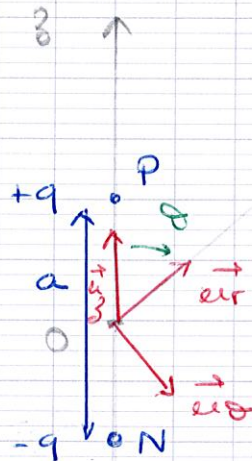


52

Le gedo.

I.1. Interactions entre molécules polaires

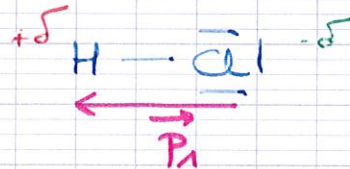
Dipôle électrique $\vec{P}_1 = P_1 \vec{e}_3$



Q1 | HCl:



$\chi(\text{Cl}) > \chi(\text{H})$ le chlore étant $\oplus$ électro négatif que l'hydrogène les e^- de la liaison de covalence sont en moyenne $\oplus$ proche des noyaux de Cl que de celui de H. $\Rightarrow$ moment dipolaire



Par définition $\vec{P}_1 = q \vec{NP}$
 $\vec{P}_1 = qa \vec{e}_3$

58

Q2 | $V_1(r) = \frac{-q}{4\pi\epsilon_0 NM} + \frac{q}{4\pi\epsilon_0 PM}$ (théorème de superpo-
 sition).

avec $NM^{-1} = (\vec{NO} \cdot \vec{NP})^{-1/2}$

$$\frac{1}{NM} = [(\vec{NO} + \vec{OP})^2]^{-1/2}$$

$$= \left(\left(\frac{a}{2}\right)^2 + r^2 + ar \cos \theta \right)^{-1/2}$$

$$= \frac{1}{r} \left(1 + \left(\frac{a}{2r}\right)^2 + \frac{a}{r} \cos \theta \right)^{-1/2}$$

Approximation dipolaire : $\frac{a}{r} \ll 1$

A l'ader 1 : $\frac{1}{NM} = \frac{1}{r} \left(1 - \frac{a}{2r} \cos \theta \right)$

De même $\frac{1}{PM} = \frac{1}{r} \left(1 + \frac{a}{2r} \cos \theta \right)$

D'où $V_1(M) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \left[1 + \frac{a}{2r} \cos \theta - \left(1 - \frac{a}{2r} \cos \theta \right) \right]$

$$V_1(M) = \frac{qa}{4\pi\epsilon_0 r^2} \cos \theta$$

$$V_1(M) = \frac{P_1 \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

Q3

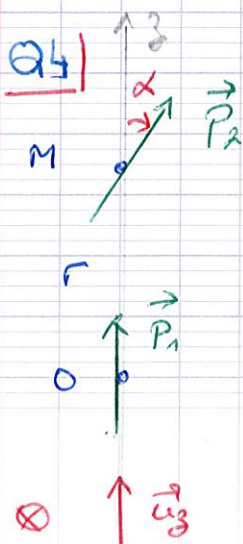
Q3) On a $\vec{E}_1(M) = -\text{grad } V_1(M)$
 $= -\frac{\partial V}{\partial r} \vec{e}_r - \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} \vec{e}_\theta$

$$\vec{E}_1(M) = + \frac{2P_1 \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r^3} \vec{e}_r + \frac{1}{r} \frac{P_1 \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 r^2} \vec{e}_\theta$$

$$\vec{E}_1(M) = \frac{P_1}{4\pi\epsilon_0 r^3} (2 \cos \theta \vec{e}_r + \sin \theta \vec{e}_\theta)$$

(OK)

Q4



$$\vec{\Gamma} = \vec{P}_2 \wedge \vec{E}_1(M)$$

$$= \vec{P}_2 \wedge \frac{2P_1 \vec{e}_z}{4\pi\epsilon_0 r^3}$$

$$\vec{\Gamma} = \frac{2P_2 P_1}{4\pi\epsilon_0 r^3} \sin \alpha (-\vec{e}_y)$$

$$\vec{\Gamma} = \vec{0} \Leftrightarrow \alpha = 0 \text{ ou } \pi$$



le couple tend à aligner $\vec{p}_2$ sur le champ $\vec{E}_1(M)$
donc le même sens. $\rightarrow$ position d'équilibre stable.

$E_{p12} = -\vec{p}_2 \cdot \vec{E}_1(M)$ est alors minimale.

