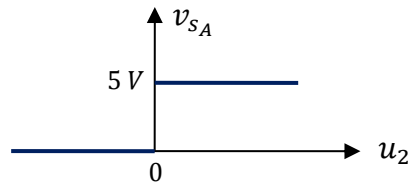


I.A.1) La précision maximale sera de **1 ns**.

I.A.2.a) La masse est l'ensemble des branches au **potentiel nul (référence des potentiels)**.

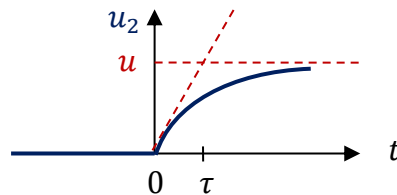
I.A.2.b)



I.A.3) La tension  $u_2$  témoigne de la charge du condensateur (constante de temps  $\tau = rC$ )

$$u - u_2 = ri = rC \frac{du_2}{dt}$$

$$\Leftrightarrow u_2(t) = u \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right)$$



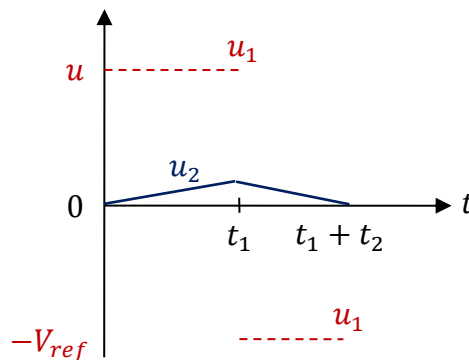
I.B.1)  $u_2(t) \sim u \left( 1 - \left( 1 - \frac{t}{\tau} \right) \right) = \frac{t}{\tau} u$  ( $u_1 \sim \tau \frac{du_2}{dt}$ ) Le bloc B est un pseudo **intégrateur**  $v_{sA} = 5 V$

I.B.2.a) Le condensateur se décharge complètement,  $v_{sA}$  changeant d'état lorsque  $u_2 = 0$ .

$$-V_{ref} - u_2 = \tau \frac{du_2}{dt} \Leftrightarrow u_2(t) = -V_{ref} + \left( V_{ref} + \frac{t_1}{\tau} u \right) e^{-\frac{t-t_1}{\tau}}$$

Donc  $u_2(t_1 + t_2) = 0 = -V_{ref} + \left( V_{ref} + \frac{t_1}{\tau} u \right) e^{-\frac{t_2}{\tau}} \Leftrightarrow t_2 = \tau \ln \left( 1 + \frac{u t_1}{V_{ref} \tau} \right) \sim \frac{u t_1}{V_{ref}}$

I.B.2.b)



I.B.2.c) Le nombre  $s_N$  est la partie entière de  $\frac{t_2}{T_{ck}} \rightarrow s_N = \lfloor t_2 f_{ck} \rfloor = \left\lfloor (2^N - 1) \frac{u}{V_{ref}} \right\rfloor$

I.B.3) La durée maximale de la conversion est  $2t_1 \sim 0,5 \mu s$

La période du signal à numériser devra être très grande devant  $0,5 \mu s$  :  $f \ll 2 \text{ MHz}$

Cette limite n'est pas satisfaisante, les performances sont insuffisantes.

**I.C.1)** Le comparateur  $k$  compare  $u$  au potentiel  $\frac{V_{ref}(13-2(k-1))}{16} = \frac{V_{ref}(15-2k)}{16}$

	S7	S6	S5	S4	S3	S2	S1	s2 <sup>2</sup>	s2 <sup>1</sup>	s2 <sup>0</sup>
$0 \leq u \leq \frac{V_{ref}}{16}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
$\frac{V_{ref}}{16} \leq u \leq \frac{3V_{ref}}{16}$	1	0	0	0	0	0	0	0	0	1
$\frac{3V_{ref}}{16} \leq u \leq \frac{5V_{ref}}{16}$	1	1	0	0	0	0	0	0	1	0
$\frac{5V_{ref}}{16} \leq u \leq \frac{7V_{ref}}{16}$	1	1	1	0	0	0	0	0	1	1
$\frac{7V_{ref}}{16} \leq u \leq \frac{9V_{ref}}{16}$	1	1	1	1	0	0	0	1	0	0
$\frac{9V_{ref}}{16} \leq u \leq \frac{11V_{ref}}{16}$	1	1	1	1	1	0	0	1	0	1
$\frac{11V_{ref}}{16} \leq u \leq \frac{13V_{ref}}{16}$	1	1	1	1	1	1	0	1	1	0
$\frac{13V_{ref}}{16} \leq u \leq V_{ref}$	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1

