

Le problème se compose de deux parties pouvant être traitées indépendamment les unes des autres. Ces deux parties étudient le comportement d'un conducteur de type ohmique en divers régimes. Le modèle utilisé sera le suivant : le conducteur est formé d'atomes ionisés fixes et d'électrons libres. Ce sont ces derniers qui assureront la conduction électrique. En plus des forces dues au champ électro-magnétique, un électron sera soumis aux forces d'interaction (chocs) avec les ions, modélisées par une force de

type frottement fluide $\vec{F} = -k\vec{v}$, \vec{v} étant la vitesse de l'électron par rapport aux ions fixes et k une constante dépendant de la nature du matériau. On ne tiendra compte du poids des électrons que dans la partie I]1]. On notera m la masse d'un électron, $-e$ sa charge, n la densité électronique c'est à dire le nombre d'électrons de conduction par unité de volume et on supposera que les électrons ne peuvent pas sortir du conducteur.

Les données numériques sont regroupées à la fin du sujet.

I] CONDUCTEUR EN EQUILIBRE ELECTROSTATIQUE

Un conducteur est dit en équilibre électrostatique si les électrons de conduction sont fixes par rapport aux ions (courant électrique nul).

I] 1°) On considère un conducteur en équilibre en l'absence de tout champ électro-magnétique d'origine extérieure.

a) Montrer que, si l'on tient compte du poids des électrons de conduction, il doit exister à l'intérieur du conducteur en équilibre un champ électrostatique dont on donnera la valeur

en fonction de m , e et de l'accélération de la pesanteur g .

b) En déduire la différence de potentiel qui doit exister entre deux points du conducteur dont les altitudes diffèrent de h . On précisera le signe de cette différence de potentiel.

c) Application numérique : calculer la différence de potentiel précédente pour $h = 300m$ (Tour Eiffel). Conclure.

POUR LA SUITE DU PROBLEME ON NEGLIGERA LE POIDS D'UN ELECTRON DEVANT LES AUTRES FORCES QU'IL POURRA SUBIR

I] 2°) On étudie le comportement d'un cylindre conducteur, initialement neutre, de rayon R , de longueur infinie, placé

dans un champ électrostatique d'origine différente \vec{E}_0 , uniforme, perpendiculaire à l'axe Oz du cylindre et tel que $\vec{E}_0 = E_0 \vec{u}_x$, \vec{u}_x étant un vecteur unitaire de l'axe Ox : voir figures 1 & 2.

a) Montrer que, lorsque l'équilibre électrostatique du conducteur est atteint :

- Le champ électrique total à l'intérieur du conducteur est nul;
- Le potentiel électrostatique est uniforme à l'intérieur du conducteur;

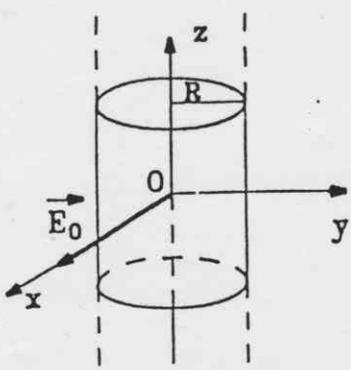


Figure : 1

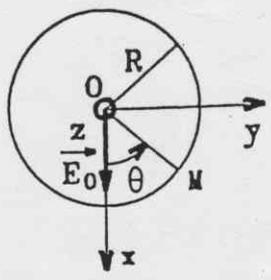


Figure : 2

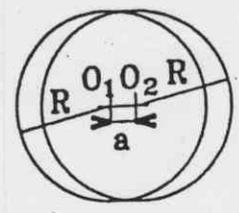


Figure : 3

-La densité volumique de charges électriques est nulle et que les éventuelles charges sont surfaciques.

b) Décrire comment et pourquoi on arrive à un tel état d'équilibre.

On se propose maintenant de montrer qu'une répartition surfacique de charges $\sigma = \sigma_0 \cos \theta$ (σ_0 étant une constante et θ l'angle permettant de repérer la position d'un point M de la surface : voir figure 2) peut convenir pour décrire l'état d'équilibre électrostatique du conducteur.

c) Montrer qu'une telle répartition respecte la neutralité initiale du conducteur.

d) Pour étudier une telle distribution, nous allons d'abord montrer son équivalence avec la distribution suivante :

Deux cylindres infinis de rayon R, d'axes O_1z et O_2z , uniformément chargés en volume, l'un avec la densité volumique $-\mu$, l'autre avec la densité μ ont leurs axes parallèles et distants de a ($a \ll R$) : voir figure 3.