05] $p_1 = p_2 = p = 1 \text{ D}$

$$E_{12} = -\vec{p}_2 \cdot \vec{E}_1(M)$$

$$= -\vec{p}_2 \cdot \frac{2 p_1 \vec{e}_g}{4\pi\epsilon_0 r^3}$$

$$E_{12} = -\frac{2 p^2}{4\pi\epsilon_0 r^3} \cos \alpha \quad \begin{array}{l} \text{min pour } \alpha = 0 \\ \text{max pour } \alpha = \pi \end{array}$$

AN : $E_{12} = -\frac{2 \cdot (3,33 \cdot 10^{-30})^2}{4\pi \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot (0,5 \cdot 10^{-9})^3}$

$$E_{12} = -1,6 \cdot 10^{-21} \text{ J}$$

$$E_{th} \simeq k_B T$$

$$E_{th} = 4,0 \cdot 10^{-21} \text{ J}$$

les deux énergies sont du même ordre de grandeur.

16

06] $\langle E_{12} \rangle = -\frac{C_k}{r^6}$ avec $C_k = \frac{1}{k_B T} \left(\frac{p^2}{2\pi\epsilon_0} \right)^2$

$$C_k \simeq 9,8 \cdot 10^{-78} \text{ J m}^6$$

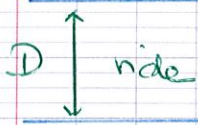
$$\vec{F}_{1/2} = -\text{grad} \langle E_{12} \rangle$$

$$= -\frac{\partial \langle E_{12} \rangle}{\partial r} \vec{e}_r$$

$$\vec{F}_{1/2} = -6 \frac{C_k}{r^7} \vec{e}_r$$

dirigée de 2 vers 1
 $\rightarrow$ force attractive.

20

I.2. Glue de la face d'adhérence

$$f(D) = \frac{A}{6\pi D^3}$$

Q7/ $[A] = [\text{face surfacique}] \cdot L^3$
 $= [\text{face}] \cdot L = [\text{énergie}]$

$[A] = \pi L^2 T^{-2}$ = dimension d'une énergie -

23

Q8/ 1 spatule $s = (0,2 \mu m)^2$
 $D = 1 nm$

Soit N le nombre de spatules en interaction
 $s \cdot N \cdot f(D) = mg$

N_0 = nombre total de spatule $N_0 = 6 \cdot 10^6 \times 500$
 $= 3 \cdot 10^9$

$$\frac{N}{N_0} = \frac{mg}{s \cdot f(D) \cdot N_0}$$

AN: $\frac{N}{N_0} = \frac{0,050 \times 9,81}{4 \cdot 10^{-14} \cdot 10^{-19} \cdot 3 \cdot 10^9} \cdot 6\pi \cdot 10^{-27}$
 $\frac{N}{N_0} = 7,7 \cdot 10^{-4}$

→ 0,08% des spatules sont utilisées

09 • Chute libre sur 10 cm

$$\text{TEM : } \frac{1}{2} m v_{\text{a}}^2 - \frac{1}{2} m v_{\text{f}}^2 + mg(z_i - z_f) = 0$$

$$\underline{v_f = \sqrt{2gh}} \quad h = 10 \text{ cm}$$

• Phase de freinage + F force de frottement type solide $F = 5 \text{ N}$
(1 patte, 50% de la capacité)

$$\text{TEM : } \underbrace{\frac{1}{2} m v_f^2 + 0}_{mgh} + \underbrace{mg(z_f' - z_f')}_{-d} = -Fd$$

$$\text{D'où } \boxed{d = \frac{mgh}{-mg + F}}$$

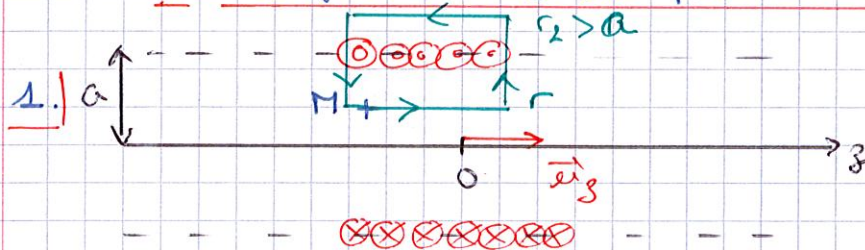
$$d = \frac{0,05 \times 9,81 \times 0,1}{5 - 0,05 \times 9,81}$$

$$\underline{d = 11 \text{ cm}}$$

Plasma et fusion

I - Confinement magnétique du plasma

A - Confinement d'une particule chargée



Le solénoïde parcouru par I est invariant par toute rotation et toute translation selon $\vec{e}_z$ donc le champ $\vec{B}$ aussi $\Rightarrow \parallel \vec{B} \parallel$ ne dépend que de r

