Chapitre 2

Etude microscopique des milieux diélectriques

Un diélectrique est constitué :

• soit de molécules ***non polaires***, c'est à dire que le barycentre des charges positives coïncide avec le barycentre des charges négatives. Le moment dipolaire de chaque molécule est alors nul. La figure 1 illustre le cas simple d'une distribution de charges négatives dont le barycentre coïncide avec celui de la charge positive).

Les molécules diatomiques constituées d'atomes identiques ($\mathbf{H}_2$, $\mathbf{O}_2$ ...) ou les molécules à structures symétriques ($\mathbf{CO}_2$, $\mathbf{CH}_4$, $\mathbf{C}_6\mathbf{H}_6$ ...) ne possèdent pas de moment dipolaire permanent. La figure 2 représente l'exemple de la molécule linéaire $\mathbf{CO}_2$.

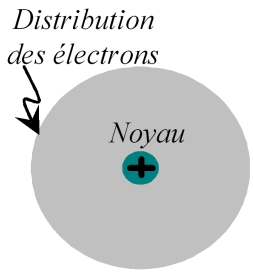

Figure 1

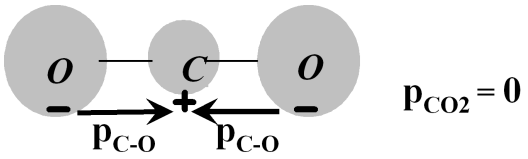

Figure 2

• soit de ***molécules polaires***. Ce sont des molécules dépourvues de centre de symétrie. Les barycentres des charges "+" et "−" sont distincts. Ainsi, chaque molécule forme un dipôle électrique de moment $\mathbf{p}$.

Citons comme illustration les deux exemples suivants :

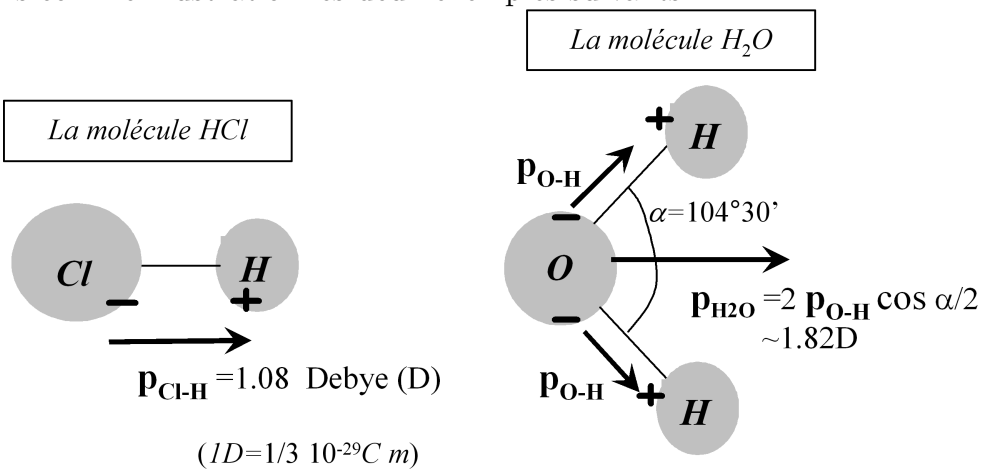

Figure 3

1. Les mécanismes de polarisation des diélectriques

1.1. Polarisation par déformation ou polarisation électronique

Considérons le cas du diélectrique **non polaire**. En présence d'un champ électrique, le noyau de chaque molécule est soumis à une force dans le sens du champ, alors que le nuage électronique est soumis à une force en sens inverse. A l'équilibre, les barycentres des charges "+" et "−" ne sont plus confondus et la molécule acquiert un ***moment dipolaire induit***.

