

Table des matières

Chapitre 1 et 2 : électromagnétisme 1 et 2 : électrostatique et exemples	1
Chapitre 3 : électromagnétisme 3 : dipôles électrostatiques	5
Chapitre 4 : électromagnétisme 4 : courants	7
Chapitre 5 : électromagnétisme 5 : magnétostatique	8
Chapitre 6 : mécanique 1 : loi de Coulomb	11
Chapitre 7 : électromagnétisme 6 : équations de Maxwell	13
Chapitre 8 : électromagnétisme 7 : OPP	15
Chapitre 9 : électromagnétisme 8 : OPPM dans un plasma	19
Chapitre 10 : thermo 1 : diffusion	21
Chapitre 11 : électromagnétisme 9 : OPPM dans différents matériaux	23
Chapitre 12 : mécanique 2 : référentiels	26
Chapitre 13 et 14 : optique 1 et 2 : interférences	28
Chapitre 15 : optique 3 : Michelson	32
Chapitre 16 : quantique 1 : équation de Schrödinger	34
Chapitre 17 : quantique 2 : étude de cas de l'équation de Schrödinger	37
Chapitre 18 : thermo 2 : radiation	40
Chapitre 19 : électromagnétisme 3.2 : dipôles électrostatiques	41
Chimie 1 : de la chimie...	42
Chimie 2 : encore de la chimie...	45

- \vec{F} conservative
 $\Leftrightarrow \nabla V_{AB}(\vec{F}) = -(\vec{E}_{FB} - \vec{E}_{FA})$
- $\Leftrightarrow \vec{F} = -\vec{\text{grad}} E_F$
- $\vec{\text{grad}} U \cdot d\vec{M} = dU$
- $\vec{\text{grad}} U = \frac{\partial U}{\partial x} \vec{U}_x + \frac{\partial U}{\partial y} \vec{U}_y + \frac{\partial U}{\partial z} \vec{U}_z$
 $= \frac{\partial U}{\partial r} \vec{U}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} \vec{U}_\theta + \frac{\partial U}{\partial z} \vec{U}_z$
 $= \frac{\partial U}{\partial r} \vec{U}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} \vec{U}_\theta + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \phi} \vec{U}_\phi$
- Savoir en déduire des énergies potentielles
- Flux du champ de vecteur \vec{A} à travers S :
 $\phi = \iint_S \vec{A} \cdot d\vec{S}$
- Circulation du champ de vecteur \vec{A} le long du contour C :
 $C = \oint_C \vec{A} \cdot d\vec{P}$
- Force de Coulomb:

$$\vec{F} = \frac{q_1 q_2}{4\pi \epsilon_0 r^2} \vec{U}_r$$

2 Le champ électrostatique $\vec{E}(M)$ sur q :

$$\vec{F} = q \vec{E}(M)$$

2 Théorème de Superposition

$$\vec{E}_D(M) = \sum_i \vec{E}_i(M)$$

3 $dq = \rho(P) dV$

$$dq = \sigma(P) dS$$

$$dq = \lambda(P) dP$$

4 Potentiel électrostatique V

$$\begin{cases} E_r = qV \\ \vec{E} = -\vec{\text{grad}} V \end{cases} \quad \text{car} \quad \begin{cases} \vec{F} = q \vec{E} \\ \vec{E} = -\vec{\text{grad}}(E_r) \end{cases}$$

$$\Rightarrow \vec{E} = -\vec{\text{grad}}\left(\frac{E_r}{q}\right)$$

4 $U_{AB} = \int_A^B \vec{E} \cdot d\vec{P} = \int_A^B -\vec{\text{grad}} V \cdot d\vec{P} = \int_A^B -dV$

5 ainsi $V(M) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} + V_0$

6 Pour un plan de symétrie

si $M \in P$ alors $\vec{E}(M) \in P$

si $M' = \text{sym}_P(M)$ alors $\vec{E}(M') = \text{sym}_P(\vec{E}(M))$

PI un plan d'antisymétrie.

si $M \in \Pi$ alors, $\vec{E}(M) \perp \Pi$

si $M' = \text{sym}_\Pi(M)$ alors $\vec{E}(M') = -\text{sym}_\Pi(M)$

7 Invariance : Le champ \vec{E} présente les mêmes invariances que la distribution des charges.

8 $\vec{\text{rot}} \vec{E} = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}$ avec \vec{E} un champ de vecteurs

9 Théorème de Stokes \vec{A} un champ de vecteurs

$$\int_C \vec{A} \cdot d\vec{P} = \iint_S (\vec{\text{rot}} \vec{A}) \cdot \vec{dS}$$

on $\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{P} = 0$ donc $\iint_S (\vec{\text{rot}} \vec{E}) \cdot \vec{dS} = 0$

9 donc $\vec{\text{rot}} \vec{E} = \vec{0}$ (Équation de Maxwell Faraday en statique)

10 Théorème de Gauss

$$\iint_S \vec{E} \cdot \vec{dS} = \frac{Q_{\text{int}}}{\epsilon_0}$$

Q_{int} : charge Totale à l'intérieur de S .

$$Q_{\text{int}} = \iiint_{V_{\text{int}}} dq = \iiint_{V_{\text{int}}} \rho(P) dV$$

11 Théorème de Green-Ostrogradski

$$\iint_S \vec{E} \cdot \vec{dS} = \iiint_V \text{div} \vec{E} \cdot \vec{dV}$$

$$\left(= \iiint_V \frac{\rho}{\epsilon_0} dV \right)$$

12 ainsi $\operatorname{div} \vec{E} = \frac{C}{\epsilon_0}$ Équation de Maxwell-Gauss
(Équation locale)

12 $\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z}$

12 $\Delta V = \operatorname{div}(\vec{\operatorname{grad}} V) = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2}$

12 donc $\Delta V = -\frac{C}{\epsilon_0}$ équation de Poisson

13 Analogie avec le champ gravitationnel:

$$\vec{F} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \vec{U}_n \leftrightarrow \vec{F} = -G \frac{m_1 m_2}{r^2} \vec{U}_n$$

$$\vec{F} = q \vec{E} \leftrightarrow \vec{F} = m \vec{G}$$

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \leftrightarrow -G$$

ainsi analogue Gauss:

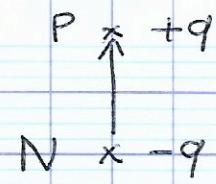
$$\oint_S \vec{G} \cdot d\vec{S} = -4\pi G M_{int}$$

et analogue Maxwell-Gauss:

$$\operatorname{div} \vec{G} = -4\pi G \rho$$

1. Déf dipôle électrostatique

$$\vec{f} = q \overrightarrow{NP}$$



2. Etablir le potentiel électrostatique:

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

$$= \frac{\vec{r} \cdot \vec{n}}{4\pi \epsilon_0 r^3}$$

: Expression intrinsèque

4. Etablir le champ électrostatique

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0 r^3} (3(\vec{r} \cdot \vec{U}_r) \vec{U}_r - \vec{r})$$