Le p.b.n $\Pi = (r, \vec{e}_r, \vec{e}_z)$ est un plan de symétrie pour le solénoïde donc d'antisymétrie pour $\vec{B}$
 $\Rightarrow \vec{B}(r)$ est selon $\vec{e}_z$

$$\vec{B}(M) = B(r) \vec{e}_z$$

Γ_A = contour d'Ampère

= cadre rectangulaire dans le plan $(M, \vec{e}_r, \vec{e}_z)$
 de hauteur h selon $\vec{e}_z$ entre $r < a$ et $r_2 > a$

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_\Gamma(\vec{B}) &= \text{circulation de } \vec{B} \text{ le long de } \Gamma_A \\ &= \oint \vec{B}(M) \cdot d\vec{on} = B(r) h \quad (B(r_2) = 0) \end{aligned}$$

D'après le théorème d'Ampère

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_\Gamma(\vec{B}) &= \mu_0 I_{\text{enlacé}} \\ &= \mu_0 \frac{N}{d} h I \end{aligned}$$

D'où $B(r) = \mu_0 \frac{N}{d} I = B_0$

49

$$\vec{B}(M) = B_0 \vec{e}_z \quad \text{avec} \quad B_0 = \mu_0 \frac{NI}{d}$$

2) On a $\vec{F}_{\text{magn}} = q \vec{v} \wedge \vec{B}$

et $\mathcal{P}(\vec{F}_{\text{magn}}) = \vec{F}_{\text{magn}} \cdot \vec{v} = 0$ car $\vec{F}_{\text{magn}} \perp \vec{v}$

On étudie le mouvement du cation dans le référentiel du référentiel galiléen.

Il est soumis à :

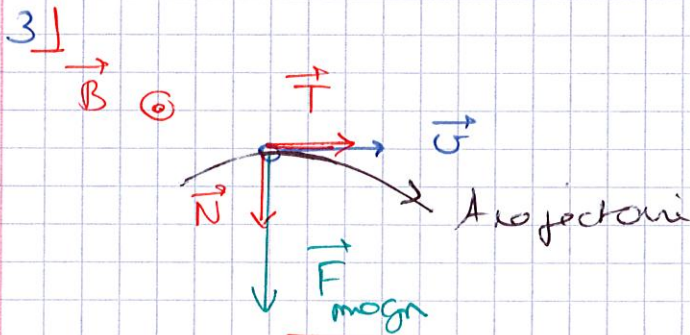
son poids $\vec{P}$ négligé
 $\vec{F}_{\text{magn}}$

D'après le théorème des puissances cinétiques

$$\frac{dE_c}{dt} = \mathcal{P}(\vec{F}_{\text{magn}}) = 0$$

Soit $E_c = \text{cte} = \frac{1}{2} m v_0^2$

52



54

4) On a $\vec{a} = \frac{v_0^2}{r} \vec{N} + \frac{dv_0}{dt} \vec{T}$ $\left(\begin{array}{l} \vec{v} = v_0 \vec{T} \\ \|\vec{v}\| = v_0 = \text{cte} \end{array} \right)$

D'après la 2^{ème} loi de Newton $m \vec{a} = \vec{F}_{\text{magn}}$

Soit $m \frac{v_0^2}{r} = e v_0 B_0$

$\Rightarrow r = \text{cte}$ la trajectoire est circulaire

$$\text{et } r_L = \frac{m v_0^2}{e v_0 B_0} = \frac{v_0}{\omega_c}$$

$$\text{avec } \omega_c = \frac{e B_0}{m}$$

5] On a $m \frac{d\vec{v}}{dt} = e \vec{v} \wedge \vec{B}$

ou $m \frac{d\vec{v}}{dt} = e \begin{vmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{vmatrix} \wedge \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ B_0 \end{vmatrix} = e (B_0 v_y \vec{e}_x - B_0 v_x \vec{e}_y + 0)$

Soit $m \frac{dv_z}{dt} = 0 \quad v_z = v_0 = v_0$

Or $\|\vec{v}\| = (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)^{1/2} = v_0 \quad \text{avec } v_z = v_0$
 $\Rightarrow v_x = 0 \quad \text{et } v_y = 0 \Rightarrow \begin{cases} x = \text{cte} \\ y = \text{cte} \end{cases}$

Le mouvement est rectiligne et uniforme.

