

UNIVERSITÉ DE BRETAGNE OCCIDENTALE

NOTE DE COURS

Ondes et Matière

Malo Kerebel

Cours par
Bruno ROUELLOU

Semestre 6, année 2020-2021

Table des matières

1	Rappel d'ondes électromagnétiques dans le vide	2
1.1	Équations de Maxwell	2
1.2	Ondes électromagnétiques dans le vide	3
1.2.1	Équations de propagation	3
1.2.2	Onde plane progressive monochromatique	3
1.2.3	Vecteur de Poynting	5
1.2.4	Impédance caractéristique	6
2	Ondes et matières dans des milieu linéaire homogène isotrope	7
2.1	Milieux dispersifs	7
2.1.1	E : Somme de 2 OPPM	8
2.1.2	Généralisation : paquets d'ondes	9
2.2	Polarisation de la matière	10
2.2.1	Polarisation magnétique et Aimantation	12
2.3	Équation de Maxwell dans les milieux linéaires homogènes isotropes	13
2.4	Modèle de Drude-Lorentz	15

Chapitre 1

Rappel d'ondes électromagnétiques dans le vide

CM1 (2021-01-15)

1.1 Équations de Maxwell

1.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

2.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \operatorname{div} \vec{B} = 0$$

3.

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

4.

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)$$

- 1) Forme locale du théorème de Gauss : $\oiint_{(S)} \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{q_{int}}{\varepsilon_0}$
- 2) pas de monopole magnétique : $\oiint_{(S)} \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$
- 3) Induction de Faraday : $\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt}$
- 4) Théorème d'Ampère : $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I \Rightarrow \operatorname{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$

1.2 Ondes électromagnétiques dans le vide

Les équations 1 et 4 deviennent :

$$\text{div} \vec{E} = 0 \quad \text{rot} \vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

ρ et j sont nuls dans le vide ((absence de source de courant)).

1.2.1 Équations de propagation

En prenant le rotationnel de l'équation (3) il vient :

$$\text{rot}(\text{rot} \vec{E}) = -\text{rot} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} \text{rot} \vec{B}$$

À l'aide de l'équation 4' on obtient :

$$\text{rot}(\text{rot} \vec{E}) = -\mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial^2 t}$$

$$\text{rot}(\text{rot} \vec{E}) = \vec{\text{grad}}(\text{div} \vec{E}) - \Delta \vec{E}$$

compte tenu de 1' :

$$\Delta \vec{E} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial^2 t}$$

avec μ_0 la perméabilité du vide

De même pour B en utilisant 4', 3 et 2 On a l'équation de propagation :

$$\Delta \vec{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial^2 t}$$

1.2.2 Onde plane progressive monochromatique

$$\vec{E} = \vec{E}_m \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \quad (1.1)$$

$$\vec{B} = \vec{B}_m \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) = \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix} \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \quad (1.2)$$

La divergence du champ électrique est donné par :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \text{div} \vec{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = -(E_x k_x + E_y k_y + E_z k_z) \sin(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)$$

La condition $\text{div} \vec{E} = 0$ implique donc que $\vec{E}_m \cdot \vec{k} = 0 \Rightarrow \vec{E}$ est transversal, de même $\text{div} \vec{B} = 0 \Rightarrow \vec{B}$ est transversal.

À l'aide l'équation 3 on obtient :

$$\vec{k} \wedge \vec{E}_m = \omega \vec{B}_m \text{ ou } \vec{k} \wedge \vec{E} = \vec{B}$$

En notation complexe c'est plus simple.

$$\begin{aligned} \text{div} \vec{E} &= i\vec{k} \cdot \vec{E} & \text{rot} \vec{E} &= i\vec{k} \wedge \vec{E} \\ \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= -i\omega \vec{E} & \Delta \vec{E} &= k^2 \vec{E} \end{aligned}$$

relation de dispersion

$$k = \frac{\omega}{c}$$

Polarisation Hypothèse : propagation selon $o_z \Rightarrow \vec{k} \cdot \vec{r} = kz$

$$\begin{aligned} E_x &= E_{m0x} \cos(kz - \omega t) \\ E_y &= E_{m0y} \cos(kz - \omega t + \phi) \\ E_z &= 0 \end{aligned}$$

Par définition ce qui définit la polarisation est la direction de E.