6. Action d'un champ extérieur uniforme

$$\vec{M}_o(q\vec{E}_o) = \vec{r} \wedge \vec{E}_o$$

$$E_f = -\vec{r} \cdot \vec{E}_o : \text{Énergie potentielle}$$

8. Action d'un champ extérieur quasi-uniforme

$$\vec{R} \neq \vec{0} \quad \underline{\text{et}} \quad \vec{r} = \vec{r} \wedge \vec{E}_{ext} \quad \underline{\text{et}} \quad \vec{E}_f = -\vec{r} \cdot \vec{E}_{ext}$$

Stratégies pour Trouver \vec{R}

- $\vec{R} = -\overrightarrow{\text{grad}} E_f$
- $\vec{R} = -(\vec{r} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}) \vec{E}_{ext}$

eh oui, c'est étrange mais c'est comme ça.

système constitué d'une charge $+q$ en P
et $-q$ en N,

2 \vec{j} densité volumique de courant $A \cdot m^{-2}$

$$dq = \vec{j} \cdot \overrightarrow{dS} d\tau$$

$$i = \iint_{FES} \vec{j}(P) \cdot \overrightarrow{dS} (= jS)$$

$$\vec{j} = \rho_m \vec{v}$$

3 Conservation de charge

4 Loi d'Ohm locale phénoménologique

$$\vec{j} = \gamma \vec{E} \quad \gamma \text{ en } \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$$

4 Équation locale de conservation de charge:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \operatorname{div} \vec{j} = 0$$

Établir

5 $R = \frac{L}{\gamma S}$ résistance d'un cylindre

1 Force de Laplace

$$d\vec{F} = i dP \wedge \vec{B} = \vec{j} \wedge \vec{B} dS$$

2 \vec{B} est à "flux conservatif"

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$$

2 Équation de Maxwell-Flux (Maxwell-Thomson)

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad \text{équation locale}$$

3 Équation de Maxwell-Ampère:

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$$

3 Théorème d'Ampère

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{P} = \mu_0 I_{encl}$$

3 $\forall \vec{A}$, $\operatorname{div}(\operatorname{rot} \vec{A}) = 0$

$$\text{donc } \operatorname{div} \vec{j} = 0$$

o \vec{B} présente les mêmes invariances que la distribution de courant (Principe de Carié)

o Si P est un plan de symétrie,
 $M \in P \Rightarrow \vec{B}(M) \perp P$

Tl un plan d'antisymétrie,
 $M \in Tl \Rightarrow \vec{B}(M) \in Tl$

4 $\frac{\vec{M}}{M} = \tilde{c} \vec{S}$: Moment magnétique
 $M = N \tilde{c} \vec{S}$: en $A \cdot m^2$

5 μ_B : le moment de Bohr

6 $B_\pi = \frac{2\mu_0 M \cos \theta}{4\pi r^3}$ $B_\theta = \frac{\mu_0 M \sin \theta}{4\pi r^3}$ $B_\varphi = 0$

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} \left(3(\vec{M} \cdot \vec{U}) \vec{U} - \vec{M} \right)$$

7 \vec{M} subit un couple de moment

$$\vec{\Gamma} = \vec{M} \wedge \vec{B}_{ext}$$

Energie potentielle

$$E_f = -\vec{M} \cdot \vec{B}_{ext}$$

et si le champ est quasi uniforme

$$\vec{F} = (\vec{M} \cdot \vec{\text{grad}}) \vec{B}_{ext}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_{\text{propre}} = L \dot{i} \\ \Phi_{\text{propre}} = \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \end{array} \right.$$

inductance propre

$$\mu_0 \epsilon_0 = \frac{1}{c^2}$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$$

perméabilité du vide

$$\epsilon_0 = 10^{-11} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$$

permittivité du vide

$$[P_0] = M L T^{-2} I^{-2}$$

$$[\epsilon_0] = M^{-1} L^{-3} T^4 I^2$$

1. déf solide Σ indeformable
 $\forall A, B \in \Sigma, AB$ est constante

1. $\frac{d\vec{AB}}{dt} \perp \vec{AB}$

2. Soit $\vec{\Omega}$ le vecteur rotation de Σ tel que
 $\frac{d\vec{AB}}{dt} = \vec{\Omega} \wedge \vec{AB}$

direction de $\vec{\Omega}$: axe de rotation
 sens de $\vec{\Omega}$: règle de la main droite
 $\|\vec{\Omega}\|$: vitesse angulaire

2. $\vec{v}_B = \vec{v}_A + \vec{\Omega} \wedge \vec{AB}$

3. théorème | résultante | kinétique
 moment | puissance

3. Un solide en translation se comporte comme un point

4. J : moment d'inertie de Σ par rapport à (O_z)
 $J = \iiint_{M\Sigma} \rho(M) r^2 dG$ kg-m²

$$L_z = J \omega \quad E_c = \frac{1}{2} J \omega^2$$

5. vitesse de glissement
 $\vec{v}_g = \vec{v}_{\Sigma z} / \Sigma_1$

6 Loi de Coulomb :

Loi phénoménologique

7 $\xrightarrow{\text{non glissement}} \vec{v_g} = \vec{0}$
 $\|\vec{R_T}\| \leq \mu_s \|\vec{R_N}\|$

coeff de frottement statique

$\xrightarrow{\text{glissement}}$
 $\|\vec{R_T}\| = \mu_d \|\vec{R_N}\|$

coeff de frottement dynamique

7 $\mu_d \leq \mu_s$

8 $\nu = 0$: glissement parfait

1 Les équations de Maxwell

2 les équations sont linéaires
donc le Th de superposition est valable

3 le courant de déplacement

$$\vec{j}_D = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

4 $\operatorname{div} \vec{n} \vec{t} \vec{B} = 0$ donc $\frac{\partial \vec{e}}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = 0$

5 $\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{P} = - \frac{d\phi}{dt}$: Loi de Faraday

$$\int_C \vec{B} \cdot d\vec{P} = \mu_0 \iint_S (\vec{j} + \vec{j}_D) d\vec{s} \quad \text{Thm d'Ampère généralisé.}$$

6 équations de Maxwell dans le vide

$$5 \quad \vec{n} \vec{t} (\vec{n} \vec{t} \vec{A}) = \vec{\operatorname{grad}}(\operatorname{div} \vec{A}) - \vec{\nabla} \times \vec{A}$$

6 On obtient les équations de propagation

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0}$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = \vec{0}$$

7 d : distance caractéristique du circuit

$T = \frac{d}{c}$: Temps de transmission d'information

$$T \ll T \Leftrightarrow d \ll \lambda \quad : \text{ARQS}$$

8 dans l'ARQS $\operatorname{div} \vec{j} = 0$ (on est en statique)

8

On peut se placer dans le cadre de l'ARQS si on peut négliger les Temps de propagation devant le Temps caractéristique d'évolution des sources.

$$9 \quad dP = nq \vec{E} \cdot \vec{v} dS = \vec{E} \cdot \vec{j} dS$$

Puissance volumique cédée à la matière

$$\gamma = \frac{dP}{dS} = \vec{E} \cdot \vec{j} \quad W \cdot m^{-3}$$

10

Bilan énergétique:

introduction du vecteur de Poynting

$$\vec{\Pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} \quad W \cdot m^{-2}$$

Équation de Poynting:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{\Pi} = - \vec{j} \cdot \vec{E}$$

avec la densité volumique d'énergie électromagnétique

$$u = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{B^2}{2 \mu_0} \quad J \cdot m^{-3}$$