59

Le cation n'est pas confiné

6.] Le tae permet de rendre "infini" le solénoïde
 et donc de confiner le cation

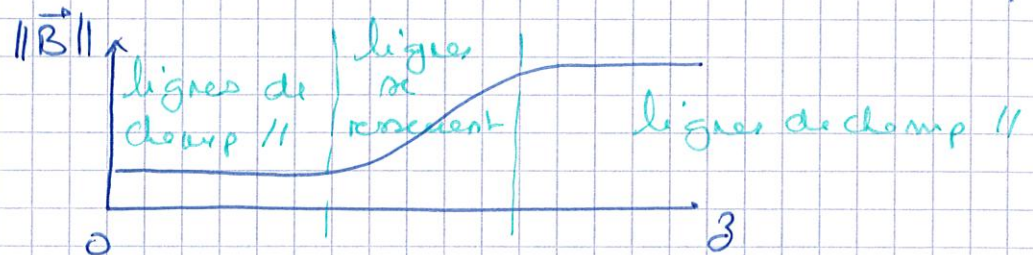
7.] AN $r_L = \frac{3,105 \cdot 6,6 \cdot 10^{-27}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 12} = \frac{6,6 \cdot 10^{-4}}{4 \times 1,6 \cdot 12} \ll \text{autres dim.}$
1mm

03

en le refermant
sur lui-même

B Bouteille magnétique

- 8] Lorsque $|z| \uparrow \quad \|\vec{B}\| \uparrow$ (conservation du flux à travers toute section d'un tube de cho-p.)



- 9] Par définition



$$\vec{\mu} = I \vec{S}$$

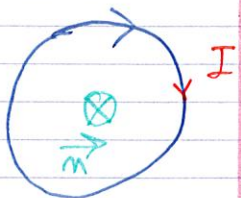
$\uparrow$ orienté par I .

S = surface de la boucle plane

$\vec{B}$

$$\odot = B \vec{u}_z$$

- 10] Pour le cas d'un mouvement circulaire uniforme
 $\odot = B \vec{u}_z$ or $I = \frac{e}{T}$ T = période de révolution du cation



$$\text{Or } v_{\perp} = \frac{2\pi r_L}{T}$$

$$\text{et } r_L = \frac{v_{\perp}}{\omega_c}$$

Il vient

$$\vec{\mu} = \frac{e v_{\perp}}{2\pi r_L} \cdot \pi r_L^2 (-\vec{u}_z)$$

$$= -\frac{e}{2} v_{\perp}^2 \cdot \frac{m}{e B_0} \vec{u}_z$$

$$\vec{\mu} = -m \frac{v_{\perp}^2}{2 B} \vec{u}_z$$

(OK)

- 11] On définit $E = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 + E_p$

$$\begin{aligned} \text{avec } E_p &= -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = + m \frac{v_{\perp}^2}{2 B} \cdot B \\ &= \frac{1}{2} m v_{\perp}^2 \end{aligned}$$

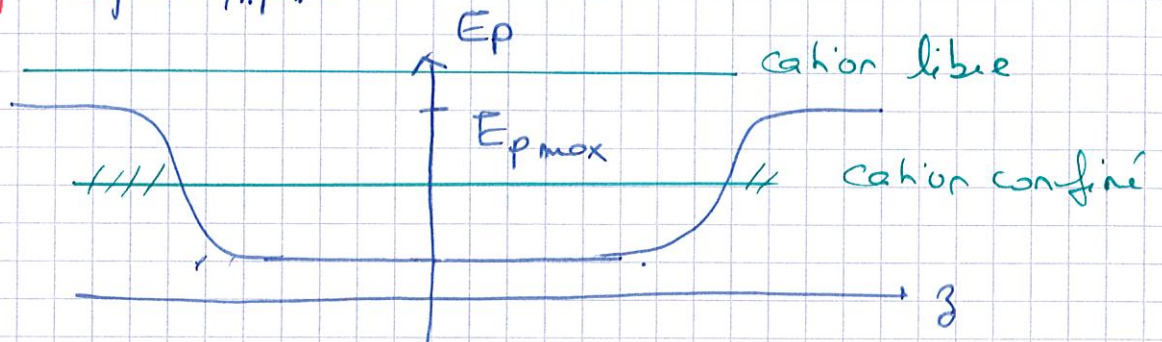
$$E = \frac{1}{2} m v^2 = \text{cte d'après 1}$$

E = énergie cinétique du cation.

