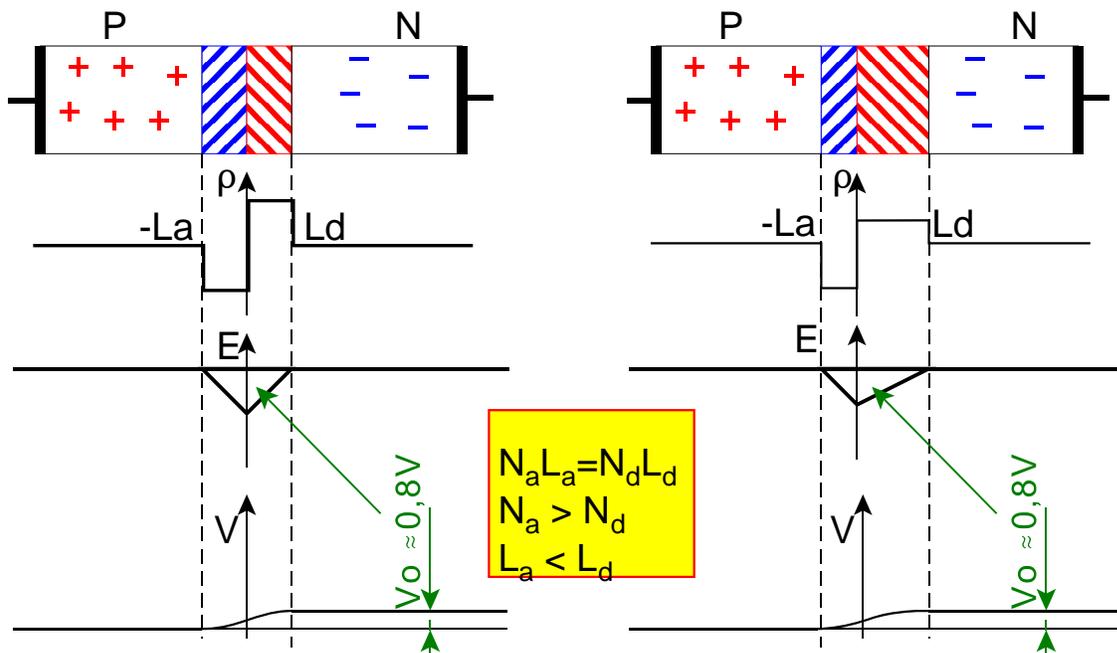
Jonction PN

PLAN

- ▶ jonction PN à l'équilibre
- ▶ jonction PN polarisée en direct et en inverse
- ▶ détails sur la polarisation inverse
- ▶ **la jonction PN dissymétrique**
 - ◆ **zone de transition**
 - ◆ **tenue en tension**
 - ◆ **injection de porteurs minoritaires**
 - ◆ **courant traversant la jonction**
- ▶ notion de durée de vie
- ▶ conclusions