$\vec{\Pi}$ est tel que $\vec{\Pi} \cdot \vec{dS}$ est la puissance traversant dS

10

$$\begin{array}{c} \vec{\Pi} \\ \longleftrightarrow \\ u \end{array} \quad \begin{array}{c} \vec{j} \\ \longleftrightarrow \\ e \end{array}$$

1 Une OPP est de la forme
 $F(\vec{\pi} \cdot \vec{u} - ct)$

\vec{u} est un vecteur unitaire donnant la direction de propagation et $\vec{\pi} = \vec{OM}$
 pour $\vec{u} = \vec{U}_x$ on écrit : $F(x - ct)$

3 La solution des équas de d'Alembert est une OPP.

3 Maxwell-Gauss dans le vide et Maxwell-flux
 $\Rightarrow \vec{E}$ et \vec{B} sont perpendiculaires (transverses)
 à la direction de propagation \vec{u}

3 Maxwell-Faraday
 $\Rightarrow \vec{B} = \vec{U} \wedge \vec{E}$ (en particulier $\|\vec{B}\| = \frac{\|\vec{E}\|}{c}$)
 (et \vec{E} et \vec{B} sont perpendiculaires entre eux)

4 Aspects énergétiques : $\left\{ \begin{array}{l} u = \epsilon_0 E^2 \\ \Pi = \epsilon_0 c E^2 \vec{U} \end{array} \right.$ ces U sont \vec{U}
 donc $U_c = c u$ $\left(\frac{\Pi}{\epsilon_0 c} = \epsilon_0 c E^2 \vec{U} = c \vec{U} \right)$

5 OPP monochromatique \Leftrightarrow les 2 composantes ~~perpendiculaires~~
 Transversales sont de même pulsation ω .

5 $\Delta(\vec{\pi}, t) = S_0 e^{i(\omega t - \vec{R} \cdot \vec{\pi})}$ avec $\vec{R} = R \vec{u}$
 $s(\vec{\pi}, t) = S_0 \cos(\omega t - \vec{R} \cdot \vec{\pi} + \phi)$ avec $S_0 = e^{i\phi}$
 $s(\vec{\pi}, t) = \operatorname{Re}(\Delta(\vec{\pi}, t))$

6 vitesse de phase (vitesse de l'OPPM)

$$V_p = \frac{\omega}{R}$$

6 $\vec{B} = \frac{\vec{R} \wedge \vec{E}}{\omega}$ relation de structure

8 $R^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$: relation de dispersion

(doit être vraie pour que l'OPPM soit solution de l'équation de propagation)

$$\begin{aligned}
 7. & \quad \frac{\partial \vec{a}}{\partial t} = i\omega \vec{a} \quad \frac{\partial^2 \vec{a}}{\partial t^2} = -\omega^2 \vec{a} \\
 & \cdot \quad \vec{\text{rot}} \vec{a} = -i\vec{R} \wedge \vec{a} \quad \cdot \quad \text{div} \vec{a} = -i\vec{R} \cdot \vec{a} \\
 & \cdot \quad \vec{\Delta} \vec{a} = -\vec{R}^2 \vec{a}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 8. \quad & \langle \cos(\omega t) \rangle = 0 \quad \langle \sin(\omega t) \rangle = 0 \\
 & \langle \cos^2(\omega t) \rangle = \frac{1}{2} \\
 & \langle \sin^2(\omega t) \rangle = \frac{1}{2} \\
 & \langle \cos(\omega t) \sin(\omega t) \rangle = 0 \\
 & \langle \cos(\omega t) \cos(\omega t + \varphi) \rangle = \frac{1}{2} \cos \varphi
 \end{aligned}$$

$$\langle \vec{A} \cdot \vec{B} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}(\vec{A} \cdot \vec{B}^*) \quad \boxed{\langle \vec{H} \rangle = \frac{1}{2} \mu_0 \text{Re}(\vec{E} \wedge \vec{B}^*)} \quad \boxed{= \frac{1}{2} \frac{E_0^2}{\mu_0} \vec{U}}$$

9. L'OPPM est un outil mathématique

$$\begin{aligned}
 & -i\vec{R} \cdot \vec{E} = \frac{E}{E_0} \quad -i\vec{R} \cdot \vec{B} = 0 \\
 & -i\vec{R} \wedge \vec{E} = -i\omega \vec{B} \quad -i\vec{R} \wedge \vec{B} = \rho_0 \vec{f} + i\omega \epsilon_0 \rho_0 \vec{E}
 \end{aligned}$$

10. Polarisation rectiligne
Polarisation circulaire

- direction de propagation
- sens de propagation
- prendre origine des temps qui nous arrange
- Tracer l'allure du cos et du sin
- Tracer la courbe dans un plan

polarisation, polariseur
Loi de Malus

$$\|\vec{E}'\| = \|\vec{E}\| \cos \alpha$$

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(M) &= \langle \|\vec{T}(M, t)\| \rangle \\ &= E_0 c \langle E^2(M, t) \rangle \end{aligned}$$

$$E'(M) = E_0 c \langle E^2(M, t) \cos^2 \alpha \rangle$$

$$\text{donc } \mathcal{E}' = \mathcal{E} \cos^2 \alpha$$

$$\cos p + \cos q = 2 \cos\left(\frac{p+q}{2}\right) \cos\left(\frac{p-q}{2}\right)$$

$$\beta(x_0 + \epsilon) \approx \beta(x_0) + \epsilon \beta'(x_0)$$

$$\beta(x) \approx \beta(x_0) + (x - x_0) \beta'(x_0)$$

$$\vec{a} \wedge (\vec{b} \wedge \vec{c}) = (\vec{a} \cdot \vec{c}) \vec{b} - (\vec{a} \cdot \vec{b}) \vec{c}$$

$$\vec{E} = E_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \vec{U}_z$$

avec

$$\vec{k} = k \vec{u}$$

\vec{u} : vecteur unitaire de la direction de propagation

$$\vec{r} = \vec{OM}$$

\vec{U}_z : polarisé selon \vec{U}_z

1 Dans un plasma, la vitesse de propagation n'est pas égale à c , il y a de la dispersion
milieu dispersif ($\Rightarrow v$ dépend de ω)

3 plasma dilué \Rightarrow on néglige les interactions

$$\|\vec{V} \wedge \vec{B}\| \ll \|\vec{E}\| \text{ car } \|\vec{B}\| \sim \frac{\|\vec{E}\|}{c}$$

3 ainsi (PFD) $\vec{V}_- = \frac{i e}{m_e u} \vec{E}$ et $\vec{V}_+ = \frac{-i e}{M_u u} \vec{E}$

or $m_e \ll M$ donc $v_- \gg v_+$

donc

$$\vec{j} = -n_0 e \vec{V}_- = \frac{-i n_0 e^2}{m_e u} \vec{E}$$

4 $\langle \vec{j} \cdot \vec{E} \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\underline{\chi}) |\vec{E}|^2 = 0$ car $\underline{\chi}$ imaginaire pur

4 à partir de l'équa de propag et de MaxAmy et de MaxFarr et de la notation complexe :

$$k^2 = \frac{u e^2 - u \chi_p^2}{c^2} \text{ et } \chi_p = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{m_e \epsilon_0}}$$

5 ainsi $v_p = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\chi_p^2}{u^2}}} > c$ (OPPM ou il P maths)