Les trois bits de sortie forment le nombre  $s_N$  ( $0 \leq s_N \leq 2^N - 1$ ) puis  $u_N = s_N \frac{V_{ref}}{2^N}$  si on se limite à l'intervalle  $0 \leq u_N \leq \frac{2^N-1}{2^N} V_{ref}$

**I.C.2)** Pour un convertisseur 8 bits, il faut **255 comparateurs** ! Les convertisseurs "série" sont plus lents que les convertisseurs "parallèle" mais ils contiennent beaucoup moins de comparateurs et de résistances.

**I.D)**  $N = 3$   $s_N = 101$   $u_N = 1,25 V$

Cette erreur de **quantification** est maximale pour  $u = 2 V \rightarrow u_N = 1,75 V$

**I.E)** On doit utiliser un filtre **passé-bas de fréquence de coupure de l'ordre de 20 kHz** afin de garantir la sélection de la **bande d'acuité auditive [20 Hz ; 20 kHz]** et la suppression du bruit (harmoniques élevées). La fréquence d'échantillonnage doit vérifier le **critère de Shannon** :  $f_{ech} = 44 kHz > 2f_{max}$

**I.F)** Les quatre essais montrent clairement qu'il s'agit du filtre **passé-bas** : Le déphasage évolue de 0 à  $-\pi$  lorsque la fréquence augmente et le gain s'effondre à très hautes fréquences.

$$|H_{LP}| = \frac{H_{OLP}}{\sqrt{(1-x^2)^2 + \frac{x^2}{Q^2}}} \quad \text{Avec } x = \frac{f}{f_0}$$

L'essai 1 indique qu'en l'absence de déphasage  $|H_{LP}| = H_{OLP} = 1,5$ .

L'essai 3 concerne la quadrature ( $\varphi = -90^\circ$ ) donc  $f = f_0 = 10 kHz$

On en déduit également  $|H_{LP}| = 7,2$  pour  $x = 1$  donc  $Q = 4,8$ .

L'essai 4 permet de mesurer  $|H_{LP}| = 0,015$  pour  $x = 10$  donc  $Q = 7,1$

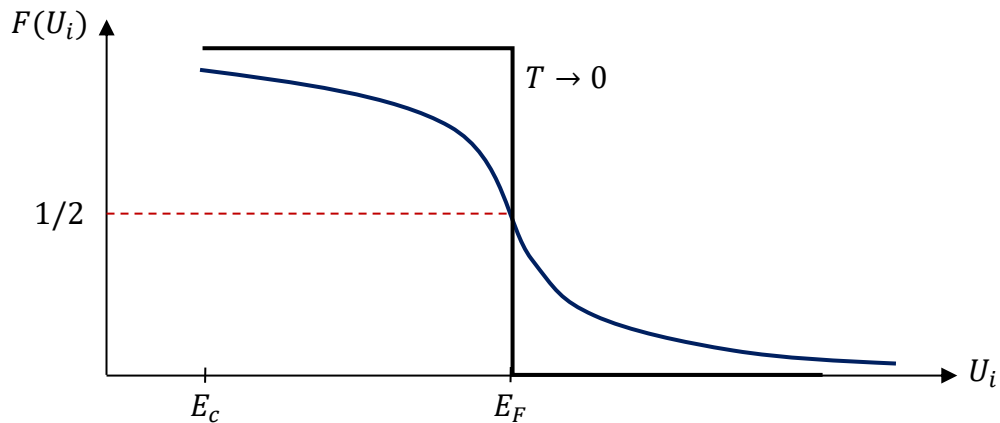
Les oscillogrammes ne sont pas assez précis, on retiendra  $Q \sim 6$ .

Enfin, on calcule  $f_c \sim 15 kHz$  (c'est un peu juste ...)

L'essai 2 est inexploitable car pas assez précis ( $|H_{LP}| = 2$  pour  $x = \frac{1}{2}$  donc  $Q \rightarrow \infty$  !)