Montrer que cette distribution est équivalente à une distribution surfacique de type $\sigma = \sigma_0 \cos \theta$ lorsque a tend vers 0. Déterminer σ_0 en fonction de μ et a.

e) Calculer le champ et le potentiel à l'extérieur d'un cylindre infini, de rayon R, uniformément chargé en volume avec une densité μ . (Lire la remarque ci-dessous). On fera noter \vec{E}' et V' .

Calculer de même le champ et le potentiel à l'intérieur du cylindre.

Remarque : Les potentiels seront calculés à une constante additive près.

f) En déduire que le champ créé à l'intérieur de la distribution envisagée à la question d), lorsque a tend vers 0 est uniforme. Quelle valeur doit-on alors donner à σ_0 pour que cette distribution modélise le conducteur en équilibre dans le champ extérieur E_0 . On donnera σ_0 en fonction de ϵ_0 et E_0 .

g) Déterminer le champ électrique créé à l'extérieur de la distribution envisagée en d). On déterminera d'abord le potentiel V' dont on fera un d.l. à l'ordre 1 en $\frac{a}{r}$ ($a \ll r$) et on déduira \vec{E}' dans les coordonnées cylindriques.

h) Etudier les discontinuités des composantes normale et tangentielle du champ électrique total sur la surface du cylindre. Conclure.

II] CONDUCTEUR EN REGIME CONTINU

On considère toujours le même cylindre que dans la partie I].

Un générateur extérieur impose maintenant un champ électrique E_0 , uniforme et constant, parallèle à l'axe Oz du cylindre et tel que $E_0 = E_0 \cdot u_z$, u_z étant un vecteur unitaire de l'axe Oz. Ce champ est établi de façon instantanée à l'instant $t=0$, le conducteur étant initialement en équilibre (électrons au repos).

II] 1 °) Ecrire l'équation différentielle donnant v , vitesse d'un électron du cylindre. Intégrer cette équation différentielle en tenant compte des conditions initiales (on posera $\tau = m/k$).

II] 2 °) Montrer qu'après un régime transitoire, v tend vers une valeur limite v_l que l'on déterminera. En déduire la loi d'Ohm locale $\vec{j} = \sigma \cdot E_0$, liant la densité de courant \vec{j} dans le cylindre et le champ E_0 , σ étant une constante caractéristique du matériau que l'on exprimera en fonction de n , e , τ et m .

Cette constante σ est appelée conductivité du matériau et n'a, bien sûr rien à voir avec la grandeur σ utilisée dans la partie I]!

II] 3°) Application numérique : pour le cuivre on trouve expérimentalement que $\sigma = 5,8 \cdot 10^7 \text{ S.m}^{-1}$. Calculer k et τ . Conclure quant à la durée du régime transitoire. $n = 1,1 \cdot 10^{29} \text{ m}^{-3}$

II] 4°) On considère deux points A et B du cylindre tels que, Z_a et Z_b étant les coordonnées de A et B sur l'axe Oz, $Z_b - Z_a = L$.

Déterminer en fonction de j ($j = j \cdot u_z$), σ et L la différence de potentiel $V_a - V_b$ entre les points A et B. Montrer que celle-ci peut se mettre sous la forme $V_a - V_b = R_0 \cdot I$ où I est le courant traversant le cylindre et R_0 une constante que l'on exprimera en fonction de σ , L et R . R_0 est appelée résistance de la portion AB.

II] 5°) Déterminer la puissance transmise par le générateur aux électrons situés entre A et B, en fonction de R_0 et de I (un calcul détaillé est demandé!).

Que "devient" cette puissance? (un nouveau calcul détaillé est demandé pour la puissance de la force de frottement).

EFFET HALL

II] 6°) En plus du champ électrique E_0 , on applique maintenant un champ magnétique B_0 , uniforme et constant, parallèle à l'axe Ox (voir figure 4).