Jonction PN dissymétrique en pol. inverse

E_{max}, V_o, L_a, L_d se modifient

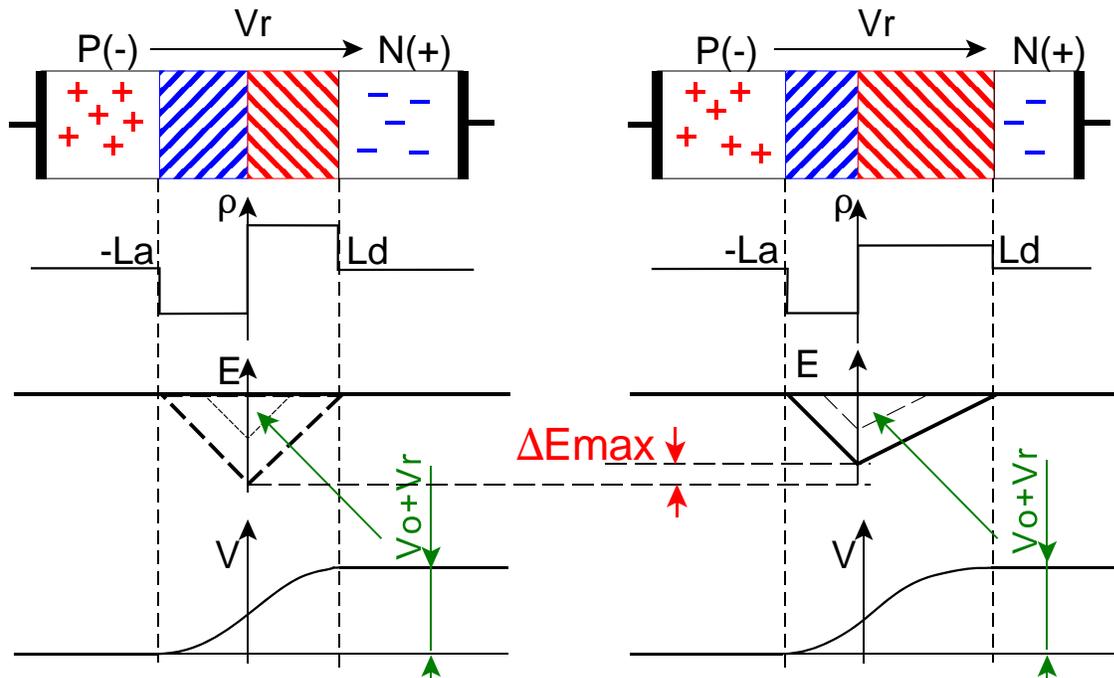


Si l'une des régions est sensiblement moins dopée que l'autre, l'électro-neutralité de la **zone de transition** impose que celle-ci s'étende **principalement du côté le moins dopé**.

C'est une constatation très importante car elle joue un rôle fondamental dans le fonctionnement et la tenue en tension de la plupart des dispositifs à semi-conducteurs, et constitue le principe des transistors JFET (Junction Field Effect Transistor).

Jonction PN dissymétrique en pol. inverse

réduire le dopage d'un côté diminue E_{max}



Pour une même tension inverse appliquée (c'est-à-dire une même surface du triangle de champ E), le fait de diminuer le dopage d'un côté de la jonction augmente la longueur de la zone de transition et diminue donc la valeur maximum du champ E_{max} .

Jonction PN dissymétrique en pol. inverse

E_{max}, L, V_r ne dépendent plus que du côté peu dopé

$N_a \gg N_d$ implique

$$L_a \ll L_d$$

$$L_a + L_d \approx L_d$$

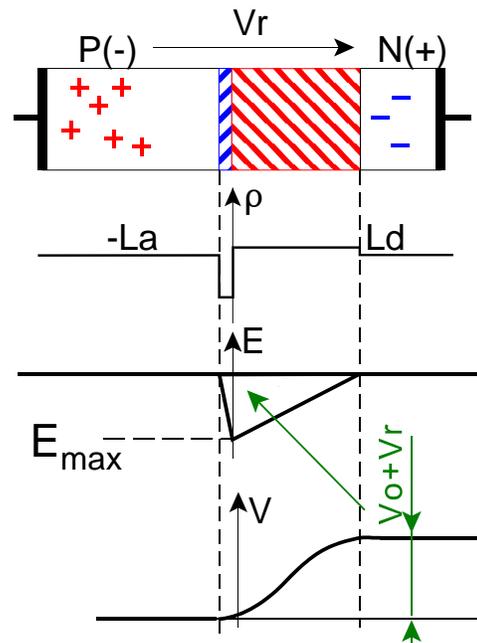
$$E_{max} \propto N_d \cdot L_d$$

$$V_o + V_r \approx V_r$$

$$V_r \approx N_d \cdot L_d^2 / 2$$

$$L_d \propto (V_r / N_d)^{1/2}$$

$$E_{max} \propto (V_r \cdot N_d)^{1/2}$$



Pour une jonction PN fortement **dissymétrique** :

- la **zone de transition** est presque entièrement située **dans la région la moins dopée**
- la **longueur** de la zone de transition est **proportionnelle à la racine carrée de la tension** appliquée et **inversement proportionnelle à la racine carrée de la concentration** de dopant la plus faible
- le **champ électrique maximum** est **proportionnel à la racine carrée de la tension appliquée** et **proportionnel à la racine carrée de la concentration** de dopant la plus faible

Exercice: établir les formules détaillées, puis les formules simplifiées (en négligeant N_d devant N_a).

