

## Physique du solide et des semiconducteurs - 2

### 1 Densités de porteurs dans les semi-conducteurs

On cherchera dans cette partie à déterminer les concentrations de porteurs dans les bandes de conduction (électrons) et de valence (trous ou lacunes d'électrons) d'un matériau semi-conducteur. Dans un deuxième temps, on considérera l'effet d'un dopage de sites donneurs d'électrons sur la densité de porteurs. On suppose que le matériau possède une bande de valence et une bande de conduction au profil parabolique (cf Fig. 1) :

$$\epsilon_c(k) = \epsilon_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} \quad \text{et} \quad \epsilon_v(k) = \epsilon_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v}$$

Figure 28.12

Level density for a semiconductor containing both donor and acceptor impurities. The donor levels  $\epsilon_d$  are generally close to the bottom of the conduction band,  $\epsilon_c$  compared with  $E_g$ , and the acceptor levels,  $\epsilon_a$ , are generally close to the top of the valence band,  $\epsilon_v$ .

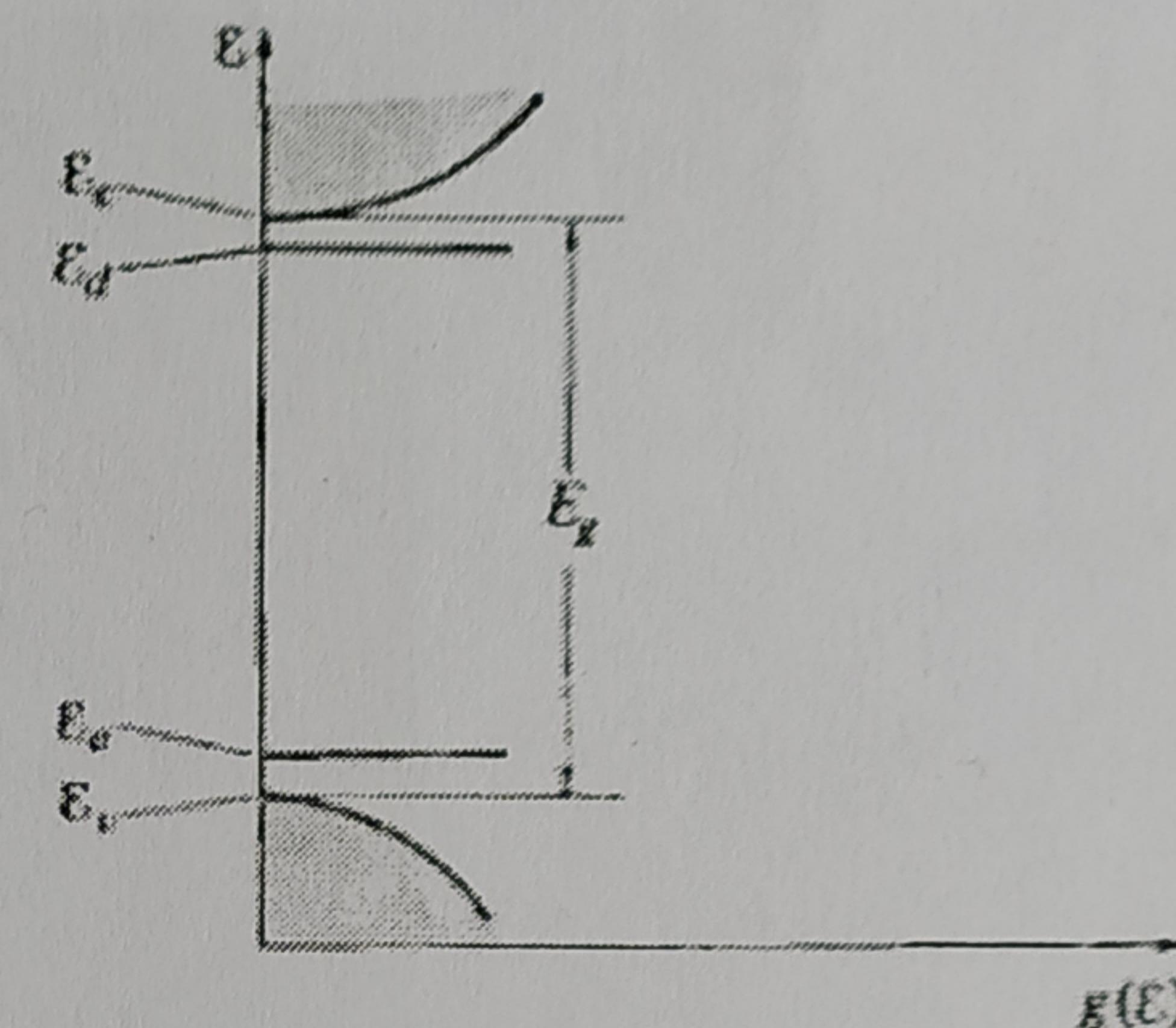


FIGURE 1 – Densité d'états typique d'un semi-conducteur contenant des sites d'impuretés donneurs et accepteurs (d'après Ashcroft et Mermin).

#### Semiconducteurs intrinsèques.

1. Donner l'ordre de grandeur des gaps du Germanium ou du Silicium.
2. Donner l'expression du nombre  $N_c$  d'électrons par unité de volume dans la bande de conduction ainsi que le nombre  $P_v$  de trous dans la bande de valence en fonction de la température et du potentiel chimique.
3. Calculer la densité d'états dans chaque bande.
4. On suppose que  $\epsilon_c - \mu \gg k_b T$  et  $\mu - \epsilon_v \gg k_B T$ . Calculer alors explicitement  $N_c$  et  $P_v$  (on rappelle que  $\Gamma(3/2) = \sqrt{\pi}/2$ ). On pose  $n_i^2 = N_c \cdot P_v$ . Exprimer  $n_i$ ,  $N_c$  et  $P_v$  en fonction de la température seulement.
5. En déduire la valeur du potentiel chimique  $\mu_i$  en fonction de la température. Discuter la validité des approximations faites précédemment.

#### Semiconducteurs dopés.

Il est difficile en pratique d'observer le régime intrinsèque de conduction des semi-conducteurs car ceux-ci sont généralement dopés (volontairement ou pas) par des impuretés. On considère que le semi-conducteur contient  $N_d$  impuretés donneuses par unité de volume. À température nulle, chaque site donneur d'énergie  $\epsilon_d$  est occupé par un électron. À plus haute température, ces sites peuvent s'ioniser et ainsi fournir des porteurs additionnels dans la bande de conduction. On pourra par exemple considérer l'exemple d'impuretés d'Arsenic dans le Germanium dont l'énergie  $\epsilon_d$  des sites donneurs est située à  $\approx 0.013$  eV de la bande de conduction du Germanium.

6. Calculer la fonction de partition grand canonique du système des électrons liés aux  $N_d$  impuretés sachant que chaque site peut contenir 0 ou 1 électron dans deux états de spin.
7. En déduire le nombre de sites  $n_d$  occupés en fonction de la température et du potentiel chimique puis relier  $N_c$ ,  $P_v$ ,  $N_d$  et  $n_d$ .
8. On suppose que la température est suffisamment élevée pour qu'un grand nombre de sites donneurs soient ionisés. Dans ce cas, on a  $\epsilon_d - \mu \gg k_B T$ . En déduire alors l'expression de  $N_c$  et  $P_v$  en fonction de  $N_d$  et  $n_i$ . En déduire l'existence de deux régimes de dopage en fonction de la densité d'impuretés.
9. Calculer avec cette hypothèse, le potentiel chimique en fonction de  $N_d$ ,  $n_i$  et  $\mu_i$  et discuter la validité des approximations.

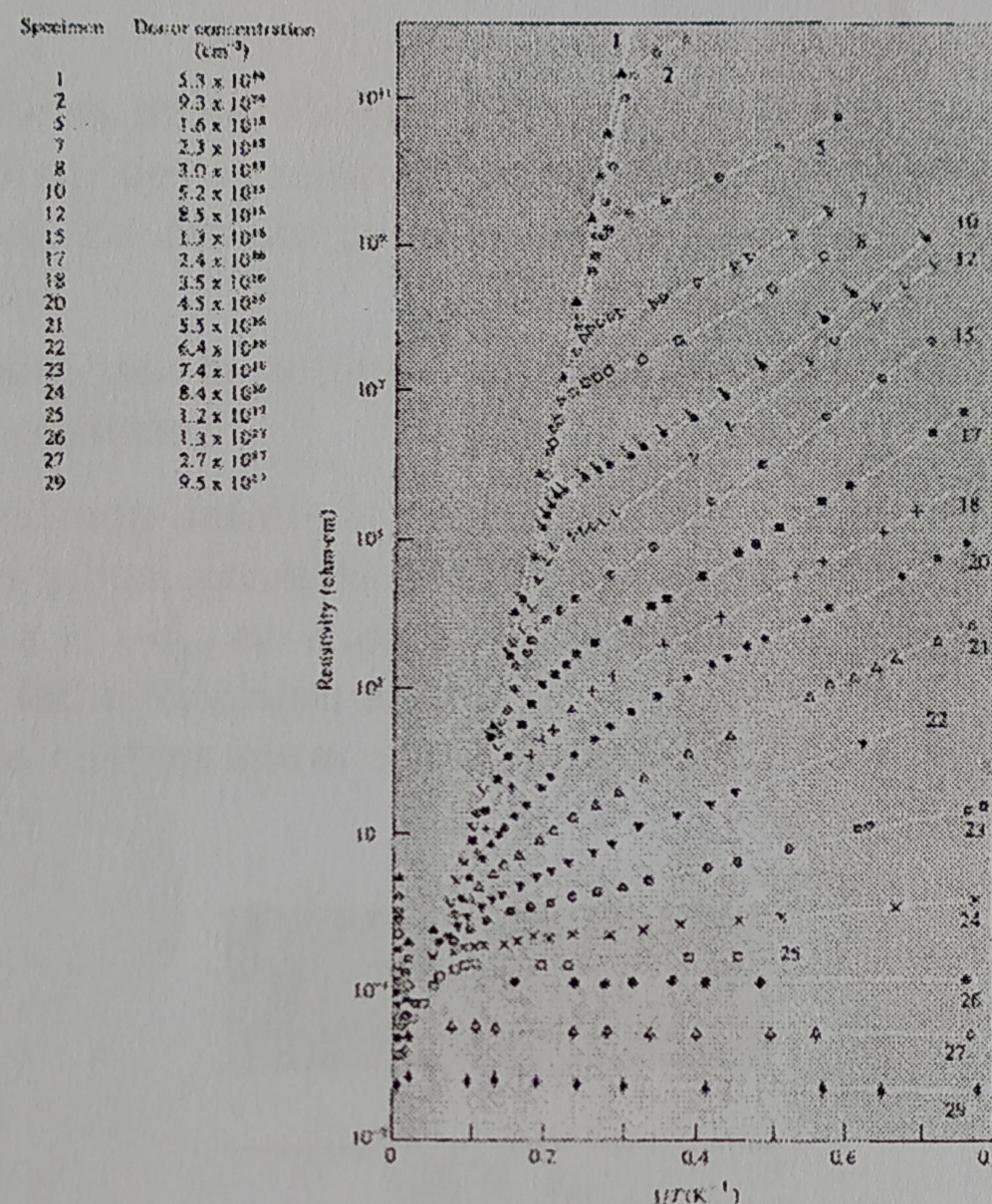


Figure 28.2  
The resistivity of antimony-doped germanium as a function of  $1/T$  for several impurity concentrations. (From H. J. Fritzsch, *J. Phys. Chem. Solids* 6, 69 (1958).)