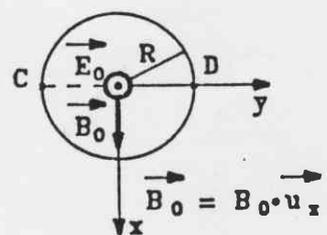


Figure : 4

Montrer que ce champ magnétique va provoquer l'apparition de charges surfaciques sur la paroi latérale du cylindre, ainsi qu'un

champ électrostatique supplémentaire E_h (appelé champ de Hall) que l'on exprimera en fonction de B_0 , I , n , e , R et d'un vecteur unitaire (on supposera pour cela qu'un nouveau régime permanent est atteint dans lequel les lignes de courant sont des droites parallèles à Oz).

II] 7°) Calculer la différence de potentiel entre les deux points C et D de la figure 4 en fonction de B_0 , e , I , n et R .

Application numérique : $B_0 = 1 \text{ T}$, $I = 1 \text{ A}$ et $R = 2 \text{ mm}$. Conclure.

II] 8°) Déterminer la densité surfacique de charges du conducteur en fonction de $e n$, B_0 , I , n , e et R et de tout paramètre d'espace qui vous semblera utile.

II] 9°) Montrer que la loi d'Ohm en régime permanent et en présence d'un champ magnétique peut se mettre sous la forme :

$$\vec{j} = \sigma \{ \vec{E} + R_h (\vec{j} \wedge \vec{B}_0) \}$$

où R_h est une constante que l'on déterminera en fonction de n et e .

\vec{E} représente ici le champ électrique total régnant dans le conducteur.

I.1. a. Interactions: \vec{P} et $\vec{F} = -e\vec{E}$ $\vec{F} = \cancel{h\vec{\omega}}$ car équil. supposé $\rightarrow \boxed{\vec{E} = \frac{m}{e}\vec{g}}$

b. $dV = -\vec{E} \cdot d\vec{r} = -E dz$ \uparrow^z $V(h) - V(0) = -E_j \cdot h$
 $\vec{E} = \frac{m}{e}\vec{g} \Rightarrow E_z = -\frac{mg}{e}$ $\Rightarrow \boxed{V(h) - V(0) = \frac{mgh}{e} > 0}$

AN $V(h) - V(0) = \frac{9 \cdot 10^{-31} \times 9,8 \times 300}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 1,65 \cdot 10^{-8} \text{ V}$ infime

2. a. Si on néglige le poids de l'e⁻, il est soumis à $\vec{F}_1 = -e\vec{E}$ et à $\vec{F}_2 = -h\vec{\omega}$
 L'e⁻ est en équilibre si $\vec{v} = \vec{0}$ et $\Sigma \vec{F} = \vec{0}$ donc $\boxed{\vec{E} = \vec{0}}$ à l'intérieur

$dV = -\vec{E} \cdot d\vec{r} = 0 \Rightarrow \underline{V = \text{cte à l'intérieur}}$

• Symétrie $\Rightarrow \rho(r)$

• Th Gauss pour surface fermée enveloppant 2 cylindres rayon voisins r et $r+dr$



Le flux de \vec{E} à travers l'anneau sup.
 l'anneau inf.
 les surfaces latérales intérieure et extérieure

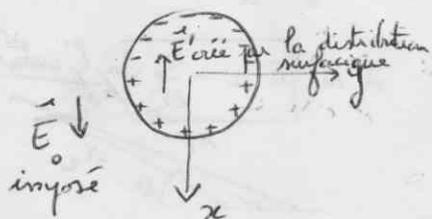
et nul car $\vec{E} = \vec{0}$

or $\Phi = \frac{\Sigma q_{\text{int}}}{\epsilon_0}$ donc pas de charge int. à cette surface donc $\rho = 0$

Ceci est vrai $\forall r$ donc $\underline{\rho = 0}$ pour $r \in [0; R]$

les éventuelles charges sont donc oblig^t surfaciques.