Les composantes du champ électriques peuvent s'écrire sous la forme :

$$\frac{E_x}{E_{m0x}} = \cos(kz - \omega t)$$

$$\frac{E_y}{E_{m0y}} = \cos(kz - \omega t) \cos \phi - \sin(kz - \omega t) \sin \phi$$

d'où après simplification :

$$\frac{E_y^2}{E_{m0y}^2} + \frac{E_x^2}{E_{m0x}^2} = \frac{2E_y}{E_{m0x}} \frac{E_y}{E_{m0y}} \cos \phi + \sin^2 \phi$$

Dans le cas $\phi = 0$ ou $\phi = \pi$ on a une polarisation rectiligne. Si on a $\phi \pm \pi/2$ on a une polarisation circulaire.

1.2.3 Vecteur de Poynting

Charge élémentaire $\rho d\tau$ (Charge ρ dans un volume élémentaire $d\tau$) subie dans oem : $\vec{F} = \rho d\tau(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$

La puissance fourni à cette charge élémentaire est :

$$\begin{aligned}\vec{F} \cdot \vec{v} &= \rho d\tau(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{v} \\ &= \rho d\tau \vec{E} \cdot \vec{v}\end{aligned}$$

On peut réécrire :

$$\vec{F} \cdot \vec{v} = \vec{j} \cdot \vec{E} d\tau$$

(j la densité du courant) avec la 4ème équation de Maxwell on a :

$$\vec{E} \cdot \vec{j} = \frac{1}{\mu_0} \text{rot} \vec{B} \cdot \vec{E} - \epsilon_0 \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

En utilisant :

$$\text{div}(\vec{U} \wedge \vec{V}) = \text{rot}(\vec{U}) \cdot \vec{V} - \vec{U} \cdot \text{rot} \vec{V}$$

Ainsi, on a :

$$\vec{E} \cdot \vec{j} = -\text{div} \left(\vec{E} \wedge \frac{\vec{B}}{\mu_0} \right) + \frac{\vec{B}}{\mu_0} \cdot \text{rot} \vec{E} - \epsilon_0 \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

À l'aide de la troisième équation de Maxwell

$$\vec{E} \cdot \vec{j} = -\text{div} \left(\vec{E} \wedge \frac{\vec{B}}{\mu_0} \right) - \frac{\vec{B}}{\mu_0} \cdot \text{rot} \vec{E} - \epsilon_0 \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

On définit le vecteur de Poynting \vec{R} par la relation :

$$\vec{R} = \vec{E} \wedge \frac{\vec{B}}{\mu_0}$$

$$\vec{E} \cdot \vec{j} = -\text{div} \vec{R} - \frac{\partial}{\partial t} w$$

avec $w = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2\mu_0} B^2$

En absence de courant on a la loi de conservation des charges :

$$\text{div} \vec{R} + \frac{\partial}{\partial t} w = 0$$

On peut considérer le vecteur de Poynting comme une "densité de courant d'énergie". Il est de la forme :

$$\vec{R} = w\vec{v}$$

où \vec{v} est la vitesse de propagation de l'énergie

Le vecteur de Poynting a donc pour expression :

$$\vec{R} = \vec{E} \wedge \frac{(\vec{k} \wedge \vec{E})}{\omega\mu_0}$$

Finalement :

$$\vec{R} = \frac{kE^2}{\omega\mu_0} \frac{\vec{k}}{k}$$

La densité d'énergie magnétique peut s'écrire sous la forme :

$$W_m = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c^2 B^2$$

On peut écrire :

$$E = \frac{\omega}{k} B = cB$$

La densité d'énergie magnétique est donc égale à la densité d'énergie électrique

1.2.4 Impédance caractéristique

Dans le cas d'une onde plane monochromatique on définit l'impédance caractéristique d'un milieu par :

$$Z = \frac{E}{H}$$

Dans le vide on définit H par :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$$

Donc l'impédance du vide est de

$$Z_0 = 377\Omega$$

Chapitre 2

Ondes et matières dans des milieu linéaire homogène isotrope

CM2 (2021-01-20)

2.1 Milieux dispersifs

C'est un milieu matériel, transparent aux ondes électro-magnétiques Les ondes planes progressives (O.P.P) restent solutions de l'équation de propagation \neq de celle du vide.