$\frac{1}{2} m v^2 =$ ————— du dipôle en translation

E = énergie mécanique du dipôle.

12) $E_p = + \|p\| B$



On peut parler de micro magnétique pour $E < E_{p_{max}}$

II Echauffement du plasma

13) L'inductance mutuelle est telle que

$$\Phi_{e_2}(\vec{B}_1) = \mu i_1$$

or $\vec{B}_1 = \mu i_1 \vec{u}_z$ pour $r < a$

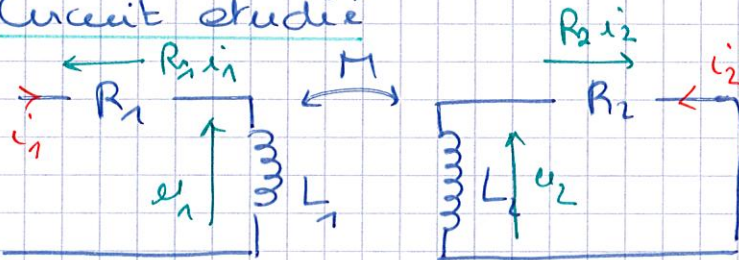
$$\begin{aligned}\Phi_{e_2}(\vec{B}_1) &= \iint \vec{B}_1 \cdot d\vec{S} \\ &\text{disque de rayon } a_2 \\ &= \mu i_1 \pi a_2^2\end{aligned}$$

D'où $M = \mu \pi a_2^2$

AN $M = \frac{13}{466^3} \pi 4$

$M = 3,6 \text{ mH}$

14) Circuit étudié



Loi des mailles $u_2 + R_2 i_2 = 0$

avec $u_2 = L_2 \frac{di_2}{dt} + M \frac{di_1}{dt}$

D'où $L_2 \frac{di_2}{dt} + M \frac{di_1}{dt} + R_2 i_2 = 0$

or $i_1(t) = I_0 \left(1 - \frac{t}{\tau_1}\right)$

$$\frac{di_2}{dt} + \frac{R_2}{L_2} i_2 = \frac{M I_0}{L_2 \tau_1}$$

$$\tau_2 = \frac{L_2}{R_2}$$

$$\tau_1 = \frac{L_2 t_1}{M}$$

23 15] On a $i_2(t) = \frac{\tau_2}{\tau_1} I_0 + A e^{-t/\tau_2}$

avec $i_2(0) = 0$ (présence de L_2)