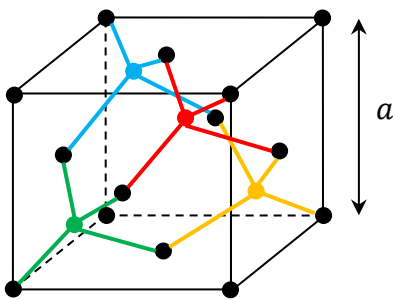
**II.A)** L'atome de cuivre possède **29** électrons ( $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^1$ ) et un électron de valence.  
 [La notion d'électron de valence pour un métal de transition fait l'objet d'âpres discussions entre chimistes]

**II.B.1)** La fonction  $F(U_i)$  est décroissante et de plus en plus vive au voisinage de  $E_F$  si  $T \rightarrow 0$ .



**II.B.2)** Le cuivre est un très bon conducteur, quasiment **tous les électrons de valence accèdent à la bande de conduction**, la densité d'électrons libres est grande. Le phénomène s'accroît à basse température.

**II.C.1)** La maille contient 8 atomes de silicium,  $a = \sqrt[3]{\frac{8M}{\mu N_a}} = 357 \text{ pm}$

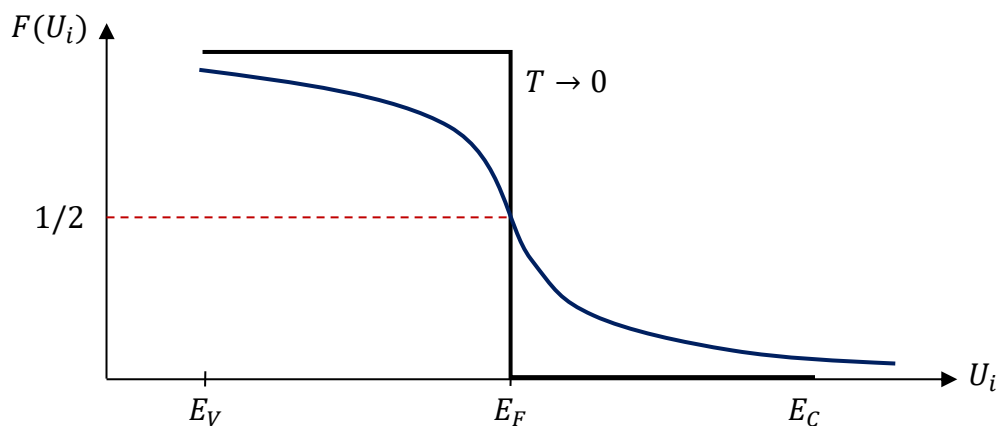


$$d_{min} = \frac{a\sqrt{3}}{4} = 235 \text{ pm} (= 2r_{Si})$$

La structure *CFC* compacte s'est déformée pour permettre l'insertion d'un atome sur un site tétraédrique, la structure finale **n'est plus compacte**.

**II.C.2)** A très basse température, le silicium est **un isolant**, la bande de conduction est vide.

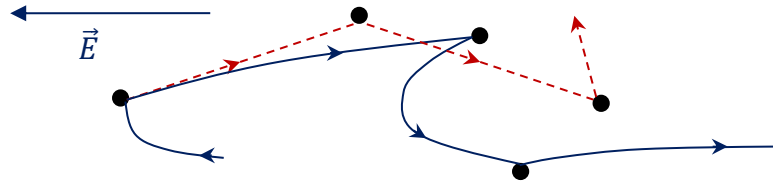
Si la température croît, la probabilité d'occupation de la bande de conduction **augmente légèrement**, le silicium est un semi-conducteur.



**III.A.1)**  $\langle E_c \rangle = \frac{3}{2} kT = \frac{1}{2} m_e \langle v^2 \rangle \sim \frac{1}{2} m_e \langle v \rangle^2 \rightarrow \langle v \rangle \sim 10^5 \text{ m.s}^{-1}$

**III.A.2)** Les électrons sont libres, entre deux chocs leur vitesse est constante :  $\vec{v}'_i = \vec{v}_i$   
 Les collisions ne privilégient aucune direction, l'isotropie de la situation implique  $\langle \vec{v} \rangle = \vec{0}$

III.B) Entre deux collisions, les trajectoires sont **paraboliques**, d'axe de symétrie dirigé par  $\vec{E}$ .



III.C.1) A l'échelle mésoscopique, les grandeurs locales ( $\vec{v}, \vec{E}, T \dots$ ) sont moyennées sur un volume de l'ordre du **micromètre**. Les effets quantiques y sont encore décelables.