Jonction PN dissymétrique en pol. inverse

↗ tenue en tension inverse : ↘ dopage

- ▶ diminuer le dopage N_d
 - ◆ augmente L_d : effet défavorable
 - le volume de la zone de transition augmente
 - la quantité de paires électron-trou thermiques augmente
 - $\int \alpha(E(x))$ sur une plus grande longueur
 - ◆ diminue E_{\max} : effet favorable
 - moindre énergie acquise sur libre parcours moyen
 - ◆ est globalement très favorable

pour augmenter la tension d'avalanche, il faut dissymétriser la jonction PN en diminuant fortement le dopage d'une des deux régions

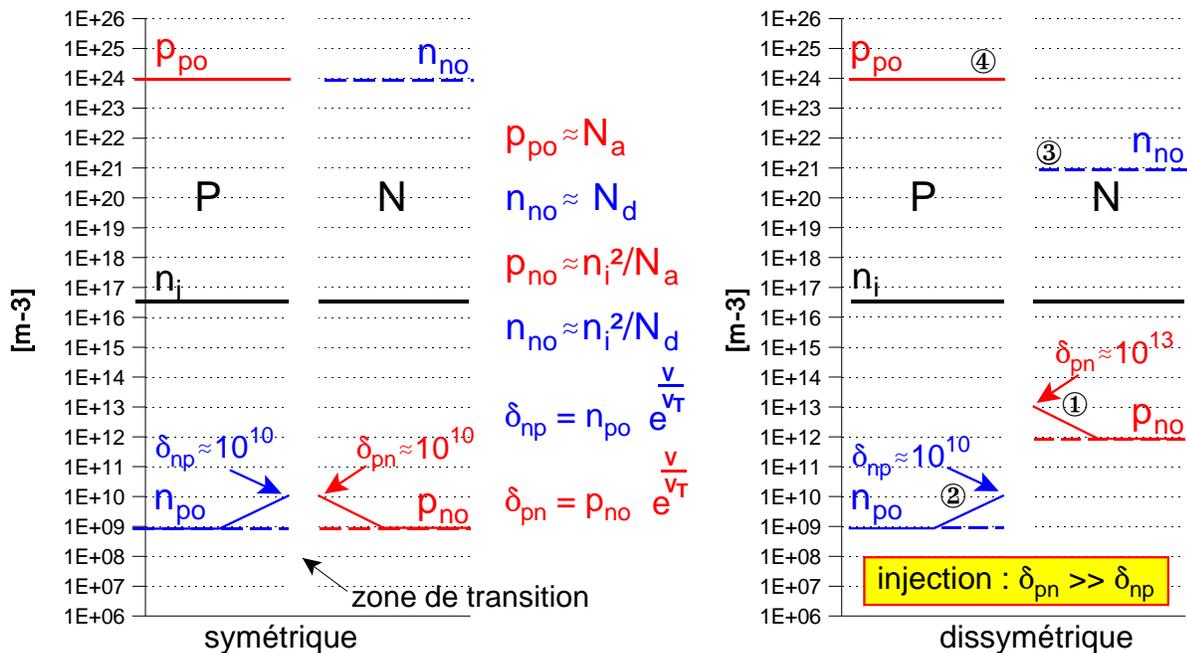
Il n'est pas évident a priori qu'une **diminution du dopage** soit la solution pour augmenter la tension d'avalanche, car elle engendre **deux effets antagonistes** :

- un effet **défavorable** dû à l'**allongement** de la zone de transition, ce qui en augmente
 - le volume, donc la quantité de paires générées
 - la longueur du trajet des charges, donc le nombre de collisions
- un effet **favorable** par la **diminution** de la valeur maximale du champ E_{\max} , ce qui réduit l'énergie acquise lors du libre parcours moyen.

En pratique, c'est de loin le deuxième effet qui l'emporte et la tenue tension inverse est toujours améliorée par un abaissement du dopage d'un des deux côtés de la jonction.