Les conditions à respecter sont différentes, nouvelles relation de dispersion

Ex : O.P.P.M

Propagation suivant O_z et polarisation suivant O_y

$$E_y = E_m e^{i(kz - \omega t)}$$

Def : La relation de dispersion est la relation $h(\omega, \omega(h))$ entre la pulsation et le nombre d'onde

Def La vitesse de phase est la vitesse de propagation des plans équiphases

$$\begin{aligned} \Rightarrow E_y &= E_m e^{i(kz - \omega t)} = E_m e^{ik(z - \frac{\omega}{k}t)} \\ &= E_m e^{ik(z - v_\phi t)} \end{aligned}$$

$$v_\phi = \frac{\omega}{k}$$

- Dans le vide v_ϕ est indépendant de la pulsation ω $v_\phi = c$
- Dans le vide, $k = \frac{\omega}{c}$
- Dans la matière v_ϕ dépend en général de ω

Def : un milieu dispersif est un milieu dans lequel la vitesse de phase dépend de la pulsation

Def : indice, $v_\phi = \frac{c}{n(\omega)}$

\Rightarrow Conséquence : Superposition d'OPPM de différente pulsation, n'est pas en générale une OPPM car les ondes ne se propagent pas à la même vitesse.

2.1.1 E : Somme de 2 OPPM

$$\Rightarrow E_y = E_m (e^{i(k_1 x - \omega_1 t)} + e^{i(k_2 x - \omega_2 t)})$$

avec :

$$\begin{aligned} k_1 &= k_0 - \frac{\Delta k}{2} \\ k_2 &= k_0 + \frac{\Delta k}{2} \\ \omega &= \omega(k) \\ \Delta k &= k_2 - k_1 \ll k_0 \end{aligned}$$

On fait un DL1 autour de k_0 : $\left(\omega'(k_0) = \frac{d\omega}{dk} k_0 \right)$

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \omega(k_1) \simeq \omega(k_0) - \frac{\Delta k}{2} \omega'(k_0) = \omega_0 - \frac{\Delta k}{2} \omega'(k_0) \\ \omega_2 &= \omega(k_2) \simeq \omega(k_0) + \frac{\Delta k}{2} \omega'(k_0) = \omega_0 + \frac{\Delta k}{2} \omega'(k_0) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow E_y = E_m e^{i(k_0 x - \omega_0 t)} \left[e^{i(-\frac{\Delta k}{2} x + (\frac{\Delta k}{2} \omega'(k_0)) t)} + e^{i(+\frac{\Delta k}{2} x - (\frac{\Delta k}{2} \omega'(k_0)) t)} \right]$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow E_y &= 2E_m e^{i(k_0 x - \omega_0 t)} \cos\left(\frac{\Delta k}{2}(x - \omega'(k_0)t)\right) \\ \Rightarrow E_y &= \text{Re}(E_z) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow E_y = 2E_m \cos(k_0(x - \frac{\omega_0}{k_0}t)) \cos(\frac{\Delta k}{2}(x - \frac{\omega_0}{k_0}t))$$

Produit de 2 OPPM qui se propagent à deux vitesses différentes

$$v_1 = \frac{\omega_0}{k_0} \quad v_2 \omega'(k_0) = \frac{d\omega}{dk}_{k=k_0}$$

On obtient une onde modulée, avec une onde porteuse et une moduleuse.

$$v_1 = \frac{\omega_0}{k_0} = v_\phi \quad v_2 = \frac{d\omega}{dk}_{k_0} = v_g \text{ vitesse de groupe}$$

v_g vitesse de déplacement de l'enveloppe (modulation ici)

En terme de signaux \equiv vitesse de transmission de l'info En terme d'énergie
 \equiv vitesse de transport de l'énergie