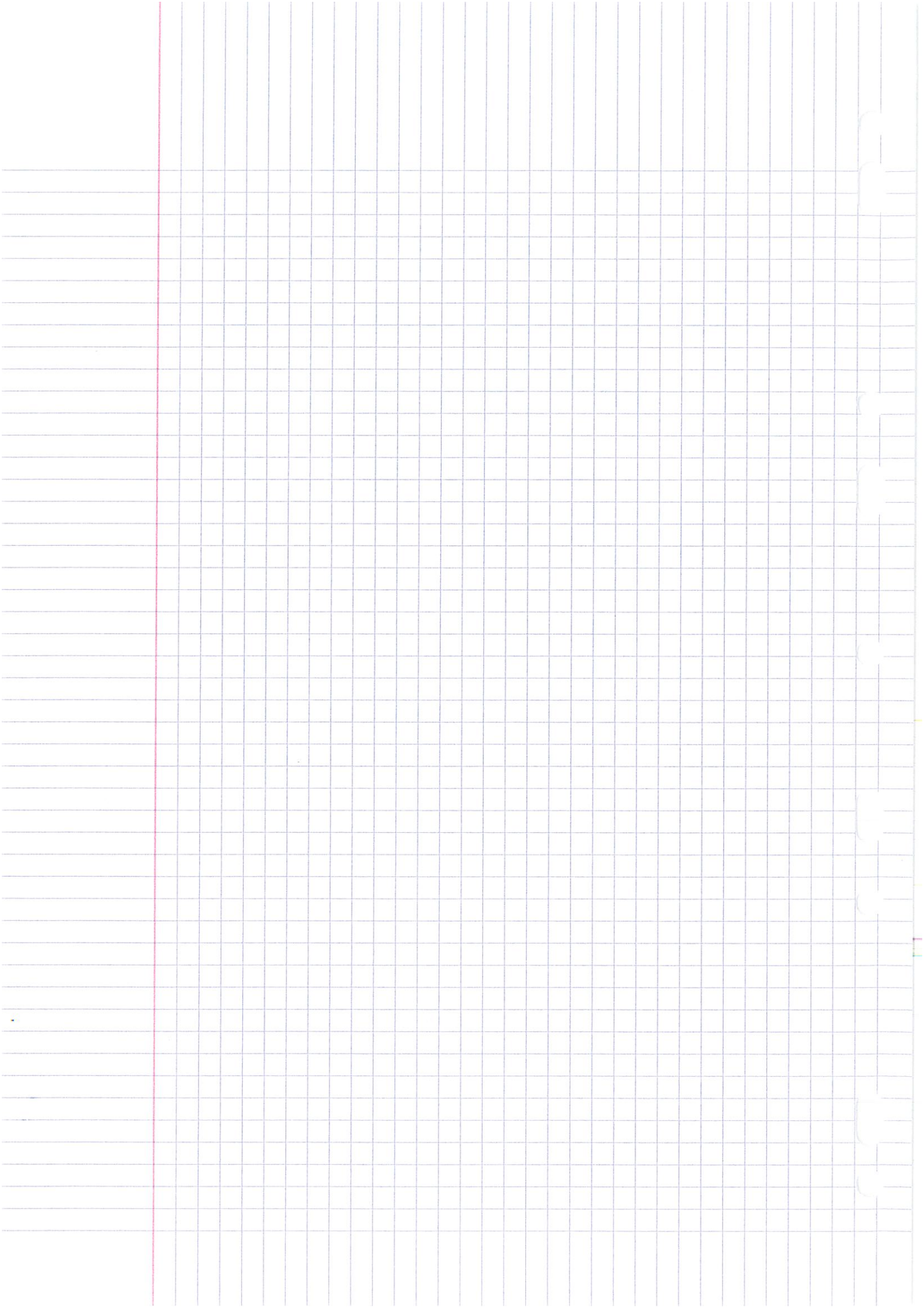
$$i_2(t) = \frac{\tau_2}{\tau_1} I_0 (1 - e^{-t/\tau_2})$$

$$i_2(t) = \frac{\tau_2}{\tau_1} I_0 \frac{t}{\tau_2} \quad \text{pour } t \ll \tau_2$$

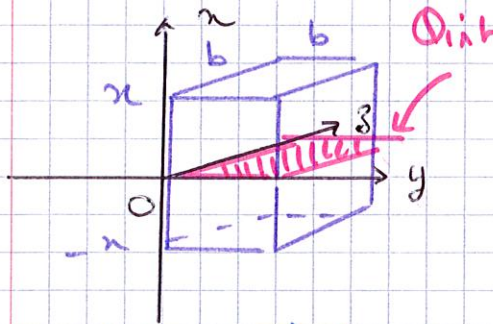
16] $E_{R_2} = \int_0^{\tau_2} R_2 i_2^2(t) dt$

$$\approx R_2 \frac{I_0^2}{\tau_1^2} \frac{\tau_1^3}{3} = R_2 \frac{M^2 t_1 I_0^2}{3 L_2^2}$$

22 Cette énergie est dissipée par effet Joule - Elle permet l'augmentation de la température du plasma -



15

SupercondensateursI - Etude d'un supercondensateur1. $\vec{E}_p$ = champ électrostatique créé par un plan infini

$$D = \{M(0, x, z) \mid \sigma(x) = \sigma\}$$

D est invariante par toute translation selon $\vec{e}_y$ et $\vec{e}_z$
donc $\vec{E}_p$ aussi.