FIGURE 2 – Résistivité du Ge dopé Sb en fonction de  $1/T$  (d'après Ashcroft et Mermin).

10. Commenter les données expérimentales de la figure 2.
11. Quand le matériau comprend en outre  $N_a$  sites par unité de volume accepteur d'électrons, généraliser les résultats précédents dans un régime simple.

## 2 Jonction p-n

On considère une jonction p-n idéalisée, avec un matériau semi-conducteur dopé p dans la région  $x < 0$  ( $N_a(x) = N_a$  et  $N_d(x) = 0$ ) et un matériau dopé n dans les  $x > 0$  ( $N_a(x) = 0$  et  $N_d(x) = N_d$ ), cf Fig. 3. On supposera atteint l'équilibre thermodynamique local ainsi que le régime extrinsèque où l'on peut négliger les densités intrinsèques de porteurs.

1. Justifier l'existence d'un champ électrique au niveau de la jonction à l'équilibre. Ce champ est associé à une variation du potentiel électrostatique que l'on note  $\phi$ . L'énergie des niveaux électroniques est alors décalée de  $-e\phi(x)$  et sa variation typique est représentée sur la figure 3.

$$\cancel{\text{B}} (\epsilon_d - \mu) \gg k_B T$$

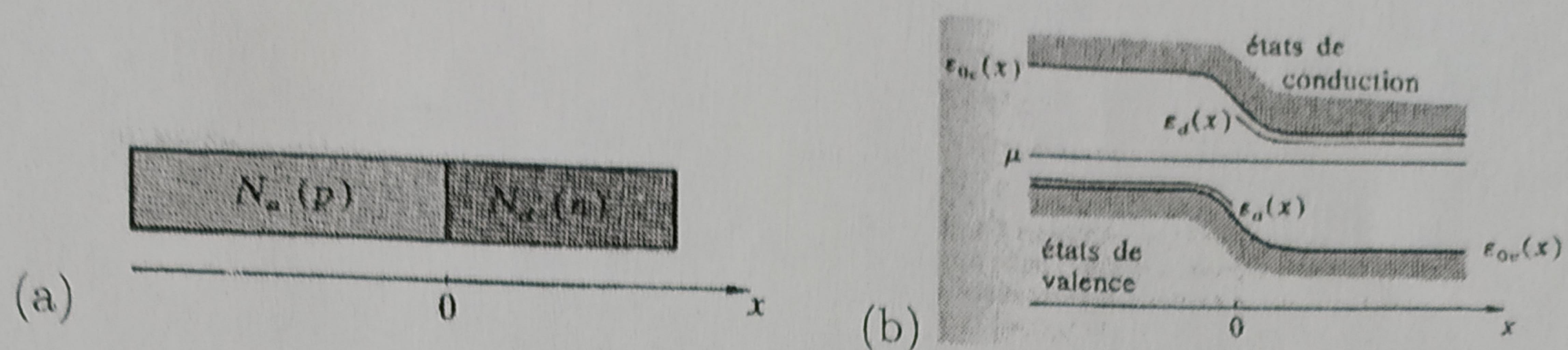


FIGURE 3 – (a) Principe de la jonction p-n. Du côté  $x < 0$ , le semi-conducteur est de type p : il contient  $N_a$  impuretés accepteuses par unité de volume. Du côté  $x > 0$ , il est de type n et contient  $N_d$  impuretés donneuses par unité de volume. (b) Niveaux électroniques en fonction de la position (d'après Diu *et al.*).

2. Donner la densité de porteurs libres, électrons et trous, en fonction de  $\phi(x)$  et du potentiel chimique  $\mu$ , puis en fonction de  $\phi(x)$ , des concentrations en impuretés  $N_d$  et  $N_a$  et du potentiel loin de la jonction  $\phi(+\infty)$  et  $\phi(-\infty)$ . En déduire la différence de potentiel entre les deux bornes de la jonction  $\phi(+\infty) - \phi(-\infty)$ .
3. Donner l'équation satisfaite par le potentiel électrostatique en fonction des différentes densités de charges présentes dans le système.

L'équation obtenue est fortement non-linéaire et nous allons calculer explicitement sa solution dans le cadre d'une résolution approchée. Les inhomogénéités de charge sont modélisées par une double couche au niveau de la jonction, cf Fig. 4. Pour  $x < -d_p$ , on suppose que les variations du potentiel sont négligeables et on considère  $\phi(x) \simeq \phi(-\infty)$  et de façon similaire,  $\phi(x) \simeq \phi(+\infty)$  pour  $x > d_n$ . Dans les deux doubles couches, on considère à l'inverse que les charges libres ont été repoussées dans les autres régions et sont donc en quantités négligeables.

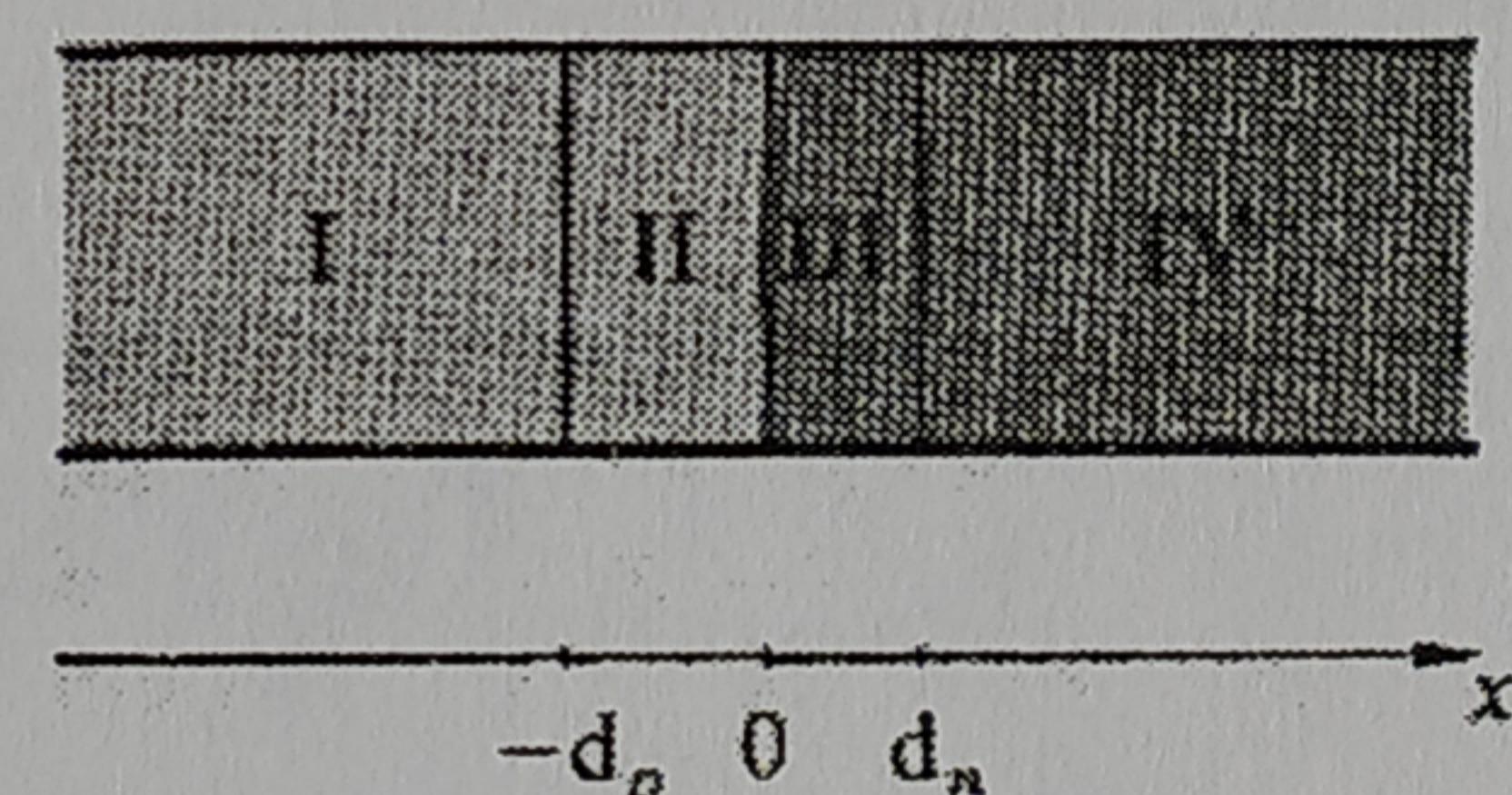


FIGURE 4 – La jonction p-n et les quatre régions où l'on peut résoudre de façon approchée l'équation de Poisson. Les régions I et IV sont pratiquement homogènes et localement neutres. La douce couche s'étend entre  $-d_p$  et  $+d_n$  : la région II est chargée négativement, la région III, positivement (d'après Diu *et al.*).

4. Avec les hypothèses faites, écrire les différentes concentrations de charges dans les différentes régions de la jonction, ainsi que les équations de Poisson associées.
5. Justifier la continuité du potentiel électrostatique et de sa dérivée puis donner la solution pour  $\phi$  dans les différentes zones d'espace. En déduire les épaisseurs des doubles couches en fonction des concentrations en impuretés  $N_a$  et  $N_d$ .