Jonction PN dissymétrique en pol. directe

injection de minoritaires du côté peu dopé



La figure de gauche illustre une jonction dopée symétriquement. Pour passer à la figure de droite, on diminue le dopage N_d de la région N d'un facteur q (égal à 10^3 sur cet exemple). Il en résulte que :

- on divise par q la concentration de majoritaires n_{no} , puisqu'ils viennent presque exclusivement des dopants
- on multiplie par q la concentration de minoritaires p_{no} , puisque $p_{no} \cdot n_{no} = n_i^2(T)$
- on multiplie par q l'excès de minoritaires δ_{pn} engendré par la polarisation directe à la frontière entre la région N et la zone de transition, puisque cet excès est proportionnel à p_{no}
- rien n'est changé pour la région P et donc l'excès de minoritaires δ_{pn} de la région la moins dopée devient q fois plus important que l'excès de porteurs minoritaires δ_{np} dans la région la plus dopée

Avec les valeurs numériques de cette figure ($q = 10^3$)

Pour les minoritaires

$$p_n = p_{no} + \delta_{pn} = 10^{12} + 10^{13} \approx 10^{13} \text{ [m}^{-3}\text{]} \quad (1)$$

$$n_p = n_{po} + \delta_{np} = 10^9 + 10^{10} \approx 10^{10} \text{ [m}^{-3}\text{]} \quad (2)$$

Pour les majoritaires l'électro-neutralité impose $\delta_{pp} = \delta_{np}$ et $\delta_{nn} = \delta_{pn}$

$$p_p = p_{po} + \delta_{pp} = 10^{24} + 10^{10} \approx 10^{24} \text{ [m}^{-3}\text{]} \quad (3)$$

$$n_n = n_{no} + \delta_{nn} = 10^{21} + 10^{13} \approx 10^{21} \text{ [m}^{-3}\text{]} \quad (4)$$

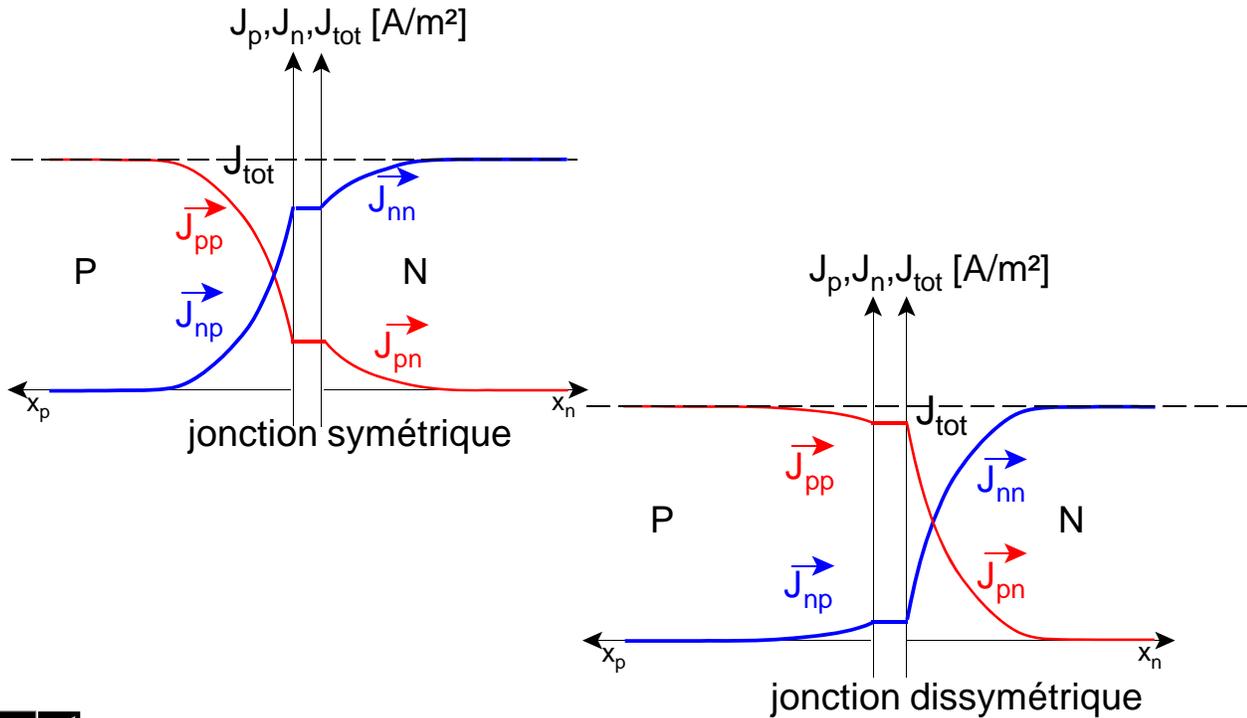
La dissymétrie du dopage engendre donc

- (1) un **afflux de porteurs minoritaires** considérable dans la **région la moins dopée** que l'on appelle **l'injection** de porteurs minoritaires
- (2) un excès de minoritaires beaucoup plus faible du côté le plus dopé
- (3) aucun changement significatif de porteurs majoritaires du côté p
- (4) aucun changement significatif de porteurs majoritaires du côté n

L'injection joue un rôle fondamental dans de nombreux types de composants.