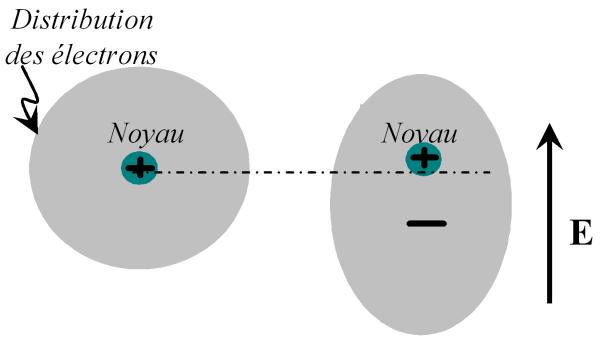

Figure 4 : Le nuage électronique est légérement déplacé dans le sens inverse du champ $\mathbf{E}$

Notons que l'équilibre est atteint lorsque l'action du champ électrique sur le noyau est compensée par l'action du nuage électronique sur le noyau.

A titre d'exemple, l'atome d'hydrogène soumis à un champ $E = 3\ 10^6 V/m$ (champ électrique très intense) acquiert un moment dipolaire $p = 3\ 10^{-34} C.m$ (10^3 à 10^4 fois plus faible que le moment d'une molécule polaire).

On définit par l'occasion ***la polarisabilité électronique*** α de la molécule par la relation $\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}_{loc}$ où $\mathbf{E}_{loc}$ est le champ local agissant sur la molécule tout en tenant compte des molécules environnantes (voir TD). Une autre définition parfois utilisée consiste à écrire $\mathbf{p} = \alpha \varepsilon_0 \mathbf{E}_{loc}$. Dans la suite, nous adopterons la première définition.

L'expérience montre que la polarisabilité d'un diélectrique non polaire est indépendante de la température.

Dans le cas d'un milieu **non polaire** contenant par unité de volume n molécules de polarisabilité α. Sous l'action d'un champ local $\mathbf{E}_{loc}$, il acquiert une polarisation $\mathbf{P} = n\alpha \mathbf{E}_{loc}$.

1.2. Polarisation d'orientation (ou dipolaire)

Elle concerne les diélectriques dont les molécules possèdent des moments permanents $\mathbf{p}_i$. En absence du champ électrique, les dipôles électriques des molécules s'orientent dans toutes les directions (de façon désordonnée) sous l'effet de l'agitation thermique $\sum_i \mathbf{p}_i = \vec{0}$.

En présence d'un champ électrique, les molécules polaires s'orientent sous l'action du champ. Il s'établit un équilibre statistique entre le champ qui tend à orienter les dipôles et l'agitation thermique qui tend à réaliser une répartition isotrope $\sum_i \mathbf{p}_i \neq \vec{0}$.

La polarisation d'orientation peut exister seulement dans les gaz, les liquides et les matières amorphes visqueuses. Dans les matières solides, les dipôles sont figés et ne peuvent être orientés.

Une étude exhaustive de la polarisation par orientation sera abordée dans le paragraphe 3.

On définit de même la polarisabilté par orientation par la relation $< \mathbf{p} >= \alpha \mathbf{E}_{loc}$ où $<\mathbf{p}>$ désigne le moment dipolaire électrique moyen que chaque molécule présente dans la direction du champ . On montre que la polarisabilité d'un diélectrique polaire est inversement proportionnelle à la température (voir paragraphe 3.1.).

Notons qu'en plus de la polarisation par orientation, les molécules acquièrent aussi une polarisation par déformation mais celle-ci reste tout de même négligeable comparée à la polarisation par orientation (10^3 à 10^4 plus faible).

1.3. Polarisation ionique

Dans certain cristaux ioniques tels que **NaCl** (chlorure de sodium) ou **CsCl** (chlorure de césium), les ions positifs sont déplacés dans un sens et les ions négatifs dans l'autre sens lorsque le cristal est soumis à un champ électrique. Il y a donc un déplacement relatif résultant des charges "+" et "−". La déformation du réseau cristallin ainsi obtenue induit une polarisation volumique au saint du cristal ionique. On montre que la polarisation est d'autant plus importante si la compressibilité du cristal est grande.

Pour les cristaux isotropes (tel que **NaCl** qui est un cristal cubique), si n est le nombre d'ions "+" ou "−" par unité de volume on a alors : $\mathbf{P} = n\alpha\mathbf{E}_{loc}$.