On cherche à calculer la caractéristique de la jonction. On applique une tension  $V$  aux bornes de la jonction. On suppose que les électrons qui passent de la région p à la région n, qui descendent une barrière de potentiel, sont décrits par un courant  $J_{p \rightarrow n}^{(e)}$  indépendant de la tension  $V$ , de même que le courant de trous  $J_{n \rightarrow p}^{(t)}$ . On suppose que le courant d'électrons  $J_{n \rightarrow p}^{(e)}$  est proportionnel au poids de Boltzmann de la barrière électrostatique qu'ils ont à franchir.

6. Donner le courant  $J_{n \rightarrow p}^{(e)}$  en fonction de  $V$  et de  $J_{p \rightarrow n}^{(e)}$
7. En déduire le courant total dans la jonction en fonction de  $V$ ,  $e$  et  $k_B T$ .

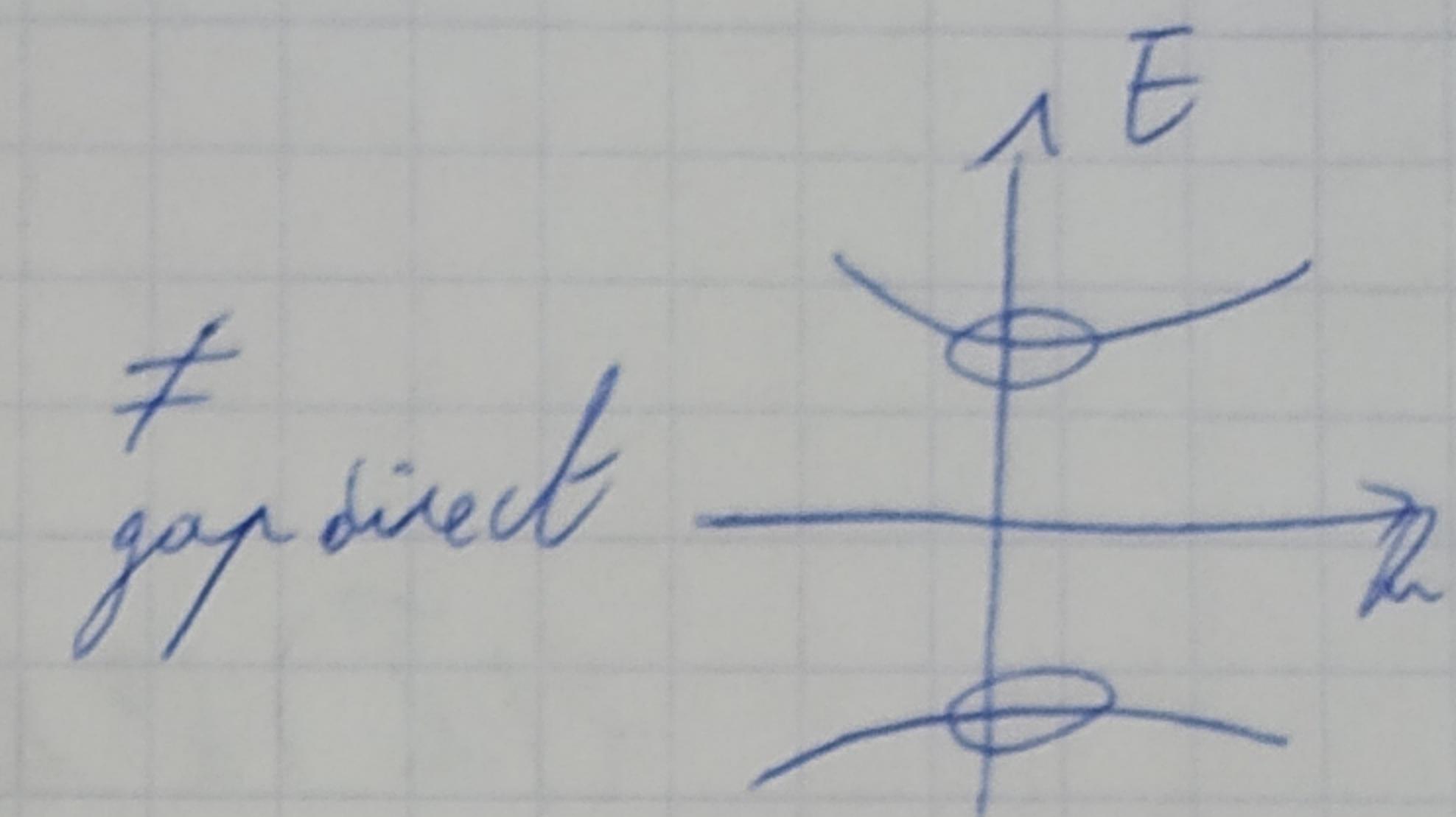
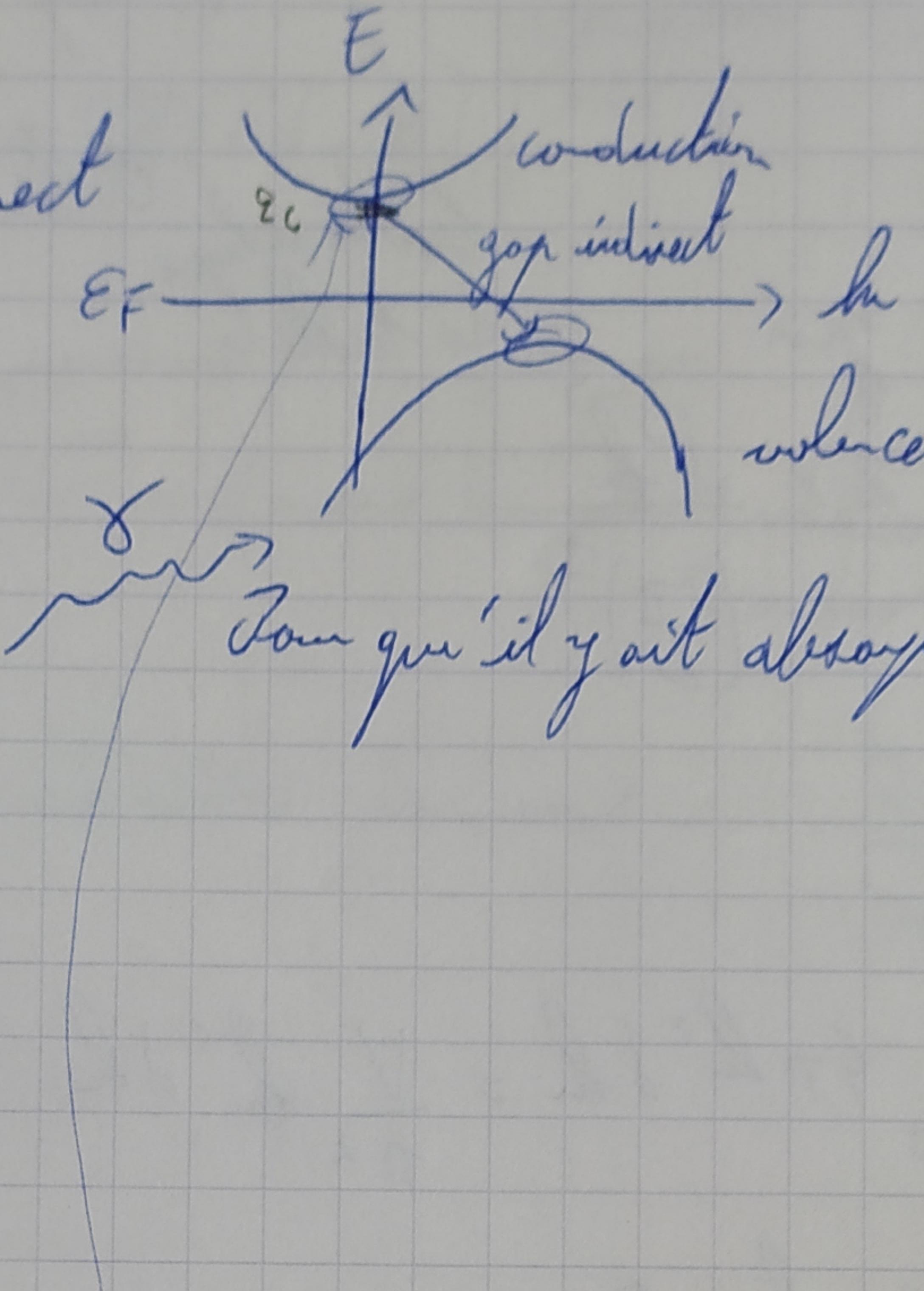
# Physique du solide et des semi-conducteurs 2.

①

## 1) Densités de porteurs dans les semi-conducteurs.

$$1) \begin{cases} E_{gap}^{Ge} \approx 0,67 \text{ eV} \\ E_{gap}^{Si} = 1,1 \text{ eV} \end{cases}$$

mais gap indirect



Donc que'il y ait absorption  $| h\nu \geq E_{gap} |$

conservation de l'impulsion

se ne voit pas  
d'h tout petit

(h est cassé)

$e^-/\gamma/\text{phonon}$  Li-couplage  $\Leftrightarrow$  MAIS difficilelement  
mais probable électron-phonon gap indirect

$$2) f_{(E,T,\mu)}^{FD} = \frac{1}{e^{\beta(E-\mu)} + 1} \Rightarrow \text{nombre d'électrons pour un état qui a une énergie } E \text{ dans l'ensemble global correspondant à } T, \mu \text{ fixés}$$

Li il y a une densité d'état  $P_C(E)$  dans la bande de conduction

approximatives  $\left\{ P_V(E) \text{ dans la bande de conduction valence} \right.$

$$\boxed{N_c = \frac{1}{V} \int_{E_C}^{+\infty} dE P_C(E) f_{(E,T,\mu)}^{FD}}$$

$1 - f_{(E,T,\mu)}^{FD}$  = nombre de trous  
( $\rightarrow$  qui manque)

$$= 1 - \frac{1}{e^{\beta(E-\mu)} + 1} = \frac{e^{-\beta(E-\mu)}}{e^{\beta(E-\mu)} + 1}$$

$$= \frac{1}{e^{-\beta(E-\mu)} + 1}$$

revient à avoir des  
ce particules à  
l'énergie  
 $-E$  avec  $\mu$

$$P_v = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{E_V} dE P_v(E) [1 - f^F(E)]$$