b. Le champ imposé \vec{E}_0 met en mouvement les e⁻ (sens opposé à \vec{E}_0)
 ceux-ci se déplacent et créent alors un champ \vec{E}' supplémentaire
 jusqu'à ce que $\vec{E}_0 + \vec{E}' = \vec{0}$



c. cf schéma ci-dessus: les e⁻ s'accumulent sur la matière de surface latérale du cylindre, et créent un manque de charges négatives sur la surface matière en regard. Globalement il n'y a pas création ni annihilation de charges: $Q = 0$

d. ce petit volume de surface de base moyenne δs
 d'épaisseur $a \cos \theta$
 contient la charge $\delta q = \mu \delta s a \cos \theta = \sigma \delta s$
 d'où $\boxed{\sigma = \mu a \cos \theta}$ $\boxed{\sigma_0 = \mu a}$

e. cf cours application du th. de Gauss
 Symétrie $\Rightarrow \vec{E}' = E'(r) \vec{u}_r$

Surf. fermée : cylindre de rayon r

Th Gauss : $\Phi_E = \frac{\Sigma q_{int}}{\epsilon_0} \Rightarrow$

$$E'_r \cdot 2\pi r h = \begin{cases} \frac{\mu \pi r^2 h}{\epsilon_0} & r \leq R \\ \mu \frac{\pi R^2 h}{\epsilon_0} & r \geq R \end{cases} \quad (2)$$

$$\rightarrow E'_r = \begin{cases} \frac{\mu r}{2\epsilon_0} & \text{si } r \leq R \\ \frac{\mu R^2}{2r\epsilon_0} & \text{si } r \geq R \end{cases}$$

$dV' = -\vec{E}' \cdot d\vec{r} = -E'_r dr$ quand E est radial et ne dépend que de r

$$\text{integration : } \begin{cases} V' = -\frac{\mu r^2}{4\epsilon_0} + cte_1 & \text{si } r \leq R \\ V' = -\frac{\mu R^2}{2\epsilon_0} \ln r + cte_2 & \text{si } r \geq R \end{cases}$$

Continuité du potentiel non exploitée étant donnée la rq de l'énoncé

I.2.f. La distribution surfacique en $\sigma = \sigma_0 \cos\theta$ sur le cylindre équivaut à 2 distributions volumiques uniformes dans des cylindres décalés de $a \rightarrow 0$.

Superposition : $\vec{E}' = \vec{E}'_+ + \vec{E}'_- = \frac{\mu \sigma_0 \vec{\Pi}}{2\epsilon_0} + \frac{-\mu \sigma_0 \vec{\Pi}}{2\epsilon_0}$ si $r \leq R$ ou intérieur des 2 cyl

$$\vec{E}' = \frac{\mu \sigma_0 \vec{O}_2 \vec{O}_1}{2\epsilon_0} \text{ est uniforme à l'intérieur}$$

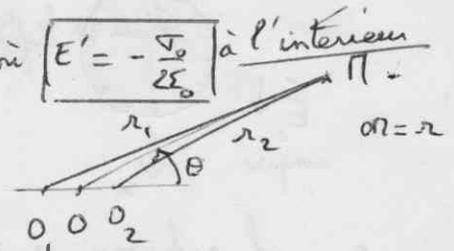
$$E' = -\frac{\mu a}{2\epsilon_0} \text{ champ dû uniq à la répartition surfacique } \sigma = \sigma_0 \cos\theta$$

if I.2.b $\rightarrow E' = -E_0$ pour avoir l'équil. électrostatique

$$\text{donc } -\frac{\mu a}{2\epsilon_0} = -E_0 \Rightarrow \mu a = 2\epsilon_0 E_0$$

if I.2.d $\rightarrow \sigma_0 = \mu a \Rightarrow \sigma_0 = 2\epsilon_0 E_0$ d'où $E' = -\frac{\sigma_0}{2\epsilon_0}$ à l'intérieur

g. $V' = V'_+ + V'_- = -\frac{\mu R^2}{2\epsilon_0} [\ln r_2 - \ln r_1] + C$
 $= -\frac{\mu R^2}{2\epsilon_0} \ln \frac{r_2}{r_1} + C$



d.l ordre 1 en $\frac{a}{r}$ pour $r_2 = \left(r^2 + \frac{a^2}{4} - \frac{2ra \cos\theta}{2} \right)^{\frac{1}{2}} = r \left(1 - \frac{a \cos\theta}{2r} \right)$
 $r_1 = \left(\quad \quad \quad \right)^{\frac{1}{2}} = r \left(1 + \frac{a \cos\theta}{2r} \right)$