Ainsi $\vec{E}_p(M)$ ne dépend ni de y ni de z

Les plans $\Pi_1 (M \in \vec{e}_y)$ et $\Pi_2 (M \in \vec{e}_z)$ sont des plans de symétrie pour D donc pour $\vec{E}_p$

$\Rightarrow \vec{E}_p(M)$ est selon $\vec{e}_x$

$$\text{On a } \vec{E}_p(M) = E_p(x) \vec{e}_x$$

S_G = surface de Gauss = pavé droit de base carrée (côté b) et de hauteur $2a$

$$\Phi_{S_G}(\vec{E}_p) = \oint \vec{E}_p(M) \cdot d\vec{S}$$

$$= b^2 E_p(a) - b^2 E_p(-a)$$

Or $\Pi_0 = (O \vec{e}_y \vec{e}_z)$ est plan de symétrie pour D donc pour $\vec{E}_p$ - On a $E_p(-a) = -E_p(a)$

$$\text{D'où } \Phi_{S_G}(\vec{E}_p) = b^2 2 E_p(a)$$

$$\begin{aligned} \text{Théorème de Gauss } \Phi_{S_G}(\vec{E}_p) &= \frac{q_{\text{ent}}}{\epsilon_0} \\ &= \frac{\sigma b^2}{\epsilon_0} \end{aligned}$$

On en déduit

$$\vec{E}_p(x) = \frac{x}{|x|} \frac{\sigma}{2\epsilon_0} \vec{e}_n$$

2) D'après le théorème de superposition

$$\vec{E} = \underbrace{\vec{E}_{p_{-a}} + \vec{E}_{p_{-a+\delta}} + \vec{E}_{p_{a-\delta}} + \vec{E}_{p_a}}_{\text{Champs créés par chaque plan}}$$

Champs créés par chaque plan

D'où

Pour $x \in]-a; -a+\delta[$

$$\vec{E}(x) = \left(\frac{\sigma}{2\epsilon_0} - \frac{-\sigma'}{2\epsilon_0} - \frac{\sigma'}{2\epsilon_0} - \frac{-\sigma}{2\epsilon_0} \right) \frac{1}{\epsilon} \vec{e}_n$$

$$\vec{E}(x) = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} \vec{e}_n$$

Pour $x \in]-a+\delta; a+\delta[$

$$\vec{E}(x) = \frac{1}{2\epsilon_0 \epsilon} (+\sigma - \sigma' - \sigma' + \sigma) \vec{e}_n$$

$$\vec{E}(x) = \frac{\sigma - \sigma'}{\epsilon_0 \epsilon} \vec{e}_n$$

Pour $x \in]a+\delta; a[$

$$\vec{E}(x) = \frac{1}{2\epsilon_0 \epsilon} (+\sigma - \sigma' + \sigma' + \sigma) \vec{e}_n$$

$$\vec{E}(x) = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} \vec{e}_n$$

Ok $x=0$ plan d'équilibre pour $\mathcal{D}$.

3) On $U = V(-a) - V(a)$

$$\begin{aligned} &= \int_{-a}^a dV = \int_{-a}^a \vec{E}(x) dx \quad (\vec{E} = -\text{grad } V) \\ &= \int_{-a}^a E(x) dx \end{aligned}$$

$$U = \int_{-a}^{-a+\delta} \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon_r} dx + \int_{-a+\delta}^{a-\delta} \frac{\sigma - \sigma'}{\epsilon_0 \epsilon_r} dx + \int_{a-\delta}^a \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon_r} dx$$

$$= \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r} \left(\sigma \delta + (\sigma - \sigma') (2a + 2\delta) + \sigma \delta \right)$$

$$U = \frac{2\sigma\delta}{\epsilon_0 \epsilon_r} + \frac{2\sigma}{\epsilon_0 \epsilon_r} (a - \delta) - \frac{2\sigma'(a - \delta)}{\epsilon_0 \epsilon_r}$$

$$U = \frac{2a}{\epsilon_0 \epsilon_r} \sigma - \frac{2(a - \delta)}{\epsilon_0 \epsilon_r} \sigma' \quad \text{ok.}$$

34

4] En régime indépendant du temps il n'y a pas de déplacement d'ions donc la relation en particulier entre les couches électrochimiques

or $\vec{E} = \frac{\sigma - \sigma'}{\epsilon_0 \epsilon_r} \vec{u}_x \Rightarrow \underline{\sigma = \sigma'}$ pour avoir $\vec{E} = \vec{0}$