2. Polarisation des diélectriques non polaires gazeux, liquides ou solides isotropes. Relation entre susceptibilité et polarisabilité atomique

Considérons un diélectrique non polaire ayant une polarisation $\mathbf{P}$ sous l'action d'un champ extérieur $\mathbf{E}_0$.

2.1. Champ local et champ macroscopique. Méthode de Lorentz

On définit ***le champ local*** $\mathbf{E}_{loc}$ comme étant le champ ressentit par une molécule M. C'est donc le champ créé en M par toutes les molécules du diélectrique autre que M.

Notons que $\mathbf{E}_{loc}$ est le champ responsable des divers mécanismes de polarisation des molécules du diélectrique.

Pour calculer $\mathbf{E}_{loc}$, on retire la molécule considérée sans bouger les autres et on calcul la valeur moyenne du champ électrique dans la cavité auparavant occupée par la molécule.

Par soucis de simplification, on suppose que la cavité occupée par la molécule est une sphère. Dans ce cas, le champ créé par la surface de la cavité (contenant la densité surfasique de charge $\sigma_p = \mathbf{P}\,.\,\mathbf{n}$) est donné par (cf TD) : $\mathbf{E}_{\text{cavité}} = \dfrac{\mathbf{P}}{3\,\varepsilon_0}$

Le champ local au niveau de la molécule M est :

$$\mathbf{E}_{loc} = \mathbf{E} + \mathbf{E}_{\text{cavité}} = \mathbf{E} + \frac{\mathbf{P}}{3\,\varepsilon_0} \tag{1}$$

Où $\mathbf{E}$ est ***le champ macroscopique*** qui est donné par : $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_p$ ($\mathbf{E}_p$ est le champ créé par tout le diélectrique polarisé).

Remarque

On montre que dans le cas d'une cavité quelconque, le champ local s'exprime comme suit :

$$\mathbf{E}_{loc} = \mathbf{E} + b\,\frac{\mathbf{P}}{\varepsilon_0} \tag{2}$$

Où b est une constante qui dépend du diélectrique considéré.

2.2. Equation de CLAUSIUS-MOSSOTTI

Le champ local $\mathbf{E}_{loc}$ a pour effet de séparer les barycentres des charges positives et négatives de la molécule. L'amplitude du moment dipolaire induit $\mathbf{p}$ sur la molécule dépend du champ local $\mathbf{E}_{loc}$. Dans la plus part des diélectriques ***l.h.i.***, on a :

$$\mathbf{p} = \alpha\,\mathbf{E}_{loc} = \alpha\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{P}}{3\varepsilon_0}\right) \tag{3}$$

Où la constante α est appelée "***la polarisabilité moléculaire***".

Le moment dipolaire par unité de volume (ou vecteur polarisation $\mathbf{P}$) a pour expression :

$$\mathbf{P} = N\,\mathbf{p} = N\,\alpha\,\mathbf{E}_{loc} = N\,\alpha\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{P}}{3\varepsilon_0}\right) \tag{4}$$

Où N est le nombre de molécule par unité de volume.

Un développement de l'équation (4) donne :

$$\mathbf{P} = \frac{N\,\alpha}{1 - \frac{N\,\alpha}{3\,\varepsilon_0}}\,\mathbf{E} = \varepsilon_0\,\chi_e\,\mathbf{E} \tag{5}$$

Où χ_e est "***la susceptibilité électrique***" du diélectrique supposé parfait.

On pose $\chi_e = \varepsilon_r - 1$ où ε_r est la permittivité relative du diélectrique.

Le développement de l'équation (5) donne :

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = \frac{N\,\alpha}{3\,\varepsilon_0} \tag{6}$$

C'est l'équation de CLAUSIUS-MOSSOTTI.

Remarque

1) Si le diélectrique est un mélange d'atomes ou de molécules différents de densités N_i et polarisabilté α_i respectivement, on a :

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = \frac{1}{3\,\varepsilon_0}\sum_i N_i\,\alpha_i \tag{7}$$

2) L'équation de CLAUSSIUS MOSSOTTI reste valable uniquement dans le cas des gaz, des liquides non polaires et des solides isotropes. Pour les diélectriques solides non isotropes, elle n'est plus valable.