$$\rightarrow \frac{r_2}{r_1} = \left(1 - \frac{a \cos\theta}{2r} \right) \left(1 + \frac{a \cos\theta}{2r} \right) \approx 1 - \frac{a \cos\theta}{r}$$

$$\ln(1+u) \approx u \text{ as } u \rightarrow 0 \rightarrow V' = -\frac{\mu R^2}{2\epsilon_0} \left(-\frac{a \cos\theta}{r} \right) + C = \frac{\mu R^2 a \cos\theta}{2\epsilon_0 r} + C = \frac{\sigma_0 R^2 \cos\theta}{2\epsilon_0 r} + C$$

$\sigma_0 = \mu a$ (I.2.d)

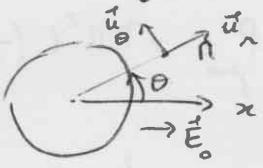
$$\vec{E}' = -\text{grad} V' =$$

$$\begin{pmatrix} \vec{u}_r \\ \vec{u}_\theta \\ \vec{u}_z \end{pmatrix} \begin{cases} -\frac{\partial V'}{\partial r} = \frac{\sigma_0 R^2}{2\epsilon_0 r^2} \cos\theta \\ -\frac{1}{r} \frac{\partial V'}{\partial \theta} = \frac{\sigma_0 R^2}{2\epsilon_0 r^2} \sin\theta \\ 0 \end{cases}$$

$$\text{ou } \boxed{\vec{E}' = \frac{E_0 R^2}{r^2} (\cos\theta \vec{u}_r + \sin\theta \vec{u}_\theta)} \quad \text{pour } r \geq R \quad (3)$$

I.2.h.

$$\begin{aligned} \vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' &= E_0 \cos\theta \vec{u}_r - E_0 \sin\theta \vec{u}_\theta + \frac{E_0 R^2}{r^2} (\cos\theta \vec{u}_r + \sin\theta \vec{u}_\theta) \quad r \geq R \\ &= E_0 \cos\theta \vec{u}_r - E_0 \sin\theta \vec{u}_\theta + E_0 (\cos\theta \vec{u}_r + \sin\theta \vec{u}_\theta) \quad \text{si } r = R \\ &\boxed{\vec{E} = 2E_0 \cos\theta \vec{u}_r \quad \text{si } r = R^+} \\ \text{et } \boxed{\vec{E} = \vec{0} \quad \text{si } r = R^-} &\quad (\text{équil. des } e^- \text{ à l'intérieur}) \end{aligned}$$



\vec{u}_r est une composante normale

Il y a continuité de la composante tangentielle de \vec{E} (total)

Il y a discontinuité normale de \vec{E} :

Valeur de la discontinuité : $\boxed{2E_0 \cos\theta = \frac{2\sigma_0 \cos\theta}{2\epsilon_0} = \frac{\sigma_0 \cos\theta}{\epsilon_0} = \frac{\sigma}{\epsilon_0}}$

on retrouve bien la valeur $\frac{\sigma}{\epsilon_0}$ de discontinuité de \vec{E} à la traversée d'une répartition surfacique ϵ_0

II.1. T.C.I à e^- : $\boxed{m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E}_0 - k\vec{v}}$

Intégrer vectoriellement : $\vec{v} = \vec{v}_h + \vec{v}_p$ avec $\vec{v}_h = A e^{-\frac{k}{m}t}$ et $\vec{v}_p = -\frac{e\vec{E}_0}{k}$
 à $t=0$ $\vec{v} = \vec{0}$ (conducteur initial en équil.)

$$\rightarrow \boxed{\vec{v} = -\frac{e\vec{E}_0}{k} (1 - e^{-\frac{k}{m}t})} \quad \boxed{\tau = \frac{k}{m}}$$

2. $\boxed{\vec{v}_{lim} = -\frac{e\vec{E}_0}{k}}$

$$\vec{j} = -ne\vec{v} = \frac{ne^2\vec{E}_0}{k} = \sigma\vec{E}_0 \Rightarrow \boxed{\sigma = \frac{ne^2}{k} = \frac{ne^2\tau}{m}}$$