III.C.2) En régime stationnaire, la 2<sup>ème</sup> loi de Newton dit que  $m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E}_0 - \frac{m_e}{\tau} \vec{v} = \vec{0} \Leftrightarrow \vec{v} = -\frac{e\tau}{m_e} \vec{E}_0$

III.C.3 & 4) La loi d'Ohm locale stipule que  $\vec{j} = \gamma \vec{E}_0 \rightarrow \gamma = \frac{n\tau e^2}{m_e} \rightarrow \tau \sim 2,5 \cdot 10^{-14} \text{ s} \rightarrow d \sim 3 \text{ nm}$

III.D.1) La période d'évolution du champ doit être très grande devant  $\tau$  :  $f \ll 4 \cdot 10^{13} \text{ Hz}$  (A.R.Q.S.)

III.D.2) La théorie de Boltzmann utilisée ici dans le **modèle classique de Drude** n'est pas valable pour l'électron. En effet, **l'électron est un fermion** (il vérifie le principe d'exclusion de Fermi) et suit donc la loi de distribution de Fermi-Dirac présentée plus haut. **Un modèle quantique** témoignant des interactions électron-phonon dans le réseau en vibration doit prendre le relai, on obtient alors une vitesse moyenne et une durée moyenne entre deux interactions plus grandes, conformes aux observations.

III.E.1) La conductivité doit être définie de façon **matricielle**, l'isotropie n'est plus de mise :

$$[\vec{j}] = \begin{pmatrix} \gamma & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} [\vec{E}]$$

III.E.2) Lors d'un rapide régime transitoire, des électrons ont été déviés vers le plan  $y = 0$  et ont créé une différence de potentielle  $U_{Hall}$  à l'origine du champ  $E_y = \frac{U_{Hall}}{b}$ . La force issue de ce champ compense la force magnétique  $-e\vec{v} \wedge \vec{B}_0$ , ainsi le déplacement des électrons demeure suivant  $-\vec{e}_x$  :  $\frac{U_{Hall}}{b} = vB_0$

La mesure de la différence de potentielle  $U_{Hall}$  permet d'atteindre  $B_0 = \frac{n_0 e U_{Hall}}{j b} = \frac{n_0 e a U_{Hall}}{I}$

III.F)  $M.C. = -\frac{|q_1|n_1\mu_1|q_2|n_2\mu_2(\mu_1 \pm \mu_2)^2}{(|q_1|n_1\mu_1 + |q_2|n_2\mu_2)^2} B_0^2$  Quand il n'y a qu'un type de porteur  $\mu_1 = \mu_2 \rightarrow M.C. = 0$

III.G.1 & 2)  $e_p = -\vec{M}_e \cdot \vec{B}_0$  Deux niveaux énergétiques sont accessibles,  $e_{p\uparrow} = -m_0 B_0$  et  $e_{p\downarrow} = m_0 B_0$

D'après la loi de Boltzmann, le rapport des nombres d'électrons dans chaque niveau est  $\frac{N_\uparrow}{N_\downarrow} = e^{\frac{2m_0 B_0}{kT}} > 1$

III.G.3) Le seul terme susceptible d'annuler  $M.C.$  est " $\mu_1 \pm \mu_2$ ", égal ici à  $\mu_\uparrow - \mu_\downarrow > 0 \rightarrow M.C. \neq 0$

III.H) La densité en technologies TMR était en 2004 de **200 GBit. in<sup>-2</sup>** environ.

En supposant les domaines aimantés carrés, leur longueur est de l'ordre de **2. 10<sup>-6</sup> in.**

La vitesse maximale à la périphérie du disque de rayon 3,5 in étant **3,7 kin. s<sup>-1</sup>**, les débits maximaux sont de l'ordre de **2 Gbit. s<sup>-1</sup>**.

**IV.A.1)** Les résistances thermiques du solide suivant ( $Oy$ ) et ( $Oz$ ) sont beaucoup plus grandes que celle suivant ( $Ox$ ). Pour une différence de températures donnée, le flux thermique suivant ( $Ox$ ) est donc prépondérant. D'après la loi de Fourier, on en déduit que  $\left| \frac{\partial T}{\partial x} \right| \gg \left| \frac{\partial T}{\partial y} \right|$  et  $\left| \frac{\partial T}{\partial x} \right| \gg \left| \frac{\partial T}{\partial z} \right|$ .