Dans le vide

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{dkc}{dk} = c = v_\phi$$

Dans un milieu dispersif

$$v_g \neq v_\phi$$

2.1.2 Généralisation : paquets d'ondes

En mécanique quantique ça permet de rendre la dualité onde-corpuscule possible

$$E_y = \int_{-\infty}^{+\infty} A(k) e^{i(kz - \omega t)} dk$$

Somme d'une infinité d'onde, plutôt que juste 2 dans l'exemple précédent.
On prendra généralement $A(k)$ une gaussienne.

$$\text{On prendra } \omega = \omega(k_0) + (k - k_0) \frac{d\omega}{dk}_{k_0}$$

On transforme E_y en :

$$E_y = \int_{-\infty}^{+\infty} A(k) \exp(-\omega(k_0)t + k_0z + (k - k_0)z - t(k - k_0) \frac{d\omega}{dk}_{k_0}) dk$$

$$E_y = e^{i(k_0z - \omega(k_0)t)} \int_{-\infty}^{+\infty} A(k) \exp\left(i \left[(k - k_0) \left(z - \frac{d\omega}{dk}_{k_0} t \right) \right] \right) dk$$

Dans un milieu non dispersif, les vitesses sont les mêmes et donc le paquet d'onde n'est pas déformé, dans un milieu dispersif, les vitesses sont différentes et donc le paquet d'onde se déforme.

Remarque : Souvent $A(k)$ est une gaussienne on parle de paquet d'onde gaussien

2.2 Polarisation de la matière

On définit le moment dipolaire (ou polarisation) \vec{P} :

$$\vec{P} = N\vec{p}$$

avec N , le nombre de molécule par unité de volume et \vec{p} le moment dipolaire moyen par molécule.

a) Potentiel créé par les dipôles d'un dipôle électrique.

$$V_2 = \frac{\vec{p} \cdot \vec{r}_1}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

Dans un volume τ' , le volume élémentaire $d\tau'$, autour du point A, M le point où l'on calcule le potentiel.

$$dV(m) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{P} \cdot \vec{r}_1}{r_M^2} d\tau'$$

$$dV(m) = \frac{-1}{4\pi\epsilon_0} \left(\vec{p} \cdot \vec{\nabla} \left(\frac{1}{r_m} \right) \right) d\tau'$$

$$dV(m) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\vec{p} \cdot \vec{\nabla}' \left(\frac{1}{r_m} \right) \right) d\tau'$$

Avec :

$$\vec{\nabla}' \left(\frac{1}{r} \right) = -\frac{\vec{r}_1}{r^2} = \frac{\vec{r}_1}{r^2}$$

Calculé en A pour permettre l'intégration sur le volume τ' , on a :

$$\vec{\nabla}' \left(\frac{1}{r} \right) = \frac{\vec{r}_1}{r^2}$$

On a $r \gg$ distance de la molécule \Rightarrow approximation dipolaire par intégration

On intègre donc $dV(m)$:

$$V(m) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{\tau'} \vec{p} \cdot \vec{\nabla}' \left(\frac{1}{r_m} \right) d\tau'$$

Or $\vec{\nabla}(f\vec{A}) = f\vec{\nabla}\vec{A} + \vec{A} \cdot \vec{\nabla}f$

Donc avec $\vec{A} = \vec{p}$ $f = \frac{1}{r}$:

$$V(m) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\int_{\tau'} \left(\vec{\nabla} \cdot \frac{\vec{p}}{r} \right) d\tau' - \int_{\tau'} \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{p}}{r} d\tau' \right)$$

Par Green-ostrogradski :

$$V(M) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\oint_{S'} \frac{\vec{p} \cdot d\vec{S}'}{r} - \int_{\tau'} \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{p}}{r} d\tau' \right)$$

Avec S' , la surface qui entoure τ' dirigé vers l'extérieur

On définit :

$$\begin{aligned}\sigma_{pol} &= \vec{p} \cdot \vec{n} \\ \rho_{pol} &= -\vec{\nabla}' \cdot \vec{p}\end{aligned}$$

$$V(M) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\oint_{S'} \frac{\sigma_{pol} \cdot d\vec{S}'}{r} - \int_{\tau'} \frac{\rho_{pol}}{r} d\tau' \right)$$

σ_{pol} est la densité surfacique de charge liées et ρ_{pol} est la densité volumique de charge liées.