3. A.N : $\frac{k}{\tau} = \frac{ne^2}{\sigma} = \frac{1,1 \cdot 10^{29} \times 1,6^2 \times 10^{-19 \times 2}}{5,8 \cdot 10^7} = 5 \cdot 10^{-17} \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$

$\tau = \frac{m}{k} = \frac{9 \cdot 10^{-31}}{5 \cdot 10^{-17}} = 1,8 \cdot 10^{-14} \text{ s}$ le régime transitoire dure très très peu de temps

4. Le champ imposé est \vec{E}_0 uniforme selon l'axe z du cylindre.
 $dV = -\vec{E}_0 \cdot d\vec{r} = -E_0 dz \Rightarrow V_a - V_b = -E_0(z_a - z_b) = E_0 L$

On $E_0 = \frac{I}{\sigma} = \frac{I}{\sigma \pi R^2}$

d'où $V_a - V_b = \frac{L \cdot I}{\sigma \pi R^2} \Rightarrow R_0 = \frac{L}{\sigma \pi R^2}$ (4)

II.5. Pour 1e- $P = \vec{F} \cdot \vec{v} = -e \vec{E}_0 \cdot \vec{v} = -e \vec{E}_0 \cdot \vec{v}_{lim}$ (on néglige le rég. transi.)
 1e- due au géné

• Pour tous les e- situés entre z_a et z_b , c-à-d au nb de $n \times \pi R^2 L$
 la puissance totale transmise par le géné. est $P_{géné} = n \pi R^2 L (-e \vec{E}_0 \cdot \vec{v}_{lim})$

• $\vec{v}_{lim} = -\frac{e \vec{E}_0}{h} = -\frac{e E_0}{h} \vec{u}_z$

• $\vec{j} = \sigma \vec{E}_0 = j \vec{u}_z$

$\rightarrow P = n \pi R^2 L (-e) \left(\frac{I}{\pi R^2 \sigma} \right) \left(\frac{-e}{h} \right)$

• $j = \frac{I}{\pi R^2}$

$\Rightarrow P_{géné} = R_0 I^2$

• $h = \frac{ne^2}{\sigma}$

• $P_{frott} = n \pi R^2 L F_{frott} \cdot v_{lim} = n \pi R^2 L e E_0 v_{lim} = -P_{géné}$

• $F_{frott} = -h v_{lim} \Rightarrow F_{frott} = e E_0$

• $-h v_{lim} - e E_0 = 0$

\Rightarrow L'énergie fournie par le générateur est (en régime permanent) perdue dans
 vison méca: le travail des forces de frottement (choix e- avec les ions du réseau cristallin)
 vison thermo: Elle augmente l'énergie interne du matériau \rightarrow échauffement (effet Joule)

II 6 EFFET HALL

• TCI S'il n'y avait que \vec{E}_0 comme champ électrique, alors $m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e \vec{E}_0 - e \vec{v} \wedge \vec{B}_0 - h \vec{v}$

• régime permanent: \vec{v} constant d'où $\vec{0} = -e \vec{E}_0 - e \vec{v} \wedge \vec{B}_0 - h \vec{v}$

• les lignes de courant sont supposées parallèles à \vec{e}_y donc $\vec{v} \parallel \vec{e}_y$

\rightarrow Ainsi $-e \vec{E}_0$ et $-h \vec{v}$ sont parallèles à \vec{e}_y tandis que $-e \vec{v} \wedge \vec{B}_0$ est perpendiculaire à \vec{e}_y

Il est impossible d'assurer la somme de ces 3 termes nulle. Il faut donc un champ supplémentaire \vec{E}_R tel que $-e \vec{E}_R - e \vec{v} \wedge \vec{B}_0 = \vec{0}$

La force magnétique $-e \vec{v} \wedge \vec{B}_0$ a déplacé les charges perpendiculairement à dy et celles-ci se sont accumulées sur la surface latérale du conducteur.