**IV.A.2)** La loi de Fourier s'écrit sous la forme  $j_{th,x} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}$ , alors que le premier principe appliqué à une tranche  $ab \, dx$  fournit le résultat :  $\mu c \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial j_{th,x}}{\partial x} \rightarrow \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{\mu c}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t} = 0$  Equation de la diffusion

**IV.A.3 & 4)**  $T(x) = \frac{T_0 - T_1}{l} x + T_1$  Et  $\Phi = ab\lambda \frac{T_1 - T_0}{l} \rightarrow R_{th} = \frac{T_1 - T_0}{\Phi} = \frac{l}{ab\lambda}$

**IV.B)** L'unité de  $h$  est  $W \cdot K^{-1} \cdot m^{-2}$ ;  $R_h^{Si} = \frac{T_0 - T_a}{\Phi_{cc}} = \frac{1}{hS} = 35 \, K \cdot W^{-1}$ ;  $R_{th}^{Si} = 1, 1 \cdot 10^{-2} \, K \cdot W^{-1}$ ;  $R_{th}^{Cu} = 3, 9 \cdot 10^{-3} \, K \cdot W^{-1}$ ; Les résistances  $R_{th}$  et  $R_h$  étant montées en série, **le phénomène conducto convectif est limitant** d'un point de vue du flux thermique échangé.

**IV.C)** En régime stationnaire, la plaque de silicium doit évacuer par convection la puissance thermique  $\Phi_{TDC}$  (Thermal Design Power) pour fonctionner correctement :  $\Phi_{TDC} = \Phi_{cc}^{finale} = hab(T_{moy}^{finale} - T_a)$  Mais  $T_{moy}^{finale}$  ne doit pas être supérieure à la température de jonction. Etudions le régime transitoire :

$$\mu cabl \frac{dT_{moy}}{dt} = \Phi_{TDC} - \Phi_{cc} \Leftrightarrow \mu cabl \frac{dT_{moy}}{dt} = \Phi_{TDC} - hab(T_{moy} - T_a)$$

$$\Leftrightarrow T_{moy} = T_a + \frac{\Phi_{TDC}}{hab} \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \text{ Avec } \tau = \frac{\mu cl}{h} = 82 \, s$$

La température  $T_{jonction}$  est atteinte au bout de **14 s** ! Un dispositif de refroidissement est indispensable.

**IV.D.1)** Le premier principe appliqué à une tranche  $el_z dx$  fournit le résultat :

$$\left( j_{th,x}(x) - j_{th,x}(x + dx) \right) el_z - 2h(T(x) - T_a)(e + l_z)dx = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial j_{th,x}}{\partial x} = -\frac{2h(e+l_z)}{el_z} (T(x) - T_a)$$

$$\Leftrightarrow \frac{d^2 T}{dx^2} - \frac{2h(e+l_z)}{\lambda el_z} (T(x) - T_a) = 0 \Leftrightarrow T(x) = T_a + (T_R - T_a) e^{-\frac{x-x_1}{\delta}} \text{ Avec } \delta = \sqrt{\frac{\lambda el_z}{2h(e+l_z)}}$$

**IV.D.2)** La puissance thermique évacuée par les six ailettes vaut  $6 el_z j_{th,x}(x_1) = \frac{6\lambda el_z}{\delta} (T_R - T_a)$

Faisons l'application numérique avec  $h_c$  :  $\delta = 1,7 \, cm$  et  $\Phi = 36 \, W$ ;  $R_{th} = 1,4 \, K \cdot W^{-1}$

**IV.E.1)** C'est un élément **conducteur de chaleur** (gazoduc, oléoduc, aqueduc, François Trinh-Duc ...)

**IV.E.2)** La force de capillarité s'exerce dans **le sens du déplacement, leur travail est moteur.**

**IV.E.3)** La goutte de liquide correspondant au point **D est située sous R**, elle se déplace par capillarité vers **M (point A)** où elle se vaporise (**point B**). Ainsi, la pression est plus importante sous **M**. Cette bulle de vapeur est entraînée vers la zone de plus faible pression sous **R (point C)** où elle se liquéfie.

**IV.F)**  $R_{th}^{caloduc} = 5 \cdot 10^{-2} \, K \cdot W^{-1}$ ;  $R_{th}^{barreau \, Cu} = \frac{y_2 - y_1}{\lambda l_x l_z} = 4,3 \, K \cdot W^{-1}$

Le caloduc, grâce à la mobilité du fluide, **conduit beaucoup mieux la chaleur** qu'un système purement conductif. La puissance thermique dégagée par le microprocesseur sera mieux évacuée.