3)  $\vec{h} \rightarrow$  C.L. parallèle  $\vec{h} = \frac{2\pi}{L} \begin{pmatrix} nx \\ ny \\ nz \end{pmatrix}$   
 boîte cubique de taille  $L$

$$\rho(\vec{h}) d^3 \vec{h} = \frac{V}{2\pi^3} \frac{d^3 \vec{h}}{(2\pi)^3}$$

$$\rho(\vec{h}) d^3 \vec{h} = \frac{V}{4\pi^3} d^3 \vec{h}$$

$$\rho(h) dh = \frac{V}{4\pi^3} 4\pi h^2 dh = \frac{V}{\pi^2} h^2 dh$$

D.L. on maximise le  $h \approx 0$

$$\begin{cases} E_C(h) = E_C + \frac{h^2 m_c}{2m_c} \\ E_V(h) = E_V - \frac{h^2 m_v}{2m_v} \end{cases}$$

$$h_{Tab} \sim \frac{1}{40} eV$$

Bijectioan  $E \Rightarrow h \quad \rho(E) dE = \rho(h) dh$

$$\left\{ \begin{array}{l} h = \sqrt{\frac{2m_c}{\hbar^2}} (E - E_C)^{1/2} \text{ conduction} \\ h = \sqrt{\frac{2m_v}{\hbar^2}} (E_V - E)^{1/2} \text{ valence} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} dh = \frac{1}{2} \left( \frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{1/2} \frac{dE}{(E - E_C)^{1/2}} \text{ conduction} \\ |dh| = \frac{1}{2} \left( \frac{2m_v}{\hbar^2} \right)^{1/2} \frac{|dE|}{(E_V - E)^{1/2}} \text{ valence} \end{array} \right.$$

$$\rho_d(E) dE = \frac{V}{\lambda\pi^2} \left( \frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{1/2} \sqrt{E - E_C} dE$$

$$\rho_v(E) dE = \frac{V}{\lambda\pi^2} \left( \frac{2m_v}{\hbar^2} \right)^{1/2} A_v \sqrt{E_V - E} dE$$



$$N_c = A_c \int_{E_c}^{+\infty} \frac{dE \sqrt{E - E_c}}{e^{\beta(E-\mu)} + 1}$$

$$E_p \geq E_c - \mu \gg k_B T$$

$$\Rightarrow \beta(E-\mu) \gg 1$$

$$\Rightarrow e^{\beta(E-\mu)} \gg 1$$

$$\Rightarrow N_c = A_c \int_{E_c}^{+\infty} dE \sqrt{E - E_c} e^{-\beta(E-\mu)} \quad ) \quad E = E_c + E$$

$$= A_c \int_0^{+\infty} dE \sqrt{E} e^{-\beta E}$$

$$= A_c e^{-\beta(E_c-\mu)} \int_0^{+\infty} dE \sqrt{E} e^{-\beta E} \quad ) \quad t = \beta E$$

$$= A_c e^{-\beta(E_c-\mu)} \left( \int_0^{+\infty} dt t^{1/2} e^{-t} \right) \stackrel{?}{=} \Gamma\left(\frac{3}{2}\right) = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$$

$$\Rightarrow N_c = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (k_B T)^{3/2} A_c e^{-\beta(E_c-\mu)}$$

Même approximation  $\mu - E_V \gg k_B T$

$$\hookrightarrow P_V = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (k_B T)^{3/2} A_v e^{-\beta(\mu - E_V)}$$

$$N_c P_V = \int \frac{\sqrt{\pi}}{2} (k_B T)^{3/2} \sqrt{A_c A_v} e^{-\frac{\beta}{2} \frac{(E_c - E_v)}{E_{gap}}} ]^2$$

longueur à une densité  $\equiv N_i$  densité intrinsèque  
 $\Rightarrow$  que que soit  $N$

Intégration:

Electronnalité ou conservation de la matière  $N_c = P_V$

$$\frac{\sqrt{\pi}}{2} (k_B T)^{3/2} A_c e^{-\beta(E_c-\mu)} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (k_B T)^{3/2} A_v e^{-\beta(\mu - E_v)}$$

$$\Rightarrow \boxed{\mu = \frac{E_c + E_v}{2} + k_B T \frac{3}{4} \ln\left(\frac{m_v}{m_c}\right)}$$

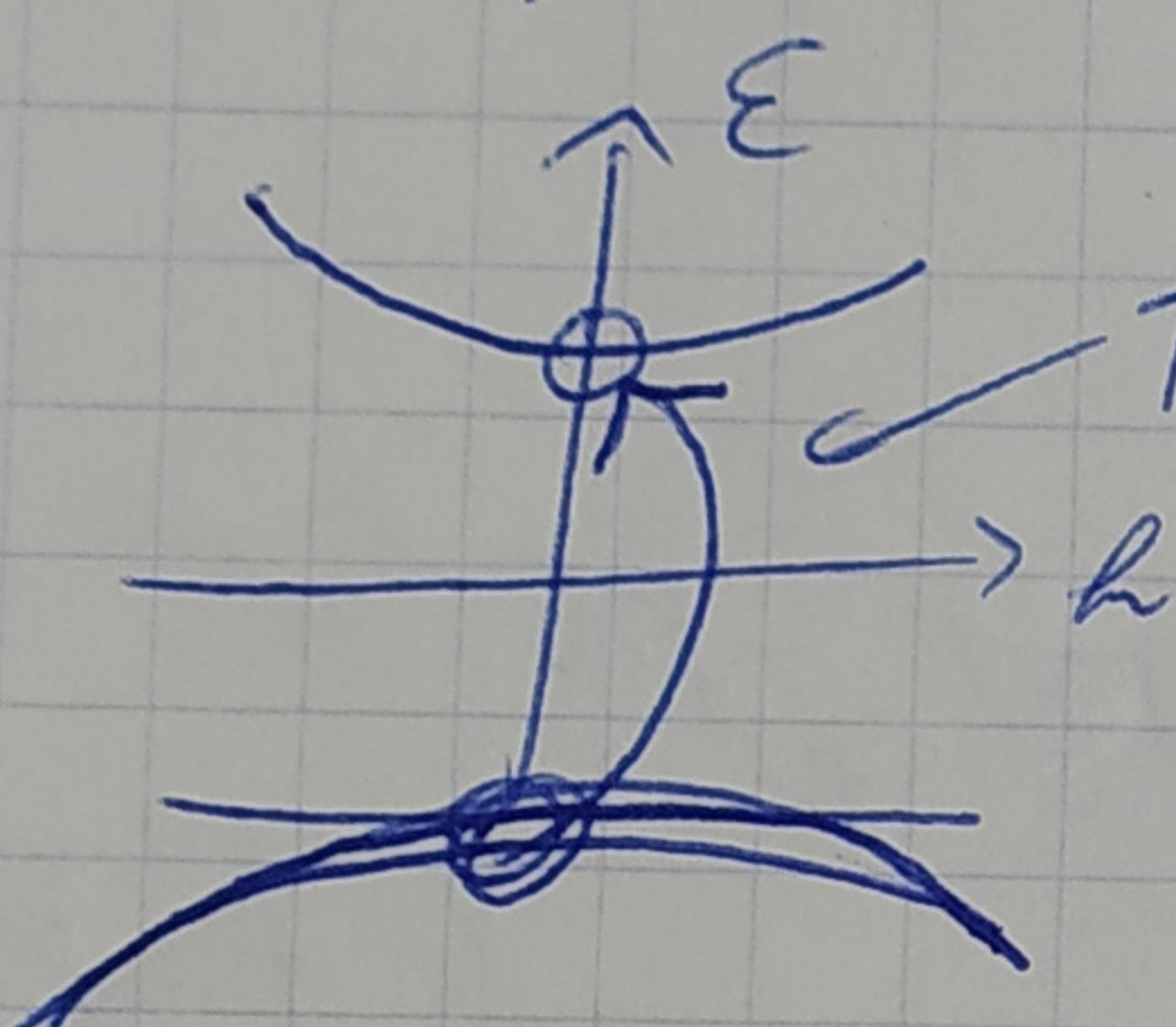
$$\frac{E_C + E_V}{2} \rightarrow \text{milieu du gap}$$

$\mu = \text{milieu du gap} + \text{anodine a la ST}$

(son alion)  $E_C - \mu = \frac{E_{gap}}{2} > \text{hyst}$

$$\Rightarrow N_c = P_v = N_i = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (k_B T)^{\frac{3}{2}} \sqrt{A \sigma v} e^{-\beta \frac{E_{gap}}{2}}$$

$\hookrightarrow \exp : \sigma \propto n \propto e^{-\beta \frac{E_{gap}}{2}}$



$T \nearrow$ , deven + d'épaisseur dans la bande de conduction  
 $\hookrightarrow R \searrow$

L'semiconducteur dopé :

$$[ ]^- = \sum_{\text{états } l} e^{-\beta(E_l - \mu N_x)}$$

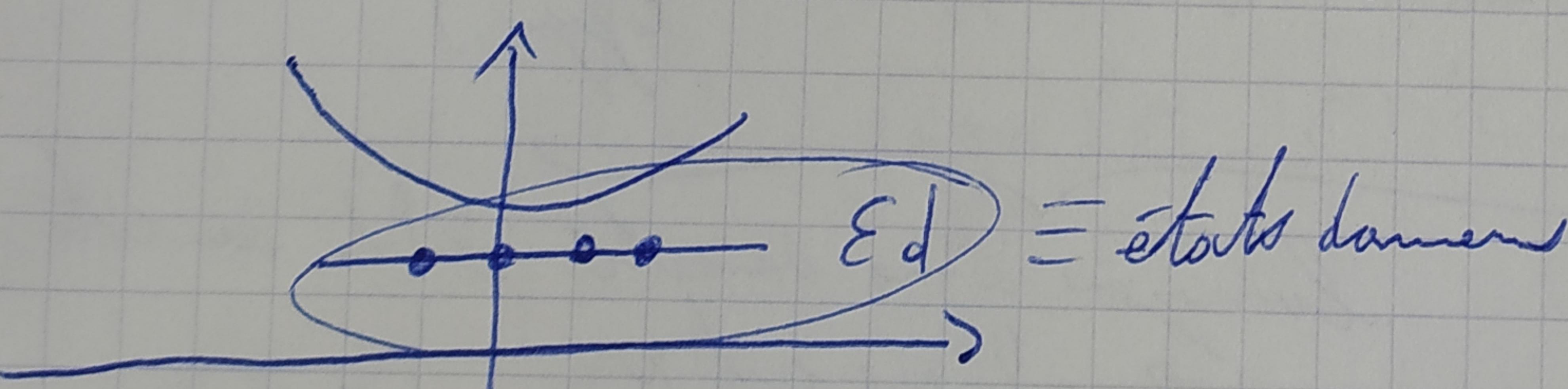
systèmes : (3) des  $e^-$

états : particules indiscernables données les  $n_l = \text{nombre d}'e^-$  des chocs  
des états à  $l^{\text{e}}$