CM3 (2021-01-25)

$d\tau' = \vec{d} \cdot d\vec{S}$, Les charges qui vont passer à travers dS , s'obtient avec :

$$dQ = NQ_m \vec{d} \cdot d\vec{S}'$$

Avec N = Nombre de molécule par Charge traversant dS' sous l'action de E

$$dQ = N\vec{p} \cdot d\vec{S}' = \vec{P} \cdot d\vec{S}' = (\vec{P} \cdot \vec{n})d\vec{S}'$$

$$\sigma_{pol} = \frac{dQ}{dS'} = \vec{P} \cdot \vec{n}$$

La charge totale qui a traversé S' est :

$$Q = \int_{S'} dQ = \int_{S'} \vec{P} \cdot d\vec{S}'$$

Charge restante à l'intérieur de τ' : $-Q = \int_{\tau'} \rho_{pol} d\tau'$ Par Green OStro-gradski on a :

$$-Q = - \int \vec{\nabla} \cdot \vec{P} d\tau'$$

Donc :

$$P_{pol} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{P}$$

c) Généralisation

* Le calcul de V à l'extérieur du milieu est calculé identiquement à l'intérieur

* E est créé par la distribution extérieure de charge à l'origine de (pas réussi à lire)

$$V_{tot} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iiint_{\tau'} \frac{\rho_{libre} + \rho_{pol}}{r} d\tau' + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iint_{S'} \frac{\sigma_{libre} + \sigma_{pol}}{r} dS'$$

$$\Rightarrow \vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iiint_{\tau'} \frac{\rho_{libre} + \rho_{pol}}{r^2} \vec{r}_1 d\tau' + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iint_{S'} \frac{\sigma_{libre} + \sigma_{pol}}{r^2} \vec{r}_1 dS'$$

(On écrira ensuite σ_l/ρ_l avec le l pour libre et σ_{pol}/ρ_{pol} pour polarisation (ou les charges liées)

d) Densité de courant de polarisation

Si $E = E(t) \Rightarrow$ mouvement des charges liées $\Rightarrow \vec{j}_{pol}$

Conservation des charges donc :

$$\iint_S \vec{j}_{pol} \cdot d\vec{S} = -\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\tau} \rho_{pol} d\tau$$

Car la vitesse des charges qui traverse S est égal à la vitesse de diminution à l'inter**** de S (τ), par green Ostrogradski on a :

$$\iiint_{\tau} \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_{pol} = -\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\tau} -(\vec{\nabla} \cdot \vec{P}) d\tau$$

$$= \iiint_{\tau} \vec{\nabla} \cdot \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} d\tau$$

$$\Rightarrow \vec{j}_{pol} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} (\text{Ampère}/m^2)$$

2.2.1 Polarisation magnétique et Aimantation

Définitions

Diamagnétique, phénomène très faible, induit, moment magnétique compensé

Paramagnétique, phénomène faible, orientation des molécules, moment magnétique non compensé, l'intensité du phénomène est inversement proportionnelle à la température (les molécules sont plus désorganisées à haute température)

Ferromagnétique, phénomène fort, phénomène collectif, persistant, non linéaire

Identification entre magnétique et électrique :

Une boucle de courant génère un champ magnétique, dont l'intensité varie suivant : $\vec{m} = IS\vec{k}$

En électrique on a la polarisation : $\vec{P} = N\vec{p}$ en magnétique on a similairement : $\vec{M} = N\vec{m}$ (qu'on appelle plutôt aimantation).