7 $\langle \vec{\Pi} \rangle = \frac{1}{2 \mu_0 \epsilon_0} \|\vec{E}\|^2 \vec{R}$

$$\langle u \rangle = \langle u_{em} \rangle + \langle u_c \rangle = \frac{\epsilon_0}{2} \|\vec{E}\|^2$$

donc $\vec{V}_e = \frac{\langle \vec{\Pi} \rangle}{\langle u \rangle} = \frac{c^2}{u} \vec{R}$

vitesse de propagation de l'énergie

8 si $\omega < \omega_0$ alors $k = \pm iR'$

on le signe + n'est pas acceptable
car l'amplitude croît exponentiellement.

ainsi $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-R'z} e^{i\omega t}$: onde evanescente

$$\langle \vec{T} \rangle = \frac{1}{2\mu_0} \operatorname{Re}(\vec{E}^* \vec{B}^*) = \vec{0}$$

$\delta = \frac{1}{R'}$: épaisseur caractéristique sur
laquelle l'onde est non nulle

9 Paquet d'onde défini par δT et T_0

$$\vec{E}(z, t) = \int_0^\infty g(\omega) e^{i(\omega t - k(\omega)z)} d\omega$$

avec $g(\omega)$ ne prenant des valeurs
appréciables que pour $\omega \in [\omega_0 - \frac{\delta\omega}{2}, \omega_0 + \frac{\delta\omega}{2}]$

10 $v_g = \frac{d\omega}{dR}$ (la vitesse de groupe est aussi
la vitesse de l'information)

$$k(\omega) = k_0 + \frac{\omega - \omega_0}{v_g}$$

10 à partir de $R^2 = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{c^2}$ on différencie
 $\Rightarrow v_g v_p = c^2$

$$1 \quad dU = \delta Q + \delta W \quad 1^{\text{er}} \text{ principe}$$

$$\delta Q = P_{\text{th}} \cdot dt = \phi dt$$

Flux par unité moyen

3 modes de transfert : rayonnement convection conduction

3 \vec{J}_{th} : densité de flux thermique ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$)

$$\text{Télé que } \phi = \iint_S \vec{J}_{\text{th}} \cdot \vec{ds}$$

$$5 \quad \rho c \frac{\partial T}{\partial t} = - \operatorname{div} \vec{J}_{\text{th}}$$

6 Loi de Fourier :

$$\vec{J}_{\text{th}} = -\lambda \vec{\operatorname{grad}} T \quad (\leftrightarrow \vec{j} = -\lambda \vec{\operatorname{grad}} V)$$

λ : conductivité thermique ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)

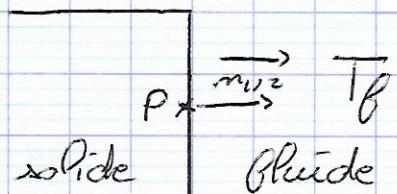
7 ainsi, équation de diffusion :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{\rho c} \Delta T$$

phénomène irréversible

8 Loi de Newton :

$$\vec{J}_{\text{th}}(P, t) \cdot \vec{n}_{\text{ext}} = h(T(P, t) - T_f)$$



Exemple ailette de refroidissement.

9 Résolution de $\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}$:

$$T(x, t) = f(x) g(t)$$

$$\text{donc } \frac{f''(x)}{f(x)} = \frac{g'(t)}{g(t)} = C \text{at}$$

ainsi g est exponentielle décroissante et f est sinusoïdale

-10 En régime permanent

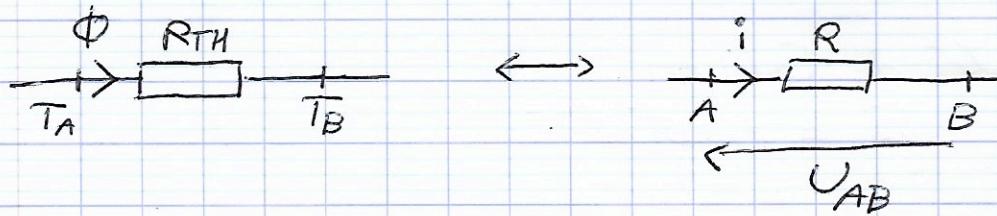
$$\operatorname{div} \vec{j}_{TH} = 0 \quad \text{donc} \quad \Delta T = 0$$

-12 Analogie

$$\vec{j}_{TH} = -\lambda \overrightarrow{\text{grad}} T \longleftrightarrow \vec{j} = -\gamma \overrightarrow{\text{grad}} V$$

$$\phi \longleftrightarrow i$$

$$T_A - T_B \longleftrightarrow V_A - V_B$$



-11 résistance thermique: (pour un cylindre)
(calorifugé)

$$R_{TH} = \frac{L}{\lambda S} \quad (\leftrightarrow R = \frac{L}{\rho S})$$

-13 Calculer la résistance thermique à partir de

- capteur ϕ

$$- \vec{j}_{TH} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n}$$

1 Modèle de Drude

Force de frottement fluide $\vec{F} = -\frac{m}{\tau} \vec{v}$

PFD, obtenir la vitesse complexe,

$$\vec{f} = \frac{\frac{me^2}{m} \vec{E}}{\frac{1}{\tau} + i\omega}$$

3 dans le cas $\frac{1}{\tau} \gg \omega$

$$\vec{f} = \mu_0 \vec{E} \text{ car } \frac{\|\epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\|}{\|\vec{f}\|} \ll 1$$

de conservation
 $\epsilon = 0$ à partir de l'équation de la charge.

4 ainsi $(\vec{f} = \mu_0 \vec{E})$:

$$\vec{\Delta f} = \gamma \mu_0 \frac{\partial \vec{f}}{\partial z} \quad \text{équation de diffusion}$$

Résolution: $\vec{f} = f_0 e^{i(\omega t - Rx)}$ ou $\vec{f} = f(x) e^{i(\omega t - U_y)}$

5 épaisseur de peau: $S = \sqrt{\frac{2}{\gamma \mu_0 \omega}}$

$$\vec{f} = f_0 e^{-\frac{x}{S}} e^{i(\omega t - \frac{x}{S})} + f_1 e^{\frac{x}{S}} e^{i(\omega t + \frac{x}{S})}$$

6 donc $\vec{f} = f_0 e^{-\frac{x}{S}} \cos(\omega t - \frac{x}{S}) \vec{U}_y$

$$R = \pm(1-i) \text{ donc } V_p = \sqrt{\frac{2 \omega}{\gamma \mu_0}} \text{ et } V_g = 2 \sqrt{\frac{2 \omega}{\gamma \mu_0}}$$

8 $\langle \vec{f} \rangle = \frac{f_0^2}{2 \gamma^2 \mu_0 S \omega} e^{-\frac{2x}{S}} \vec{U}_x$

9 $\langle P_{VJ} \rangle = \frac{1}{2} \gamma |E_0|^2 e^{-\frac{2x}{\delta}}$

10 conducteur parfait $\Leftrightarrow \gamma \rightarrow +\infty$
 $\Rightarrow E = 0$