Particules sans interaction, on peut factoriser la fonction de partition

$\hookrightarrow [ ]^- = \prod_l ( )_l$

$\hookrightarrow$  fonction de partition de l'état  $l$



$$[ ]_{\text{donors}}^- = \prod_l \left[ \sum_{\text{impurité}} ( )_{\text{donors}} \right]$$

$$\left( \sum_{\substack{\text{refusés} \\ \text{d'états} \\ \text{sur 1 impurité}}} e^{-\beta(E_p n_l)} \right)$$

$\hookrightarrow$  nombre d'états sur 1 impurité  
états possibles l

Etats possibles :  $\ell = \begin{cases} 0 e^- \\ 1 e^- \uparrow \\ 1 e^- \downarrow \\ 2 e^-\cancel{\uparrow\downarrow} \end{cases}$  négligé du fait de la répulsion coulombienne

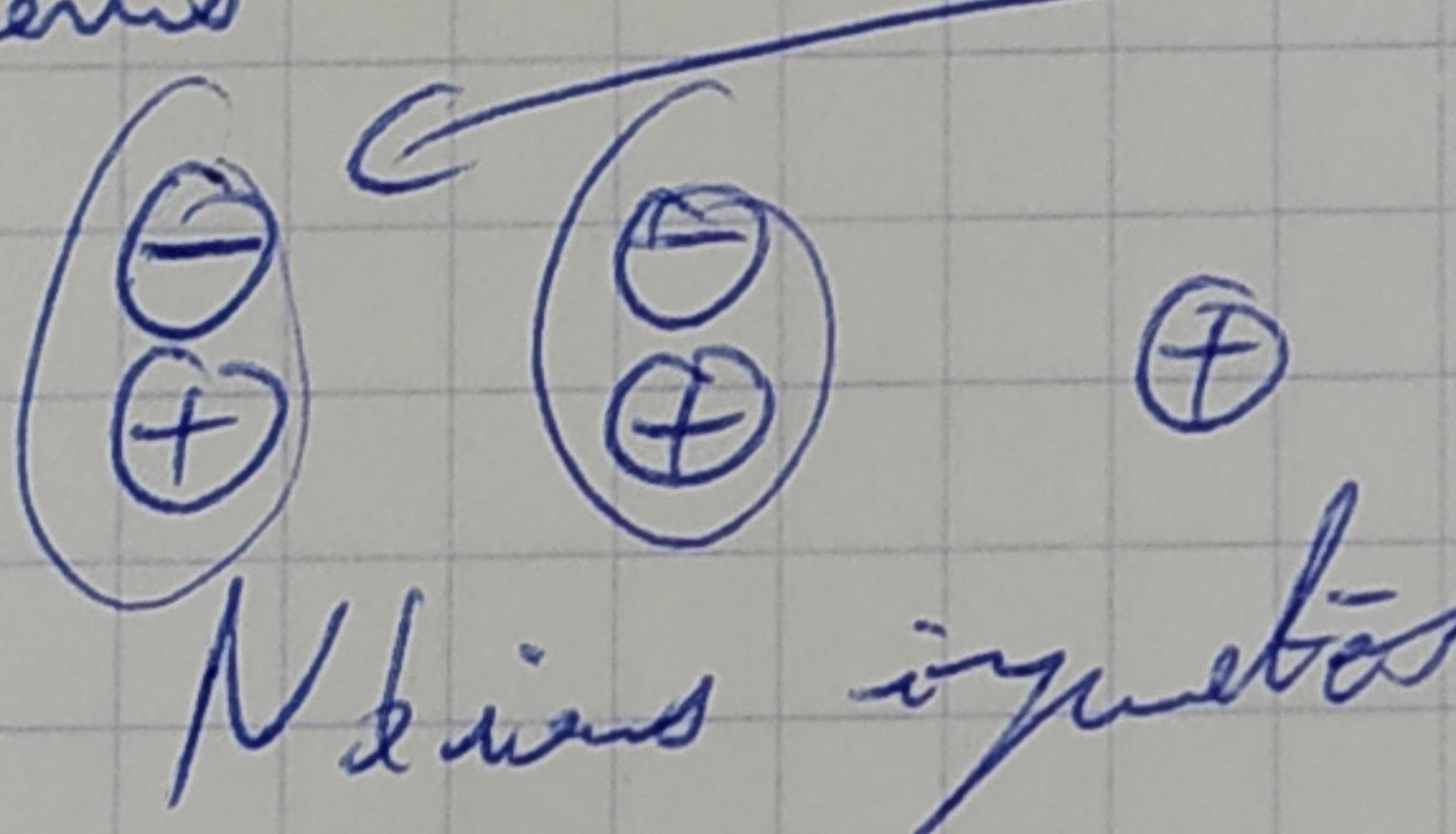
$$E_{\text{donor}} = [1 + 2 e^{-\beta(E_d - \mu)}]^{N_d V}$$

$$\text{et } E_{\text{tot}} = E_{\text{donors}} \boxed{-} \xrightarrow{\substack{\text{valence} \\ \text{conduction}}}$$

Nombre d'états sur les sites donneurs =  $\frac{\partial \ln E_d}{\partial (\beta \mu)} \Big|_T$

$$\Rightarrow n_d = \frac{N_d}{\frac{1}{2} e^{\beta(E_d - \mu)} + 1}$$

densité d'électrons sur les sites donneurs



$n_d e^-$  qui s'insèrent sur leur ion support

On a toujours  $P_v = \frac{N_c}{N_c + N_d}$  électrons de conduction

$\Rightarrow$  bilan d'électrons neutralité

$$(-e)(n_d + N_c) + (+e)[N_d + P_v] = 0 \quad ((-e)(N_c) + (+e)[N_d - n_d + P_v])_0$$

$$\boxed{N_d = n_d + N_c - P_v}$$

vient remplacer  $N_c = P_v \rightarrow$  vient changer  $\mu$

Dans la limite où  $E_d - \mu \gg k_B T \Rightarrow n_d \approx 0 \Rightarrow N_d \approx N_c - P_v$

$$\hookrightarrow N_c = \frac{N_d + \sqrt{N_d^2 + 4N_i^2}}{2}$$

$$\text{et } P_v = \frac{2N_i^2}{N_d + \sqrt{N_d^2 + 4N_i^2}}$$

$$N_i^2 = N_c P_v$$

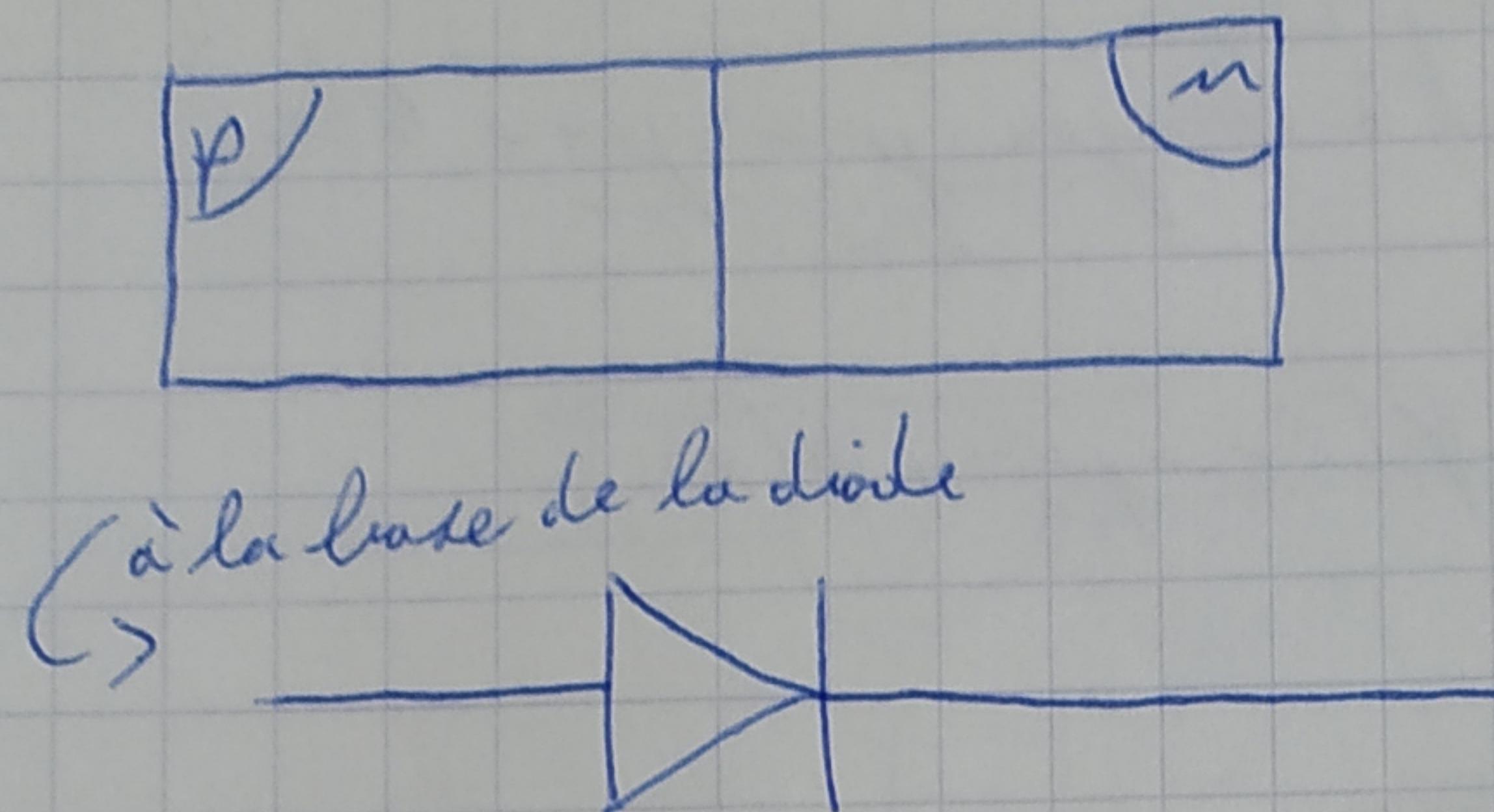
En général on dope de façon à ce que  $N_d \gg N_i$