$\vec{E}_R = -\vec{v} \wedge \vec{B}_0$; comme $\vec{j} = -ne \vec{v}$ on obtient $\vec{E}_R = \frac{\vec{j} \wedge \vec{B}_0}{ne} = \frac{j \vec{u}_y \wedge B_0 \vec{u}_z}{ne} = \frac{j B_0}{ne} \vec{u}_x$

$\vec{j} = j \vec{u}_y$ et $j = \frac{I}{\pi R^2}$ donc $\vec{E}_R = \frac{B_0 I}{ne \pi R^2} \vec{u}_x$

7. $dV = -\vec{E} \cdot d\vec{l} = -E_0 dz - E_R dy$; entre C et D $z = ct$ et $dV = -E_R dy$; E_R uniforme $\rightarrow \frac{V_c - V_D}{D} = -\frac{E_R \cdot 2R}{D}$

$\rightarrow \frac{V_c - V_D}{D} = -\frac{2B_0 I}{ne \pi R} = -\frac{2 \times 1 \times 1}{1,1 \cdot 10^{19} \times 1,6 \cdot 10^{-19} \pi \times 2 \cdot 10^{-3}} = -1,8 \cdot 10^{-8} V$ d.d.p très petite.

8. On a vu en I qu'un champ \vec{E}_0 uniforme $\parallel \vec{u}_x$ conduit à une répartition surfacique $\sigma = \sigma_0 \cos \theta$ avec $\sigma_0 = 2 \epsilon_0 E_0$ (cf I2.f) Adapté ici $\sigma_0 = 2 \epsilon_0 E_R$ soit $\sigma_0 = \frac{2 \epsilon_0 B_0 I}{ne \pi R^2}$

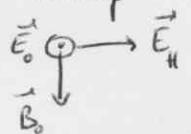
9. $\vec{j} = -ne \vec{v}$
 rég. permanent $\vec{0} = -e(\vec{E}_0 + \vec{E}_R) - e \vec{v} \wedge \vec{B}_0 - h \vec{v} \Rightarrow \vec{j} = \frac{ne^2}{h} [\vec{E}_0 + \vec{E}_R + \vec{v} \wedge \vec{B}_0] = \frac{ne^2}{h} [\vec{E}_{tot} - \frac{\vec{j} \wedge \vec{B}_0}{ne}]$
 on a donc $R_H = -\frac{1}{ne}$

Résumé: Conducteur

- Les forces gravitationnelles sont négligeables par rapport aux forces électriques
- Le champ électrique \vec{E} est nul à l'intérieur d'un conducteur en équilibre électrostatique. Ainsi le conducteur porte ses charges en surface
- Une répartition surfacique en $\sigma_0 \cos\theta$ est équivalente à 2 répartitions volumiques opposées décalées.
- Lorsqu'on impose un champ électrique constant à un conducteur, la durée du régime transitoire (phase où la vitesse des électrons varie) est de l'ordre de 10^{-14} s, très très faible.

- La puissance transmise aux électrons par le générateur est égale par définition à $n \vec{F} \cdot \vec{v}$ où \vec{F} est la force électrique subie par l'e⁻ dans le champ \vec{E} du générateur, \vec{v} est la vitesse des électrons, n est le nombre des électrons considérés.

Elle est égale à la puissance dissipée par effet Joule dans le conducteur (Ri^2)
Elle est aussi égale à l'opposé de la puissance des forces de frottement dues aux collisions entre les e⁻ et les ions du milieu conducteur.

- Quand on applique en plus du champ \vec{E}_0 axial, un champ magnétique \vec{B}_0 radial (donc perpendiculaire à \vec{E}_0) dans un conducteur, il apparaît un champ électrique supplémentaire dans la 3^e direction, appelé champ de Hall. $\vec{E}_0 \otimes \vec{E}_H$
(déplacement dû à la force $-e\vec{v} \wedge \vec{B}_0$)


La d.d.p qui en résulte est négligeable.
La loi d'Ohm s'écrit $\vec{j} = \sigma \vec{E}_0$ ce qui respecte la colinéarité de \vec{j} et de \vec{E}_0 (imposée par le générateur) en régime permanent. (Si on veut écrire une loi d'Ohm entre \vec{j} et \vec{E} total il faut retirer le terme dû à \vec{E}_H : $\vec{j} = \sigma (\vec{E}_0 + \vec{E}_H - \vec{E}_H) = \sigma (\vec{E}_{\text{tot}} - \vec{E}_H)$)