11 Relations de passage:

$$\vec{E}_2 - \vec{E}_1 = \frac{\sigma}{\epsilon_0} n_{12} \vec{U}_z$$

$$\vec{B}_2 - \vec{B}_1 = \mu_0 \vec{j}_s n_{12} \vec{U}_z$$

12 $\langle \vec{\Pi}_r \rangle = \frac{|E_0|^2}{2\mu_0 c} \vec{U}_z$ et $\langle \vec{\Pi}_n \rangle = -\frac{|E_0|^2}{2\mu_0 c} \vec{U}_z$

$$R = \frac{\langle \vec{\Pi}_n \rangle \cdot (-\vec{U}_z)}{\langle \vec{\Pi}_r \rangle \cdot (\vec{U}_z)} = -1 \quad \text{coefficcient de reflexion en énergie.}$$

13 $\vec{j}_s = \frac{2E_0}{\mu_0 c} \cos \theta \vec{U}_z$

13 Onde stationnaire:

$$\vec{E}_2 = 2E_0 \sin kx \sin(\omega t + \phi) \vec{U}_x$$

$$\vec{B}_2 = \frac{2E_0}{c} \cos kx \cos(\omega t + \phi) \vec{U}_y$$

14 $\langle \vec{\Pi}_2 \rangle = \vec{0}$: l'onde stationnaire ne transporte pas de puissance.

15 Propagation dans un guide d'onde:

$$\vec{E} = f(z) e^{i(\omega t - kz)} \vec{U}_y$$

signal limité à la zone $[0, a]$

en calculant $\vec{\Delta E}$:

$$\beta''(z) + \left(\frac{uc^2}{c^2} - R^2\right)\beta(z) = 0$$

conditions aux limites $\beta(0) = \beta(a) = 0$

ainsi

$$16 \quad \vec{E} = E_0 \sin\left(\frac{n\pi z}{a}\right) e^{i(ut - Rx)} \vec{U_y}$$

$$\text{avec } R = \frac{uc^2}{c^2} - \frac{n^2\pi^2}{a^2}$$

$$17 \quad \text{Et aussi: } \vec{E} = \frac{E_0}{2i} \left(e^{i(ut - Rx + \frac{\pi z}{a})} - e^{i(ut - Rx - \frac{\pi z}{a})} \right) \vec{U_y}$$

18 dans une cavité à une dimension

$$\vec{E} = \beta(\alpha) g(t) \vec{U_y}$$

\vec{E} vérifie l'équation de d'Alembert:

$$\vec{E} = E_0 \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \cos\left(\frac{n\pi c}{L}t + \phi_m\right) \vec{U_y}$$

$$\text{donc } \vec{B} = -\frac{E_0}{c} \cos\left(\frac{n\pi}{L}x\right) \sin\left(\frac{n\pi c}{L}t + \phi\right) \vec{U_z}$$

$$1 \quad \vec{v}_A = \vec{v}_o + \vec{\Omega} \wedge \vec{OA}$$

1 Référentiel Galiléen: référentiel dans lequel un point matériel pseudo-isolé est animé d'un mouvement rectiligne uniforme. pseudo-isolé: soumis à des forces qui se compensent

$$2 \quad \vec{OM} = x(t) \vec{i} + y(t) \vec{j} + z(t) \vec{k} \quad \text{relatif}$$

$$\frac{d\vec{r}}{dt} \Big|_{R_0} = \vec{\Omega} \wedge \vec{r}$$

3 Loi de composition des vitesses

$$\vec{v}_a = \vec{v}_g + \vec{v}_e$$

$$v(M) \Big|_{R_0} = \vec{v}(M) \Big|_R + \frac{d\vec{\Omega} \cdot \vec{r}}{dt} \Big|_{R_0} + \vec{\Omega} \wedge \vec{OM}$$

4 Composition des accélérations

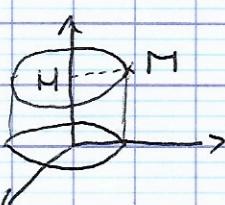
$$\vec{a}_a = \vec{a}_g + \vec{a}_e + \vec{a}_c$$

$$a_c = 2 \vec{\Omega} \wedge \vec{v}_g$$

$$5 \quad \text{Translation: } \begin{cases} \vec{a}_c = \vec{0} \\ \vec{a}_e = \frac{d^2 \vec{\Omega} \cdot \vec{r}}{dt^2} \Big|_{R_0} \end{cases}$$

$$6 \quad \text{Rotation} \quad \vec{\Omega} = \omega \vec{U}_z$$

$$a_e = -\omega^2 \vec{HM}$$



7 $\vec{f}_{ie} = -m \vec{a}_e$

$$\vec{f}_{ic} = -m \vec{a}_c$$

Rotation: $\vec{f}_{ic} = m \omega^2 \vec{HM}$

7 Coriolis ne travaille jamais

2 $\sin \theta = \frac{\lambda}{d}$

3 Chemin optique entre S et M

$$L_{SM} = \int_S^M n(P) dP$$

$$\varphi(M) = \varphi(S) + \frac{2\pi}{\lambda_0} L_{SM}$$

3 Σ_S : surface d'onde pour S
: surface équiphase

4 Théorème de Malus-Dupin

Les surfaces d'ondes restent perpendiculaires aux rayons lumineux.

4 Les conditions de Gauss:

rayons peu incliné par rapport à l'axe optique
rayons peu éloignés de l'axe

6 Emission spontanée:

$$N_a^* \Rightarrow N_a + R_2$$

$$\epsilon_i - \epsilon_o = R_2$$

Impose des raies caractéristiques.
 λ_0 de largeur $\Delta\lambda$

7 $\Delta E \Delta t \sim R$

ΔE : incertitude sur la valeur de E,
 Δt : durée de vie de l'état excité

8 T_c : Temps de cohérence

: durée d'émission des trains d'onde

$$T_c \sim \frac{1}{\Delta f} \quad \text{avec } \Delta f \text{ Pargeur fréquentielle}$$

$$\text{or } f = \frac{c}{\lambda}$$

$$\text{donc } \Delta f = \frac{c}{\lambda_2} - \frac{c}{\lambda_1} = \frac{c \Delta \lambda}{\lambda_0^2}$$

$$\text{donc } P_c = c T_c = \frac{\Delta f \lambda_0^2}{\Delta \lambda} \times \frac{1}{\Delta f} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda}$$

1 Un détecteur est sensible à $I = \langle \lambda_{TOT}^2 \rangle$

IPya interférence
 $\Leftrightarrow I \neq I_1 + I_2$

2 D'après le théorème de superposition:

$$\lambda_{TOT} = \lambda_1 + \lambda_2$$

condition: polarisation presque égales

$$\begin{aligned} I_{TOT}(M) &= \langle \lambda_{TOT}^2 \rangle \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} (\underline{\lambda}_{TOT} \times \underline{\lambda}_{TOT}^*) \\ &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left((\lambda_{10} e^{i(\omega t - \phi_1)} + \lambda_{20} e^{i(\omega t - \phi_2)}) \right. \\ &\quad \cdot \left. (\lambda_{10} e^{-i(\omega t - \phi_1)} + \lambda_{20} e^{-i(\omega t - \phi_2)}) \right) \\ &= \frac{\lambda_{10}^2}{2} + \frac{\lambda_{20}^2}{2} + \lambda_{10} \lambda_{20} \cos(\phi_2 - \phi_1) \end{aligned}$$

$$\phi = \phi_2 - \phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(\underbrace{L_{SM}^{(2)}}_{\delta} - \underbrace{L_{SM}^{(1)}}_{\delta} \right)$$

$$\text{de plus } I_1 = \frac{\lambda_{10}^2}{2}$$

Formule de Fresnel

3 $I_{\text{TOT}} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi)$

δ est la différence de marche

3 ondes cohérentes : \Rightarrow interférences

- même ω
- issues d'un même point source S
- même phase à l'origine (m^l Traîn d'onde)