Pour un condensateur on a la relation

$$Q = C U \quad \text{avec} \quad Q = \sigma S$$

soit $C = \frac{\sigma S \epsilon_0 \epsilon_r}{2a\sigma - 2(a - \delta)\sigma'}$

pour $\sigma = \sigma'$

$$C = \frac{\sigma S \epsilon_0 \epsilon_r}{2\delta\sigma}$$

$$C = \frac{S \epsilon_0 \epsilon_r}{2\delta}$$

Pour le même condensateur dans l'air on

aurait $C_{\text{air}} = \frac{\epsilon_0 S}{2a}$ avec $\delta \ll a$ et $\epsilon_r > 1$

$$\underline{C_{\text{air}} \ll C.}$$

II. Modèle électrocinétique

5.) Bilan de charge entre t et $t+dt$ pour le plan chargé à $a-\delta$

$$\text{A } t \quad q'(t) = S \sigma'(t)$$

$$\text{A } t+dt \quad q'(t+dt) = S \sigma'(t)$$

Terme de variation

$$dq' = q'(t+dt) - q'(t) = \frac{dq'}{dt} dt$$

δQ = charge reçue par le plan entre t et $t+dt$

$$\begin{aligned} \delta Q &= \iint \vec{J} \cdot \vec{dS} \, dt \\ &= \iint \gamma \vec{E}(a-\delta^+) \cdot d\gamma dz (+\vec{e}_x) dt \\ &= S \gamma \frac{\sigma - \sigma'}{\epsilon_0 \epsilon_r} dt = \text{Terme d'échange} \end{aligned}$$

On a $dq' = \delta Q$ (Conservation de la charge)

soit $\frac{dq'}{dt} = S \gamma \frac{\sigma - \sigma'}{\epsilon_0 \epsilon_r}$ (OK)

8.) Or $q'(t) = S \sigma'(t)$

D'où $\frac{d\sigma'}{dt} + \frac{\gamma \sigma'}{\epsilon_0 \epsilon_r} = \gamma \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon_r}$

avec $U = \frac{2a\gamma}{\epsilon_0 \epsilon_r} - \frac{2(a-\delta)\sigma'}{\epsilon_0 \epsilon_r}$

D'où $\sigma = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r U}{2a} + \frac{a-\delta}{2\delta a} \sigma'$

Il vient $\frac{d\sigma'}{dt} + \frac{\gamma}{\epsilon \epsilon_r} \left[1 - \frac{a-\delta}{a} \right] \sigma' = \frac{\gamma U}{2a}$

$$\frac{d\sigma'}{dt} + \frac{\gamma \delta}{\epsilon \epsilon_r a} \sigma' = \frac{\gamma U}{2a}$$

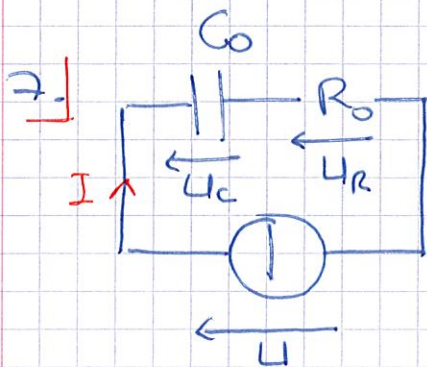
On a $\tau = \frac{a \epsilon \epsilon_r}{\gamma \delta}$

Pour une association série $R_0 C_0$ $\tau = R_0 C_0$

or $C_0 = \frac{S \epsilon \epsilon_r}{2\delta}$

D'où $R_0 = \frac{a \epsilon \epsilon_r 2\delta}{\gamma \delta S \epsilon \epsilon_r}$

$$R_0 = \frac{2a}{\gamma S} = \text{résistance de la cellule}$$



On a $U = U_c + U_r$

avec $U_r = R_0 I = de$ pour $t \in]0, T[$

soit $I = C_0 \frac{dU_c}{dt} = de.$

$$\frac{dU_c}{dt} = \frac{I}{C_0} \quad U_c(t) = \frac{I}{C_0} t + U_c(t=0)$$

car le tension aux bornes d'un condensateur est continue

En 0^- : $U = V_N = U_c(0)$ ($I=0$)

En 0^+ : $U = V_N + R_0 I = V_2$

D'où $R_0 = \frac{V_2 - V_N}{I}$ $R_0 = \frac{0,05}{-33}$

$$\underline{R_0 = 1,5 \cdot 10^{-3} \Omega}$$

Entre 0^+ et T
$$L(t) = \frac{I t}{C_0} + V_N + R_0 I$$

$$\frac{I}{C_0} = \text{pente du segment de droite}$$

$$= \frac{V_3 - V_2}{T}$$

$$C_0 = \frac{I T}{V_3 - V_2}$$

$$C_0 = \frac{-33 \times 14,5}{1,50 - 2,95}$$

$$\underline{C_0 = 330 \text{ F}}$$