Jonction PN dissymétrique en pol. directe

courant de jonction \approx majoritaires du côté plus dopé



La dissymétrie du dopage change la composition du courant qui traverse la jonction.

Si la jonction est symétrique, les excès de porteurs sont identiques, donc les courants de diffusion sont dans le rapport 3/1 en faveur des électrons. Il en va de même pour les courants de conduction au sein de la zone de transition où 75% du courant provient des électrons.

Prenons une jonction dissymétrique où l'on réduit fortement le dopage de la zone N

- le grand excès de porteurs minoritaires dans la région peu dopée N augmente le courant de diffusion des minoritaires (J_{pn} sur la figure en bas à droite) et réduit le courant des majoritaires J_{np} .
- l'hypothèse de non-recombinaison des porteurs dans la zone de transition montre que le courant dans la zone de transition (et dans la région la plus dopée) est essentiellement composé de porteurs majoritaires (J_{pp} sur la figure) issus de la région la plus dopée

La répartition des courants peut donc être complètement modifiée par la dissymétrisation des dopages

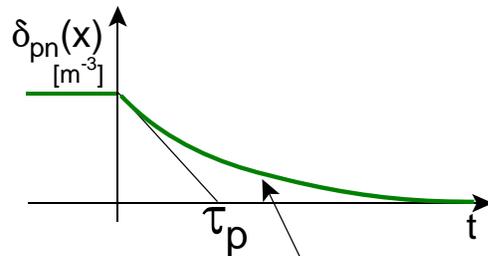
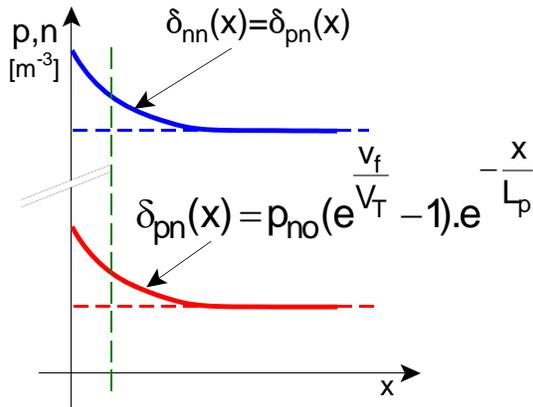
Jonction PN

PLAN

- ▶ jonction PN à l'équilibre
- ▶ jonction PN polarisée en direct et en inverse
- ▶ détails sur la polarisation inverse
- ▶ la jonction PN dissymétrique
- ▶ **notion de durée de vie**
- ▶ conclusions

Durée de vie des porteurs minoritaires

on coupe la polarisation directe => survie transitoire



$$L_p^2 = D_p \cdot \tau_p$$

$$L_n^2 = D_n \cdot \tau_n$$

$$\delta_{pn}(x, t) = \delta_{pn}(x, 0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_p}}$$

En polarisant une jonction en sens direct par une tension v constante, on obtient un état de régime où l'on entretient les excès de porteurs à la frontière de la zone de transition. Nous avons déjà vu que, lorsque l'on s'éloigne de la zone de transition, ces excès décroissent exponentiellement avec une longueur caractéristique appelée **longueur de diffusion**.

Si l'on cesse de polariser en ramenant v à 0 à l'instant $t=0$, on retourne vers un autre état d'équilibre, où les excès de porteurs auront disparu. On montre que, **en tout point du semi-conducteur, l'excès de porteurs décroît exponentiellement avec le temps**. La constante de temps de l'exponentielle est appelée **durée de vie des porteurs minoritaires**. Les durées de vie des électrons et des trous sont différentes.

Il y a donc trois paramètres caractéristiques de la diffusion (l'indice donne le type de porteur)

- la longueur de diffusion (L_p, L_n)
- la durée de vie des minoritaires (τ_p, τ_n)
- les constantes de diffusions (D_p, D_n)

En réalité, seuls deux paramètres sont indépendants, car ils sont liés par une relation du type $L^2 = D \cdot \tau$. Rappelons en outre que la constante de diffusion D est liée à la mobilité par

$$D = \mu \cdot V_T = \mu kT/e$$

ce qui introduit de nouveau la température comme une grandeur d'influence importante.