4 demo : $\delta \ll \lambda$

\Rightarrow pas d'interférences

5 si $\varphi = 2\pi n$ alors maximum d'intensité

l'ordre d'interférence :

$$r = \frac{\varphi}{2\pi} = \frac{\delta}{\lambda_0}$$

6 le contraste :

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

7 Les trous d'Young :

demo :

$$\delta = \frac{ax}{D}$$

$$i = \frac{\lambda_0 D}{a} : \text{interfrange}$$

$$\cos \alpha + \cos \beta = 2 \cos \left(\frac{\alpha + \beta}{2} \right) \cos \left(\frac{\alpha - \beta}{2} \right)$$

$$\cos \alpha \cos \beta = \frac{1}{2} \left(\cos(\alpha + \beta) + \cos(\alpha - \beta) \right)$$

10

Montage de Fraunhofer

"D'après le principe du retour inverse de la lumière et le théorème de Malus, Σ_M est une surface d'onde pour un point source en M."

$$\delta = \frac{\alpha x}{\beta l}$$

"Cas d'un doublet $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda \ll \lambda_1$

$$1^{\text{ere}} \text{ meth} : \gamma_1 - \gamma_2 = \frac{\alpha x}{D} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)$$

$$\Rightarrow \frac{\alpha \Delta x}{D} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\Delta \lambda}$$

2^{eme} meth: les rayons ne sont pas cohérents

$$I_{\text{tot}} = 2I_0 \left(2 + 2 \cos \left(\frac{\pi \Delta \lambda s}{\lambda_1 \lambda_2} \right) \cos \left(\frac{2\pi s}{\lambda_0} \right) \right)$$

13

Translation vers le bas:

$$\gamma = 0 \text{ en } x = 0$$

$$\gamma' = 0 \text{ en } x' = \frac{-X D}{d}$$

$$\gamma' - \gamma = \frac{\alpha X}{\lambda_0 d}$$

$$\left| \begin{array}{l} \gamma = \frac{\alpha x}{\lambda_0 D} \\ \gamma' = \frac{\alpha x}{\lambda_0 D} + \frac{\alpha X}{\lambda_0 d} \end{array} \right.$$

1 Interféromètre de Michelson

- séparatrice
- condenseur (lentille)
- compensatrice
- miroirs de planéité $\frac{\lambda}{20}$

2 rôle de la compensatrice

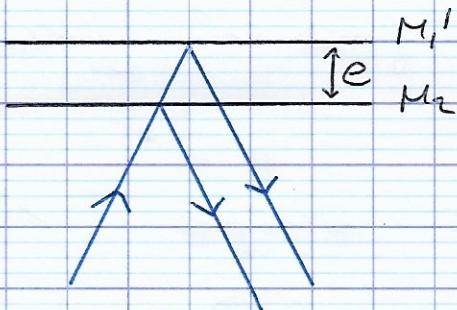
→ dessin

(simon { membrane séparatrice }
| câbl séparateur)

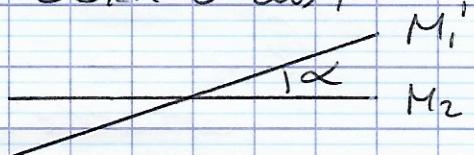
4 Contact optique :

M_1' et M_2 confondus (sur schéma équivalent)

5 Pâme d'air



coinc d'air



$$7 \quad S = 2e \cos i$$

$$\gamma_0 = \frac{2e}{\lambda_0}, \quad \pi_R = \beta' \sqrt{2 \left(1 - \frac{f_R}{\gamma_0} \right)}$$

Si pentier : $f_R = \gamma_0 - R$ donc



$$\pi_R = \beta' \sqrt{\frac{2R}{\gamma_0}}$$

$$f_{\min} = \frac{2e \cos(i_{\max})}{\lambda}$$

$$\text{ainsi } N = \left| \frac{2e - 2e \cos(i_{\max})}{\lambda} \right|$$

10 Les interférences sont localisées à l'infini

11 doublet : $2\Delta e = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\Delta \lambda}$

14 Coin d'air :

interférences au niveau des miroirs

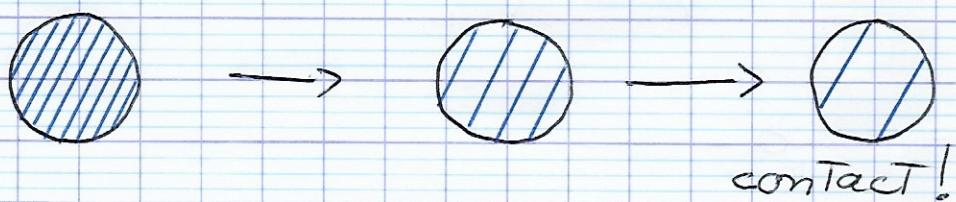
$$\delta = 2BH = 2\alpha \infty$$

$$\tilde{c} = \frac{\lambda}{2\alpha}$$

$$\tilde{c}' = 181 \tilde{c} \quad \propto \text{grandissement}$$

franges rectilignes d'égalas épaissures parallèles.

16 contact optique Parce que $\tilde{c} \nearrow$ (car $\alpha \downarrow$)



~ Contact optique Parce que
 $e=0$

$$(\alpha=0)$$

16 Lumière blanche :

Spectre cannelé

cannelures sombres en λ_i

\rightarrow irisation

$$1 \quad \varphi''(x) + k^2 \varphi(x) = 0$$

$$\rightarrow \varphi(x) = A \cos(kx) + B \sin(kx) \\ = A_+ e^{ikx} + B_- e^{-ikx}$$

$$\varphi''(x) - q^2 \varphi(x) = 0$$

$$\rightarrow \varphi(x) = A_+ e^{-qx} + B_- e^{qx} \\ = A \text{ch}(qx) + B \text{sh}(qx)$$

2 Pongueur d'onde de Broglie

$$\lambda_{DB} = \frac{h}{mv}$$

$$\lambda_{DB} \sim P \text{ ou } \lambda_{DB} > P \Rightarrow \text{quantique} \\ \lambda_{DB} < P \Rightarrow \text{classique}$$

$$2 \quad \vec{r} = \vec{R} R = \frac{h}{2\pi} \frac{2\pi}{\lambda_{DB}}$$

$$2 \quad E = h\nu$$

3 V: énergie potentielle électrostatique

3 Fonction d'onde à valeur dans \mathbb{C} :

$$\Psi(M, t)$$

$(m^{-\frac{3}{2}} \text{ ou } m^{-1} \text{ ou } m^{-\frac{1}{2}})$

$$|\Psi|^2 = \Psi \cdot \Psi^*$$

Telle que : condition de normalisation

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi|^2 dx = 1$$

4

Équation de Schrödinger:

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \Delta \psi + V(M, t) \psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}$$

En une dimension:

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + V(x) \psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}$$