$$\Rightarrow N_c = N_d$$

$$P_v = \frac{N_i^2}{N_d} = N_d \left( \frac{N_i}{N_d} \right)^2$$

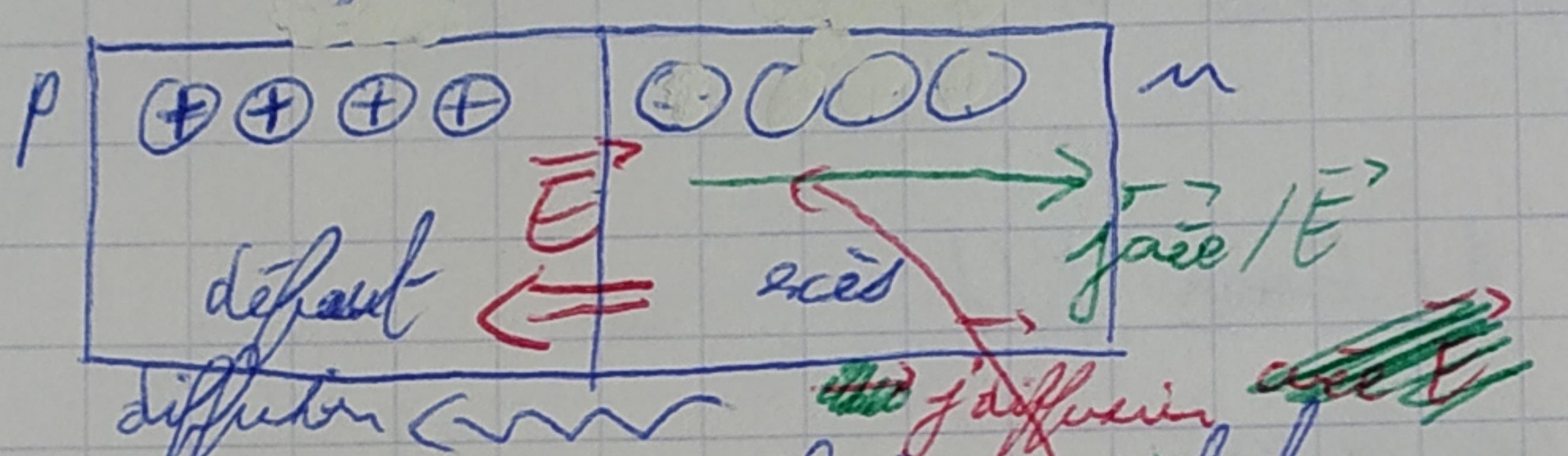
plutôt causer à  $N_d$   $\Rightarrow N \uparrow$

# Point de cours sur la jonction p-n : (suite du TD 2)



Li on regarde élatons de conduction

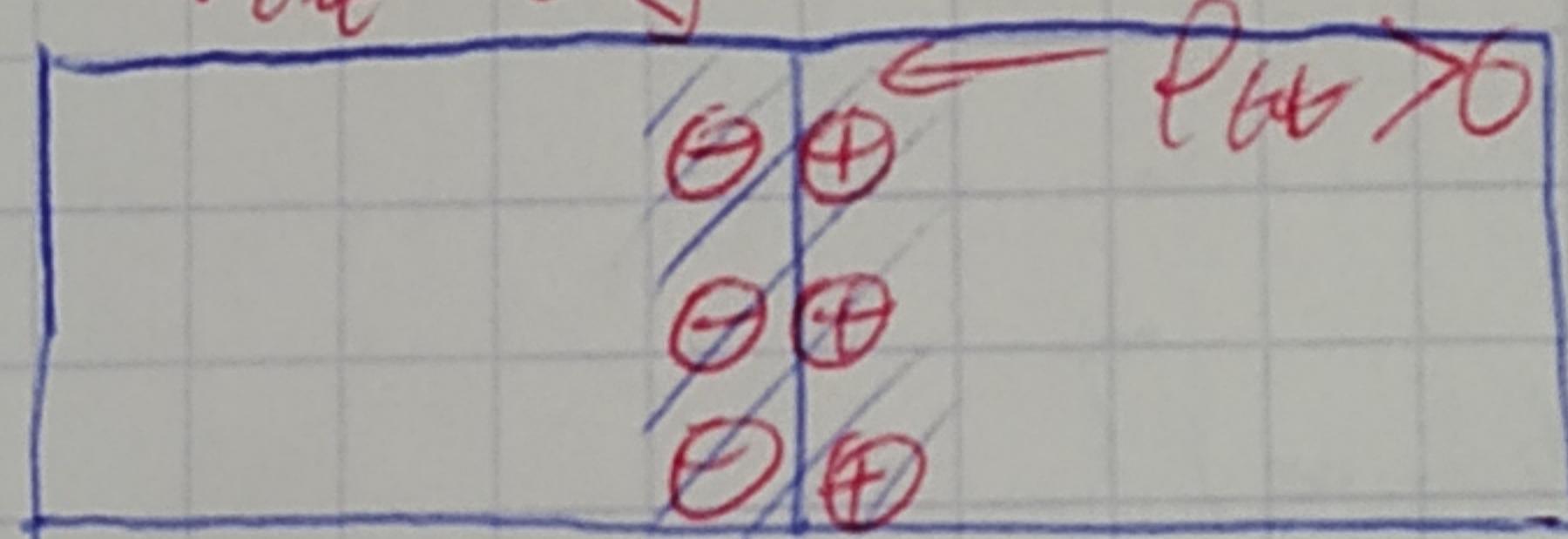
1)



- \* à priori diffusion des électrons de conduction
- \* Si l'équilibre existe, on doit avoir un champ électrique qui contrebalance le mouvement

→ des zones de déplétion de taille microscopique (effet de surface) se créent au voisinage de la jonction

$P_{tot} < 0$ , densité totale de charge



zones de déplétion où l'électroneutralité n'est plus respectée ( $\approx \mu m$ )

$$2) \tilde{H}_{(e^-)} = \frac{\tilde{p}^2}{2m} + V_{ext}(\tilde{r}) - e\phi(x)$$

constante qui sépare les niveaux d'énergie

(approximation des milieux continus où on suppose  $\phi(x)$  à variations lentes))

$$\rightarrow E_c \rightarrow E_c - e\phi(x)$$

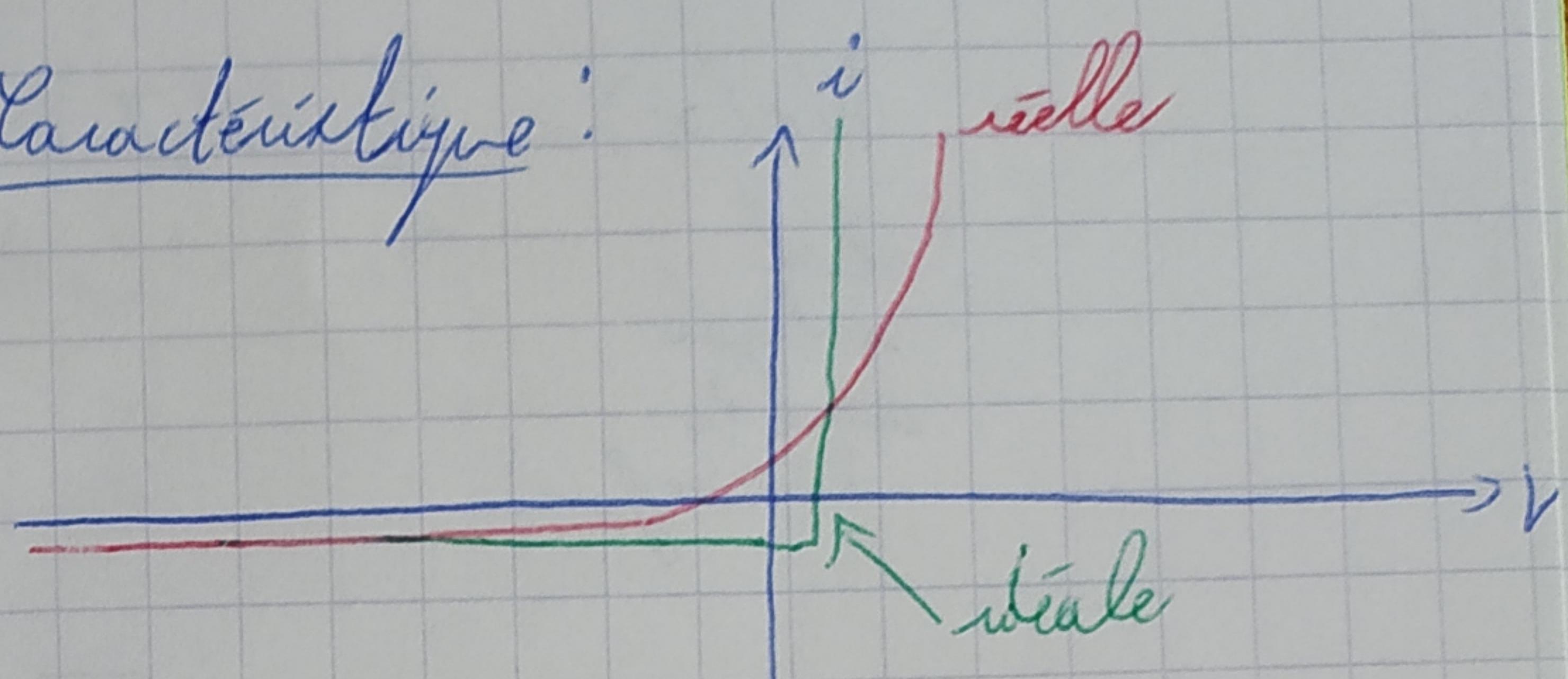
(tous les niveaux électriques sont égaux)

→ On repart les mêmes considérations

$$N_c = A_c \int_{E_c - e\phi(x)}^{+\infty}$$

$$dE \frac{[E - (E_c - e\phi(x))]^n}{e\beta(E - \mu) + 1}$$

Caractéristique :



matière doit respecter électroneutralité (localement petit écart est toléré sur la surface)

calcul détaillé d'être fait plus tard

$$\rightarrow N_c(x) A_c \int_{E_c}^{+\infty} dE \frac{\sqrt{E - E_c}}{e^{\beta(E - \mu - e\phi(x))} + 1}$$

renvoie à droite  $\mu - \nu + e\phi(x)$

$E' = E + e\phi(x)$

$$\rightarrow N_c(x) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (\hbar_B T)^{\frac{3}{2}} A_c e^{-\beta [E_c - \mu - e\phi(x)]}$$