Durée de vie des porteurs minoritaires

propriétés principales

- ▶ influence sur la rapidité de commutation
 - ◆ bloqué → passant = allumage (synonyme : mise en conduction)
 - injection de porteurs = création d'une charge
 - ◆ passant → bloqué (synonymes : extinction ou blocage)
 - disparition progressive de la charge injectée
 - ◆ => délais cruciaux
 - en électronique de puissance
 - en logique bipolaire
 - ▶ τ = de 10 μ s à qq 10 μ s (Si peu dopé)
 - ▶ τ ↘ si pureté ↘
 - ◆ distorsion du cristal = centre de recombinaison
 - ◆ on peut diminuer τ en fabrication jusqu'à qq 10ns
 - irradiation avec des protons ou des électrons
 - dopage par Au ou Pt
- REM: recombinaisons radiatives = des durées de vie très faibles (ns)

La **durée de vie** est un paramètre très important de la **rapidité du passage d'une jonction de l'état passant à l'état bloqué**. La disparition (apparition) des porteurs injectés prend un certain temps qui retarde donc le blocage (la mise en conduction) de la jonction par rapport au moment où l'on coupe (applique) la polarisation. Cet effet est particulièrement sensible dans les composants électroniques de puissance et les circuits logiques bipolaires, et en limite la fréquence de fonctionnement. Pour du Si faiblement dopé, on a une durée de vie de l'ordre de 10 microsecondes à quelques dizaines de microsecondes.

C'est la **pureté du cristal** qui détermine principalement la durée de vie. On peut l'influencer lors de la fabrication, notamment en irradiant le cristal avec des protons ou des électrons ou en dopant par de l'or ou du platine, ce qui introduit des centres de recombinaison. On peut alors descendre de 10 μ s à quelques dizaines de ns.

REM: les recombinaisons radiatives correspondent à des durées de vie très faibles (ns).

Jonction PN

PLAN

- ▶ jonction PN à l'équilibre
- ▶ jonction PN polarisée en direct et en inverse
- ▶ détails sur la polarisation inverse
- ▶ la jonction PN dissymétrique
- ▶ notion de durée de vie
- ▶ **conclusions**

Conclusions

porteurs minoritaires

- ▶ on peut créer des **excès** de minoritaires
 - ◆ au voisinage de la zone de transition
 - ◆ décroissant en $\exp(x/L_{n,p})$ c-à-d significatifs sur une longueur égale à quelques fois la **longueur de diffusion**
 - ◆ dépendant exponentiellement de la tension appliquée
 - ◆ très importants si la jonction est dissymétrique (**injection** de porteurs minoritaires)
- ▶ l'**excès de minoritaires** est important parce que **significatif** devant les minoritaires
- ▶ l'**excès de majoritaires** = excès de minoritaires mais **insignifiant** devant les majoritaires
- ▶ les excès de porteurs survivent en $\exp(-t/\tau_{p,n})$ à leur cause, c-à-d pendant quelques fois leur **durée de vie**

Conclusions

courants

- ▶ le courant possède deux origines
 - ◆ la **conduction** (mouvement de charges dû à E)
 - ◆ la **diffusion** due aux gradients spatiaux dp/dx et dn/dx liés aux excès créés par la polarisation
- ▶ le courant se conserve en tout point, mais sa composition varie
 - ◆ les courants de diffusion cessent d'être significatifs lorsque l'on s'éloigne de la zone de transition de quelques longueurs de diffusion
- ▶ la température augmente tous les courants

Conclusions

importance de la jonction PN

- ▶ le rôle de "vanne électronique" des semi-conducteurs est lié au comportement à deux visages de la jonction
 - ◆ conductrice si polarisée en direct par une tension v_f
 - dépendance exponentielle $J(v_f)$
 - seul $v_f < V_0$ a un sens ($V_0=0.8V$ pour Si à $25^\circ C$)
 - ◆ bloquante si polarisée en inverse
 - très faible courant de fuite
 - avalanche si $|V| > V_{BR}$
- ▶ la jonction PN joue un rôle (principal ou auxiliaire) dans tous les semi-conducteurs