5

$$\text{si } \psi = \varphi(x) \beta(t)$$

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \frac{\varphi''(x)}{\varphi(x)} + V(x) = i\hbar \frac{\beta'(t)}{\beta(t)} = E$$

donc

$$\psi(x, t) = \varphi(x) e^{-iEt/\hbar} \quad \text{avec } E = \omega\hbar$$

$$\text{donc } |\psi| = |\varphi|$$

6

Résolution avec $V(x) = 0$

$$\text{poser } R^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$$

donc

$$\psi(x, t) = A e^{i(Rx - \omega t)} + B e^{-i(Rx + \omega t)}$$

Pas intégrable \rightarrow paquet d'onde

$$\rightarrow \psi(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(R) e^{i(Rx - \omega t)} dR$$

ΔR : Pargeur de $g(R)$

$\rightarrow \Delta x$: étendue spatiale probable (de ψ)

$$\Delta R \Delta x \sim 1$$

indétermination de la position

$$V_g = \frac{du}{dR} = \frac{\hbar}{2m} 2R = \frac{\hbar R}{m} = \frac{T}{m}$$

8 Inégalités d'Heisenberg :

$$\Delta R \Delta x \geq \frac{1}{2} \quad \Delta u \Delta t \geq \frac{1}{2}$$

9 Courant de probabilité: ($\vec{j} = e_m \vec{v}$)

$$\vec{j} = |\Psi|^2 \frac{\hbar \vec{R}}{m}$$

" $\Psi = \Psi_1 + \Psi_2$

$$|\Psi|^2 = |\Psi_1|^2 + |\Psi_2|^2 + \underbrace{2|\Psi_1||\Psi_2| \cos(\phi_1 - \phi_2)}_{\text{interférence}}$$

1 Conditions aux limites:

discontinuité infinie: $\varphi(x) = \infty$

discontinuité finie:

φ et φ' continues

2 $E > V_0$:

$$\varphi''(x) + \underbrace{\frac{2m}{\hbar^2}(E - V_0)}_{R^2 > 0} \varphi(x) = 0$$

3 $E < V_0$:

$$\varphi''(x) - \underbrace{\frac{2m}{\hbar^2}(V_0 - E)}_{q^2 > 0} \varphi(x) = 0$$

$\delta = \frac{1}{q}$: épaisseur $\varphi(x)$ non nulle

3 Puit de profondeur infini ($\rightarrow V(x) = \infty$)

$$\varphi(x) = A \cos(kx) + B \sin(kx)$$

$$k_m = \frac{m\pi}{a}, \quad \varphi_m(x) = B_m \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right)$$

$$E_m = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2, \quad E_{\min} = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\pi^2}{a^2}$$

$$\text{or } \int_0^a \varphi^2(x) dx = 1 \text{ donc } B_m = \sqrt{\frac{2}{a}}$$

4 Puit de profondeur fini ($\rightarrow V(x) = 0$)

$E < V_0$

$$q_m = \frac{\sqrt{2m(V_0 - E_m)}}{\hbar}$$

10

Marche de potentiel

$$\Psi_i(x, t) = f_i(x) e^{-i \frac{Et}{\hbar}}, \quad J_i = |\Psi_i|^2 \frac{\hbar k_i}{m} \vec{k_i}$$

11

$$E > V_0: \quad f_I(x) = A e^{ik_1 x} + B e^{-ik_1 x}$$

$$f_{II}(x) = C e^{ik_2 x} + \underbrace{D e^{-ik_2 x}}_0$$

$$\begin{aligned} n &= \frac{B}{A} \\ t &= \frac{C}{A} \end{aligned}$$

coeff de reflexion
coeff de transmission

$$t = \frac{2k_1}{k_1 + k_2} \quad n = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}$$

$$R = \frac{J_n}{J_i}$$

$$T = \frac{J_t}{J_i}$$

$$R = \left(\frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \right)^2 \quad T = \frac{4k_1 k_2}{(k_1 + k_2)^2}$$

$$\Psi_I^2 = A^2 (1 + n^2 + 2n \cos(2k_1 x))$$

13

$$E < V_0: \quad f_{II}(x) = C e^{-qx} + \underbrace{D e^{qx}}_0$$

$$R = \left| \frac{k_1 - iq}{k_1 + iq} \right|^2 = 1 \quad T = 0$$

14

Effet Tunnel (E < V₀)

$$\text{si } a \gg \frac{1}{q} \text{ alors } \Delta R(qa) = \frac{e^{qa}}{2}$$

$$\text{donc } T \approx \frac{16 E(V_0 - E)}{V_0^2} e^{-2qa}$$

17

Puit de profondeur fini

$$\varphi_I(x) = C e^{qx}$$

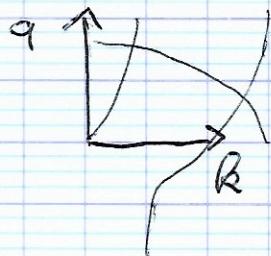
$$\varphi_{II}(x) = A \cos(kx)$$

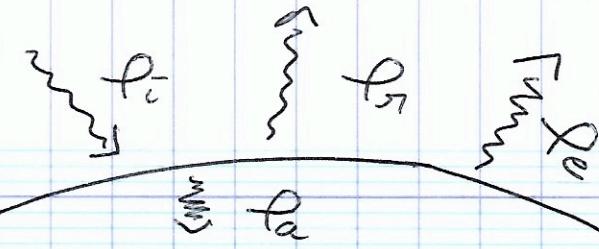
par parité et
non divergence.

$$\varphi_{III}(x) = C e^{-qx}$$

$$\text{Etude en } \frac{a}{2}: R \tan\left(\frac{ka}{2}\right) = q$$

$$\text{mais surtout: } q^2 + k^2 = \frac{2mV_0}{\hbar^2}$$





$$f_i = f_a + f_r$$

$$f_f = f_e + f_r$$

$$f^R = f_f - f_i$$

Équilibre radiatif: $f^R = 0$

3 Corps noir: $f_n = 0$

6 Loi de Wien

f_λ^e passe par un maximum où:

$$\lambda_{\max} T = 2,9 \cdot 10^3 \text{ pm} \cdot K$$

Loi de Stefan

$$f^e = \int_0^\infty f_\lambda^e d\lambda = \sigma T^4 \quad \text{avec } \sigma \text{ en W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$$

98% de f^e émis entre $[0,5 \lambda_{\max}, 8 \lambda_{\max}]$

$$7 R_{TH, ray} = \frac{1}{4\sigma T_1^3 S}$$

$$8 \cdot f_{e,S} = \sigma T_S^4$$

$$\cdot \Phi_S = 4\pi R_S^2 f_{e,S}$$

$$\cdot \Phi_S = 4\pi d_T^2 f_{ext, recu}$$

$$\cdot \Phi_{recu} = 2\pi R_T^2 f_{ext, recu}$$

$$\cdot f_{ext, recu, moy} = \frac{\Phi_{recu}}{4\pi R_T^2}$$

9 sans atmosphère { avec } albedo
sans { avec }

avec atmosphère & avec albedo

$$1 \quad a \ll \lambda \ll r$$

$a \ll r$: approximation dipolaire

$\lambda \ll r$: placement dans la zone de rayonnement

$a \ll \lambda$: hypothèse non relativiste
(au \sim vitesse \Rightarrow $a \ll c \Rightarrow a \ll \lambda$)

$$2 \quad \text{N et P fixes}, \quad q = Q \cos(\omega t)$$

$$V(M, t) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\cos(\omega(t - \frac{r_f}{c}))}{r_f} - \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\cos(\omega(t - \frac{r_n}{c}))}{r_n}$$

$$\beta(r) = \frac{\cos(\omega(t - \frac{r}{c}))}{r}$$

- Taylor ordre 1 $\beta(r + \frac{q}{2} \cos \theta)$
- $\beta'(r)$
- négliger un terme
- réinjecter

$$\Rightarrow V(M, t) = \frac{i(t - \frac{r}{c}) \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r c}$$