(calcul intégral avec la dernière fois)

De même  $P_v(x) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (\hbar_B T)^{\frac{3}{2}} A_v e^{-\beta [\mu + e\phi(x) - E_v]}$

Dans le régime fortement dopé,  $N_c(x) \approx N_d$   
(partie n)

" "  $P_v(x \rightarrow \infty) \approx N_a$   
(partie p)

$$\left\{ \begin{array}{l} N_d = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (\hbar_B T)^{\frac{3}{2}} A_c e^{-\beta [E_c - \mu - e\phi(x \rightarrow \infty)]} \\ N_a = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (\hbar_B T)^{\frac{3}{2}} A_v e^{-\beta [\mu + e\phi(x \rightarrow \infty) - E_v]} \end{array} \right.$$

$$\Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} N_c(x) = N_d e^{-\beta e[\phi(+\infty) - \phi(x)]} \\ P_v(x) = N_a e^{-\beta e[\phi(x) - \phi(-\infty)]} \end{array} \right.$$

(on remplace  $\phi$  par  $\phi(x)$ )

On a toujours  $N_c(x)P_v(x) = N_i^2$  ✓ densité  
intense (indépendante du dopage)

$$N_c(x)P_v(x) = N_d N_a e^{-\beta e \underbrace{[\phi(+\infty) - \phi(-\infty)]}_{\Delta \phi}}$$

$$\Rightarrow N_d N_a e^{-\beta e \Delta \phi} = N_i^2$$

$$\Rightarrow -e\beta \Delta \phi = \ln \left[ \frac{N_i^2}{N_d N_a} \right] \Rightarrow \boxed{\Delta \phi = \frac{k_B T}{e} \ln \left[ \frac{N_d N_a}{N_i^2} \right]}$$

||  
on le démontre

$\approx 0.7V$

$$3) \operatorname{div} \vec{E} = \frac{P_{tot}}{\epsilon_0}$$

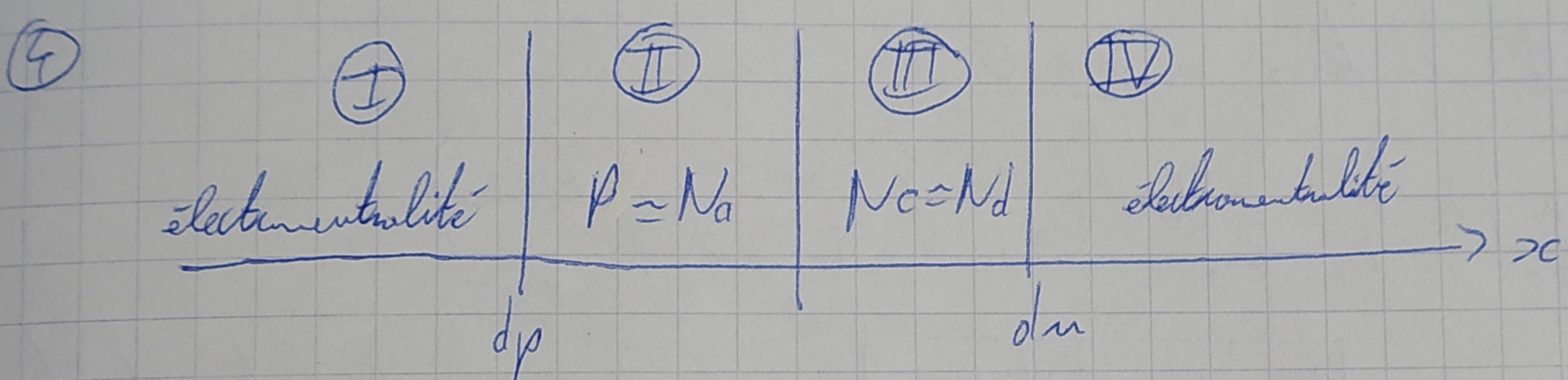
$$E = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (\text{ID}) \quad \Rightarrow \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{P(x)}{\epsilon_0} = 0$$

$$\frac{d^2 \phi(x)}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} [N_c(x) - P_a(x) - N_d(x) + N_a(x)]$$

in pôles  
 symétriques  
 équilibré  
 ionisées

$$\Downarrow$$

$$N_d(x) = N_a \quad \begin{cases} x < 0 \\ x > 0 \end{cases}$$



zone I:  $\phi(x) \approx \phi(-\infty)$

$$\left\{ \begin{array}{l} P_a(x) \approx N_a \\ N_c(x) \text{ négligeable} \\ N_d(x) = 0 \\ N_a(x) \approx N_a \end{array} \right.$$

zone IV:  $\left\{ \begin{array}{l} N_c(x) \approx N_d \\ P_a \approx 0 \quad (\text{électroneutalité}) \\ N_a(x) = 0 \\ N_d(x) = N_d \end{array} \right.$

et  $\phi(x) \approx \phi(+\infty)$

zone II:  $-\frac{d\phi}{dx} < x < 0:$

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} N_a$$

$$\left\{ \begin{array}{l} N_c \approx P_a(x) \approx 0 \\ N_a(x) = N_a \\ N_d(x) = 0 \end{array} \right.$$

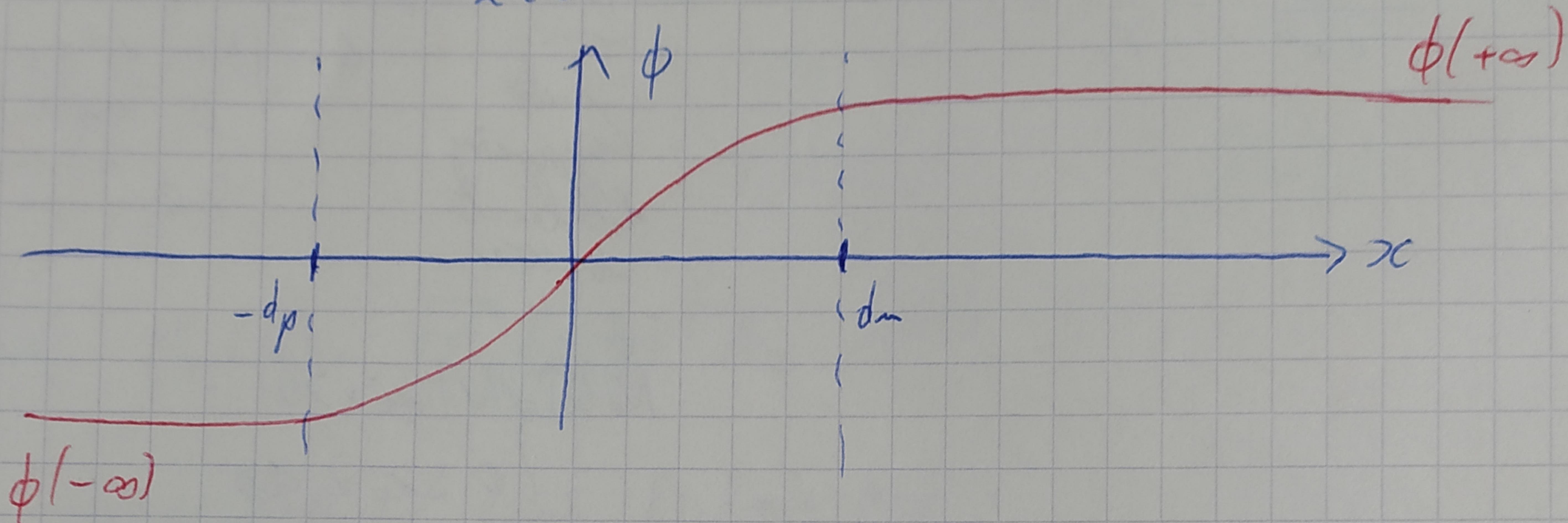
zone III:  $0 < x < d_m:$

$$\left\{ \begin{array}{l} N_c(x) \approx P_a(x) \approx 0 \\ N_d(x) = N_d \\ N_a(x) = 0 \end{array} \right.$$

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} N_d$$

5)  $\vec{E}$  est continue et  $\phi$  est continue en  $x = 0$

$$\Rightarrow \begin{cases} \phi(x) = \phi(-\infty) + \frac{e}{2\epsilon_0} N_a (x + d_p)^2 & \text{si } x < 0 \\ \phi(x) = \phi(+\infty) - \frac{e}{2\epsilon_0} N_d (x - d_m)^2 & \text{si } x > 0 \end{cases}$$



$\phi(x)$  et  $\frac{\partial \phi}{\partial x}$  continues en  $x = 0$

$$\hookrightarrow \frac{e}{\epsilon_0} N_a d_p = \frac{e}{\epsilon_0} N_d d_m \quad \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \text{ continue} \right)$$

$$\Rightarrow [N_a d_p = N_d d_m]$$

(expression d'électroneutralité  
globale de la jonction)

$\Rightarrow \phi$  continue en 0

$$\frac{e}{2\epsilon_0} N_a d_p^2 + \phi(-\infty) = -\frac{e}{2\epsilon_0} N_d d_m^2 + \phi(+\infty)$$

