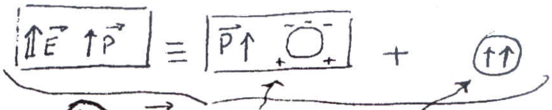
L3 Sc. Phys. et Chim. Electromagn. partiel Mars 08

I. 1) $\vec{E_\ell} = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\varepsilon_0}$, A



$\vec{E_\ell} = E_\ell(1) + E_\ell(2)$ B , $\vec{E_\ell}(2) = \vec{0}$ pour amorphes C ..

2) $\vec{P} = \varepsilon_0 \underbrace{(\varepsilon_r - 1)}_{\chi} \vec{E} + N \varepsilon_0 \alpha_{or} \underbrace{\left(\vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\varepsilon_0}\right)}_{E_\ell}$. On définit $\alpha_{or} = \frac{p_0^2}{3\varepsilon_0 kT}$

D E F

3) $\vec{P}\left[1 - \frac{N\alpha_{or}}{3}\right] = \varepsilon_0 \vec{E}\left[\varepsilon_r - 1 + N\alpha_{or}\right] \Rightarrow \vec{P} = \varepsilon_0 \vec{E} \underbrace{\frac{(\varepsilon_r - 1 + N\alpha_{or})}{1 - \frac{N\alpha_{or}}{3}}}_{\chi_{total}}$ G

$(\varepsilon_r)_{total} = 1 + \chi_{total} \overset{H}{=} \frac{1 - \frac{N\alpha_{or}}{3} + \varepsilon_r - 1 + N\alpha_{or}}{1 - \frac{N\alpha_{or}}{3}}$

$(\varepsilon_r)_{total} \overset{I}{=} \frac{\varepsilon_r + \frac{2}{3}N\alpha_{or}}{1 - N\frac{\alpha_{or}}{3}} \simeq \left(\varepsilon_r + \frac{2}{3}N\alpha_{or}\right)\left(1 + \frac{N\alpha_{or}}{3}\right) \simeq \varepsilon_r + N\alpha_{or}\left(\frac{\varepsilon_r}{3} + \frac{2}{3}\right)$ J

4) Continuité de $\vec{D}$: $\varepsilon_0 \vec{E}_{ex} = \varepsilon_0 (\varepsilon_r)_{total} \cdot \vec{E}_{in}$

$\vec{E}_{in} = \frac{1}{(\varepsilon_r)_{total}} \cdot \vec{E}_{ex}$ K

II. $\vec{E}_{in} \overset{L}{=} \vec{E}_a + \vec{E}_{m,in}$ où $\vec{E}_{m,in} \overset{M}{=} -\frac{\vec{P}}{3\varepsilon_0}$; $\vec{P} \overset{N}{=} \chi \varepsilon_0 \vec{E}_{in} = \chi\varepsilon_0\left(\vec{E}_a - \frac{\vec{P}}{3\varepsilon_0}\right)$

$\Rightarrow \vec{P} \overset{O}{=} \frac{3\chi}{3+\chi}\varepsilon_0 \vec{E}_a = \frac{3(\varepsilon - \varepsilon_0)}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \cdot \varepsilon_0 \vec{E}_a$ P et $\vec{p} = \vec{P} \cdot V \overset{Q}{=} \frac{4}{3}\pi R^3 \vec{P}$.

III Polarisation d'orientation.

1) Le champ local est orienté selon Oz. Un moment dipolaire p_0 est repéré par (θ, φ) en coordonnées sphériques. L'énergie potentielle d'interaction dipôle-champ est $\epsilon_p \overset{R}{=} -\vec{p_0} \cdot \vec{E_\ell} = -p_0 E_\ell \cos\theta$.
On calcule la probabilité d'orientation du dipôle dans un angle solide $d\Omega = \sin\theta . d\theta . d\varphi$ et on la normalise ! S avec Boltzmann. On pose $x \overset{T}{=} \frac{p_0 E_\ell}{kT}$ et on calcule $\langle p_0 \cos\theta \rangle \overset{U}{=} p_0 \mathcal{L}(x)$ fonction de Langevin.

2) Basses températures, $\langle p_0 \cos\theta \rangle \xrightarrow{V} p_0$ et hautes températures $\xrightarrow{W} \frac{p_0^2 E_\ell}{3kT}$

IV. $\chi_e \overset{X}{=} \underbrace{n_1 \alpha_e}_{\text{terme } 1} + \underbrace{n_2 \left(\frac{p_0^2}{3\varepsilon_0 kT}\right)}_{\text{terme } 2}$ à haute température ou faible champ.

Le terme 1 domine pour $\frac{1000}{T} < 5$ Y et le terme 2 domine si $\frac{10^3}{T} > 5$.

Si $\frac{10^3}{T} \simeq 5 \Rightarrow n_1 \alpha_e \simeq n_2 \left(\frac{p_0^2}{3\varepsilon_0 kT}\right)$ Z