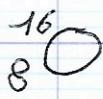
$$4 \quad B = \frac{\vec{U}_r \wedge \vec{E}}{c} : \text{admet localement une structure d'onde plane.}$$

$\cos(\omega(t - \frac{r}{c}))$: onde sphérique

$$5 \quad \text{Grouver } \vec{\Pi}, \langle \vec{\Pi} \rangle, P = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=\theta-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}}$$

on équilibre avec HO^- et H_2O

- 1 mb de masse (proton + neutron)
mb de charge dans le noyau (proton)



$$[A] = \frac{n(A)}{V} \text{ mol} \cdot \text{L}^{-1}$$

$$\alpha(A) = \frac{[A]}{c^0} \text{ sans dimension} \quad c^0 = 1 \text{ mol} \cdot \text{L}^{-1}$$

$$\alpha(\text{H}_2\text{O}) = [\text{H}_2\text{O}] = 1$$

$$f_B + cC = dD$$

réactifs, produit, coefficients stoechiométriques.

$$K = \frac{[D]^d}{[B]^f [C]^c} \text{ : constante d'équilibre}$$

$K > 10^3$: réaction quasi-Totale

$K < 10^3$: réaction quasi-nulle

3 acide : Beaucoup de H

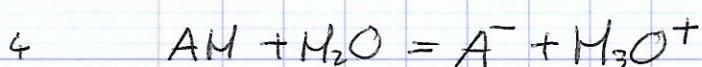
Base : pas Beaucoup de H



$$K_e = [\text{H}_3\text{O}^+] [\text{HO}^-] = 10^{-14}$$

$$4 \quad \gamma_M = -\log([\text{H}_3\text{O}^+])$$

$$[\text{H}_3\text{O}^+] = 10^{-\gamma_M} \quad \text{et} \quad [\text{HO}^-] = 10^{\gamma_M - 14}$$



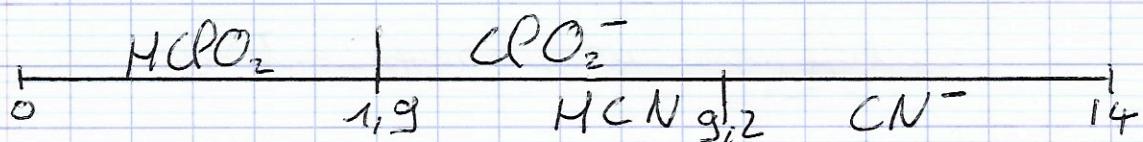
$$K_a = \frac{[\text{A}^-][\text{H}_3\text{O}^+]}{[\text{AH}]} \quad \gamma K_a = -\log(K_a)$$

$$\gamma H = \gamma K_a + \log \left(\frac{[A^-]}{[AH]} \right)$$

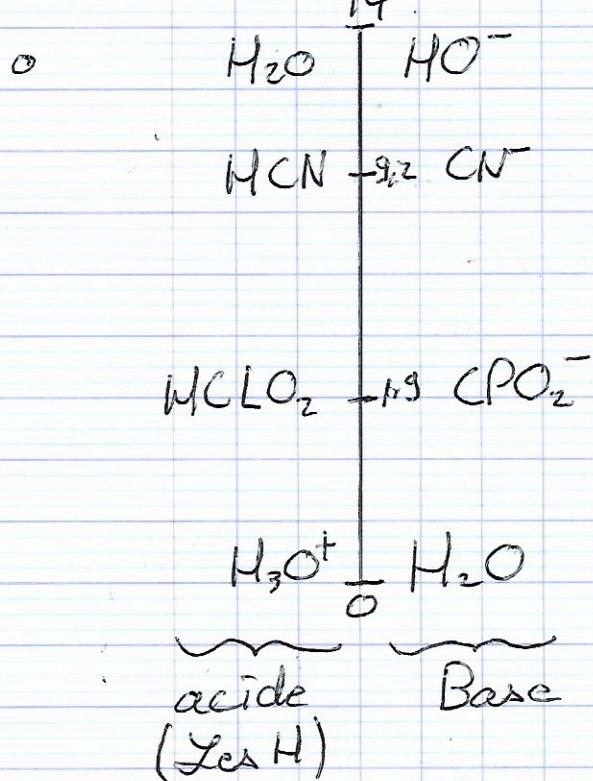
5 diagramme de prédominance

$$[\text{H}_2\text{O}] = 1$$

- diagramme de prédominance lorsqu'on a les γK_a



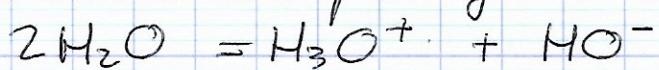
avec les H à gauche vers acide



On trouve base forte + forte et acide faible et on les met à gauche de l'équation et on équilibre avec le reste

3

Réaction d'auto-protolyse de l'eau :

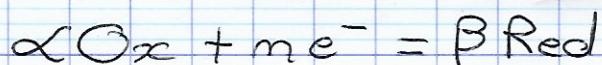


Produit ionique de l'eau : K_e

- 2 équilibrer des demi équations avec H^+ et H_2O
- 2 équilibrer des équations redox en multipliant pour faire disparaître les e^-

3 Formule de Nernst

à 25 °C



$$E = E^\circ + \frac{0,06}{m} \text{Pog} \left(\frac{[Ox]^\alpha}{[Red]^\beta} \right)$$

19 Reducteur : red cède.
Oxydant ORGÈ (du côté électron)
oxydant se réduit en gagnant des électrons

12 À l'équilibre, $E_1 = E_2$

donc $\text{Pog } K = \frac{m_2 E_1^\circ - m_1 E_2^\circ}{0,06}$

28 Electrodes:

Anode (oxydation)

Cathode (réduction)

$$e = E_{\text{cathode}} - E_{\text{anode}}$$

0 Autre: Δ quand élément n'apparaît pas dans Nernst.

- Parce qu'on a les couples :
on fait ce schéma

que le produit vectoriel

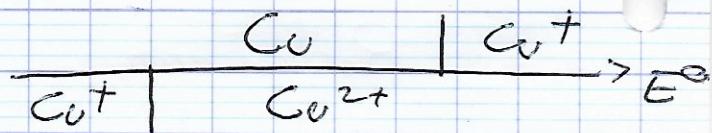


$$\begin{array}{c} E^o \\ \parallel \\ A + D \\ | \\ C + B \end{array}$$

$$A + B = C + D$$

- Écrire les demi équations
puis les sommer afin de
trouver l'équation bilan sans e^-

- Faire ce schéma



permet de montrer que Cu^+ est instable