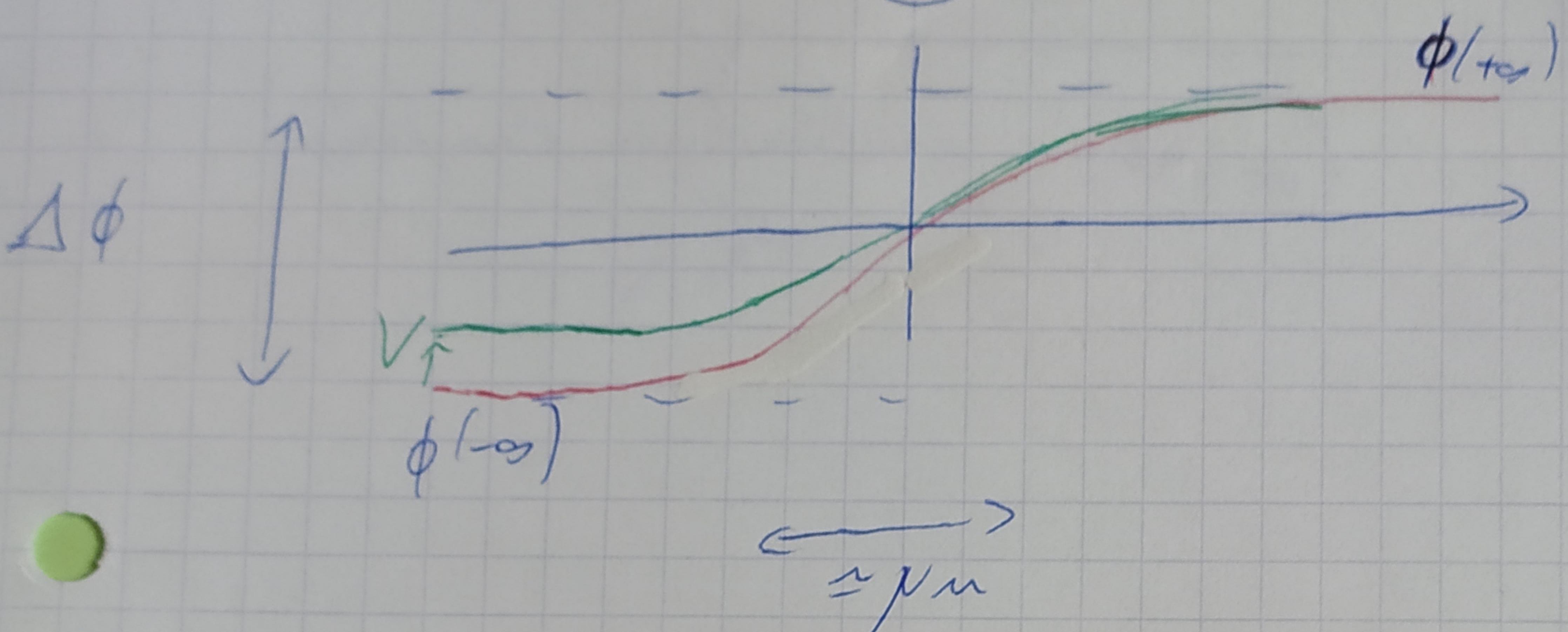
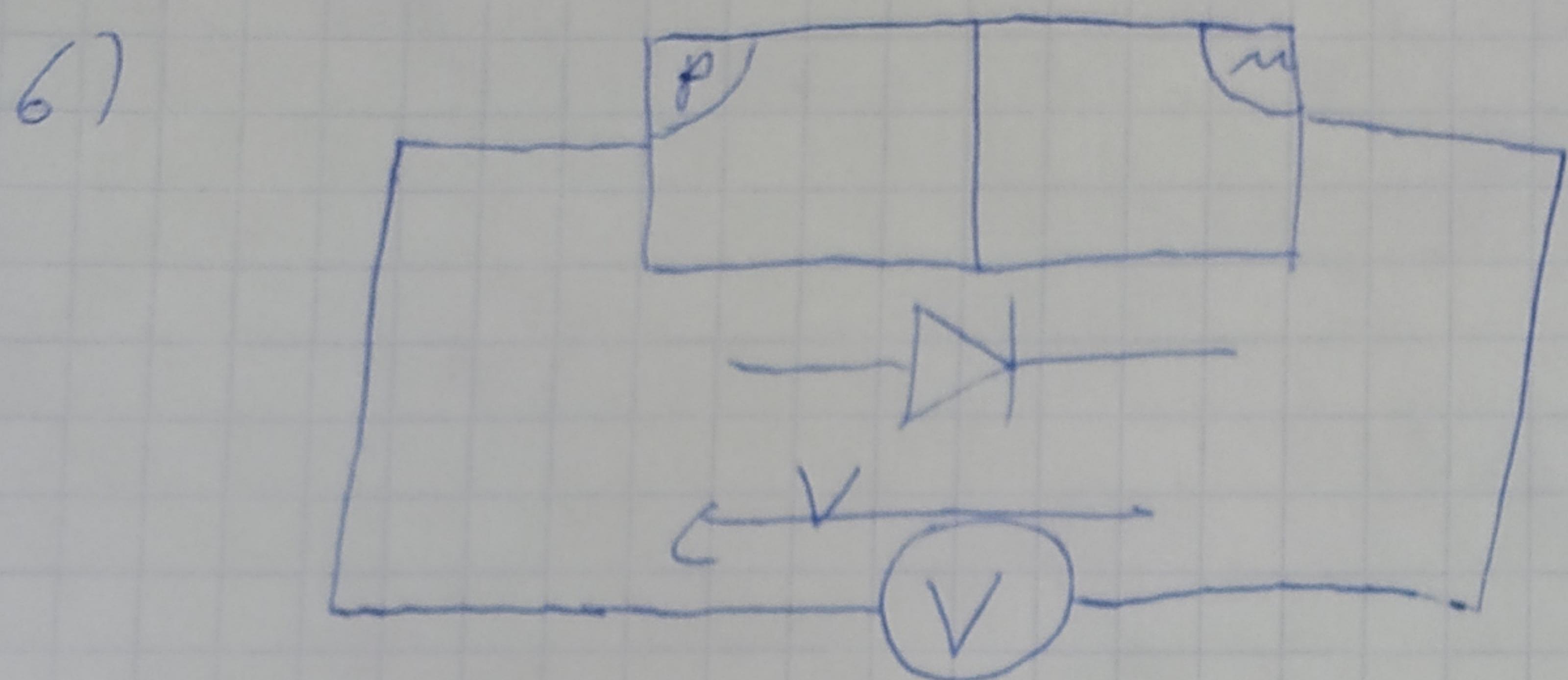
$$\Rightarrow \frac{e}{2} [N_a d_p^2 + N_d d_m^2] = \phi(+\infty) - \phi(-\infty) = \Delta \phi$$

Opérations

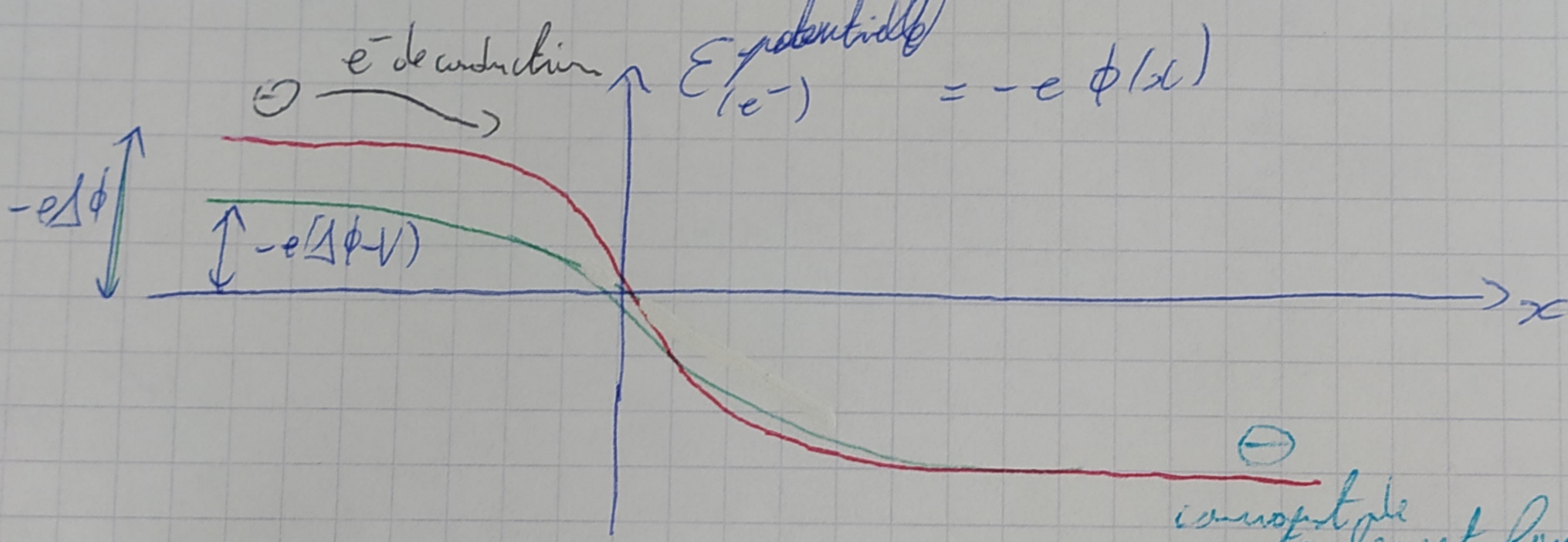
$$d_m = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 k_B T}{e^2} \frac{N_a / N_d}{N_a + N_d} \ln \left[ \frac{N_d / N_a}{N_i^{1/2}} \right]}$$

$$d_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 k_B T}{e^2} \frac{N_d / N_a}{N_d + N_a} \ln \left[ \frac{N_d / N_a}{N_i^{1/2}} \right]}$$

67



$\Delta\phi \rightarrow \Delta\phi - V_{nn} \rightarrow$  formules décalées où  $\Delta\phi \rightarrow \Delta\phi - V$



conseptacle  
particule est fonction  
d'après à court de longe

Première hypothèse: Le courant des électrons de conduction de p vers n  
est  $\approx$  indépendant de V  
(donc une chute en  $e^{\beta eV}$ )

Deuxième hypothèse:  $J_{n \rightarrow p}^{(e)} = \text{constante } e^{\beta eV}$       ( $\text{div } j_e$   $\rightarrow$   $j_e$   
courant de particule      à  $T$  fixée      parois de      lumine  
de Boltzmann      la lumière)

À l'équilibre, pour  $V=0 \rightarrow J_{(e)}^{tot} = 0$

$$\Rightarrow J_{(e)}^{tot} = J_{p \rightarrow n}^{(e)} [1 - e^{\beta eV}] \Rightarrow \text{on obtient} = -J_{p \rightarrow n}^{(e)}$$

$$\Rightarrow j_{(e)} = (e) J_{(e)}^{tot} = e J_{p \rightarrow n}^{(e)} [e^{\beta eV} - 1]$$

On fait les mêmes hypothèses inversées       $p \leftarrow n$  pour les trous

$$\Rightarrow j_{(h)} = e J_{n \rightarrow p}^{(h)} [e^{\beta eV} - 1]$$

$$j_{tot} = e \left[ j_{p-n}^{(e)} - j_{n-p}^{(H)} \right] [e^{\beta eV} - 1] = \text{constante} (e^{\beta eV} - 1)$$