Le moment dipolaire : $V_{dip} = \frac{\vec{p} \cdot \vec{r}_1}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ en magnétique on a : $A_{dip} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{m} \wedge \vec{r}_1}{\sigma^2}$ (On remarquera que c'est désormais un vecteur et non un scalaire)

$$dV_{dip} = \frac{\vec{R} \cdot \vec{r}_1}{4\pi\epsilon_0 r^2} \text{ et en magnétique : } dA_{dip} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{M} \wedge \vec{r}_1}{\sigma^2}$$

Densité de charge surfacique en électrique : $\sigma_{pol} = \vec{P} \cdot \vec{n}$ en magnétique la densité linéique est : $\lambda_m = \vec{M} \wedge \vec{n}$

Et de même en dimension supérieure : $\rho_{pol} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{P}$ en magnétique : $\vec{j}_m = \text{rot} \vec{M}$

2.3 Équation de Maxwell dans les milieux linéaires homogènes isotropes

Deux équations sont des équations de structure et ne seront donc pas modifiées

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad \text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

La première équation va changer :

$$\text{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad \rho = \rho_l + \rho_{pol}$$

Avec $\rho_{pol} = -\text{div} \vec{P}$

$$\Leftrightarrow \varepsilon \cdot \text{div} \vec{E} = \rho_l - \text{div} \vec{P}$$

$$\Leftrightarrow \text{div}(\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) = \rho_l$$

On note donc $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ l'induction électrique

$$\Leftrightarrow \text{div} \vec{D} = \rho_l$$

Si le milieu est un LMHI on a

$$\vec{p} \propto \vec{E}_{loc}$$

$$\Rightarrow \vec{P} = N\vec{p} = \varepsilon_0 \chi_e \vec{E}$$

Avec χ_e la susceptibilité électrique, la capacité du milieu a réagir à un milieu électrique.

$$\Rightarrow \vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0(1 + \chi_e) \vec{E}$$

Donc dans un MLHI on a $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$ avec $\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi_e) = \varepsilon_0 \varepsilon_r$

Remarque Dans un MLHI $\vec{D} \propto \vec{E}$

La quatrième équation de Maxwell va changer aussi.

$$\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)$$

Dans un MLHI on aura :

$$\vec{j} = \vec{j}_l + \vec{j}_m + \vec{j}_{pol}$$

La densité de courant lié aux charges libres et aux charges liées Avec $\vec{j}_{pol} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$ et $\vec{j}_m = \text{rot} \vec{M}$, donc :

$$\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{j}_l + \text{rot} \vec{M} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)$$

On définit le champ magnétique $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{m}$

Comme avant, dans un MLHI on a $\vec{M} = \chi_m \vec{H} \Rightarrow \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \chi_m \vec{H}$, avec encore une fois, χ_m un scalaire, la susceptibilité magnétique.

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi_m) \vec{H} = \mu \vec{H}$$

Avec $\mu = \mu_0(1 + \chi_m) = \mu_0 \mu_r$

Remarque Si le matériau est transparent on prendra $\chi_r = 1$ et donc $\vec{B} \simeq \mu_0 \vec{H}$

Dans un matériau diamagnétique on a χ_m est inférieur à 0 et est indépendant de la température, pour le paramagnétique χ_m est inversement proportionnel à la température et est supérieur à 0 et pour un matériau ferromagnétique, χ_m augmente quand la température diminue et est $\gg 0$, il y a existence de la température de Curie, en dessous de laquelle un matériau est ferromagnétique et la valeur de χ_m dépend de la valeur de H, c'est donc non linéaire.

Dans un MLHI on peut obtenir :

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{j}_l + \frac{\partial \varepsilon \vec{E}}{\partial t} = \vec{j}_l + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$M1 : \text{div} \vec{E} = \frac{\rho_l}{\varepsilon} \Leftrightarrow \text{div} \vec{D} = \rho_l$$

$$M2 : \text{div} \vec{B} = 0$$

$$M3 : \text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$M4 : \text{rot} \vec{H} = \vec{j}_l + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

2.4 Modèle de Drude-Lorentz

Hypothèse de départ, l'électron est lié aux atomes par une force de type ressort (oscillateur), la réponse de l'oscillateur détermine la polarisation de l'atome.

Modèle de DL :

- L'électron a une charge -e et une masse m, une vitesse \vec{v} et une position \vec{r}
- Force de Lorentz : $-e(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B})$
- Force de frottement visqueux (collision avec son environnement) : $-\alpha \vec{v}$
- Force de rappel (interaction des noyaux) : $-k \vec{r}$

Dans la force de Lorentz la force magnétique est négligé sauf si on rajoute une force magnétique extérieur