3) L'équation de CLAUSSIUS MOSSOTTI permet de déterminer ***la polarisabilité moléculaire*** α puisque ***la permittivité relative*** ε_r peut être mesurée expérimentalement (voir TD et annexe).

4) Dans l'équation de CLAUSSIUS MOSSOTTI, on relie souvent N à la masse volumique ρ par la relation $N = \dfrac{\rho}{M}\mathcal{N}_A$ où $\mathcal{N}_A$ est le nombre *d'Avogadro* et M la masse molaire.

L'équation (6) devient :

$$\frac{M}{\rho}\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = \frac{\mathcal{N}_A\,\alpha}{3\,\varepsilon_0} \tag{8}$$

Le nombre d'Avogadro et la permittivité du vide ε_0 sont les mêmes pour toutes les substances. D'autre part la masse molaire M et la polarisabilité moléculaire α ne dépendent que de la nature des molécules qui constituent le diélectrique. De ce fait, le rapport $\dfrac{\varepsilon_r - 1}{\rho(\varepsilon_r + 2)}$est indépendant de la densité.

3. Polarisation des diélectriques polaires

Considérons les diélectriques *gazeux* et *liquides* dont les molécules possèdent des moments dipolaires permanents. Ces molécules polaires possèdent également des moments induits sous l'effet d'un champ extérieur.

Dans l'étude qui va suivre, nous allons négliger les moments induits. Cette approximation est bien justifiée. En effet, la molécule **HCl** par exemple, posséde un moment dipolaire permanent $p_0 \simeq 1,08$ *Debye* qui est largement plus grand que son moment induit $p_0 \simeq 10^{-4}$ à 10^{-3} *Debye*.

Conformément à ce qui a été énoncé dans le paragraphe 1.2. , tant qu'il n ya pas de champ électrique, les dipôles sont orientés de façon aléatoires sous l'effet de l'agitation thermique (figure 5).

En présence d'un champ local E_{loc} , chaque dipôle acquiert une énergie potentielle $W = -\mathbf{p}_0 \,.\, \mathbf{E}_{loc} = -p_0\, E_{loc} \cos\theta$ et les dipôles tendent à s'aligner avec le champ E_{loc} (W est minimal quand $\mathbf{p}_0$ est parallèle et de même sens que $\mathbf{E}_{loc}$) mais l'agitation thermique détruit cette orientation. Toutefois, le champ électrique exerce une force de rappel et, en moyenne, il y a alignement et donc un moment résultant $\mathbf{P}$ par unité de volume (figure 6).

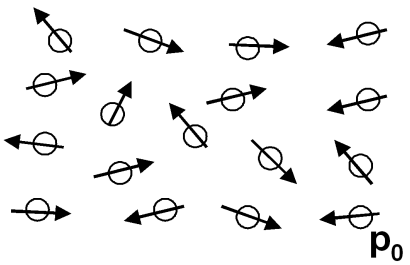

Figure 5

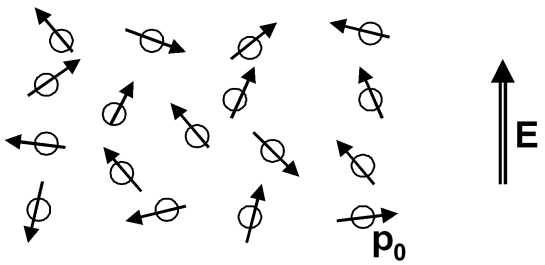

Figure 6

3.1. Equation de Langevin

Considérons les dipôles dont l'angle avec le champ électrique est compris entre θ et $\theta + \mathrm{d}\theta$. Tous ces dipôles possèdent une énergie :

$$W = -\mathbf{p}_0 \,.\, \mathbf{E}_{loc} = -p_0\, E_{loc} \cos\theta \tag{9}$$

On montre en physique statistique que le nombre de ces dipôles par unité de volume (faisant un angle entre θ et θ + dθ) est donné par :

$$\mathrm{d}N = \mathrm{C}\ \exp\Big(-\frac{W}{k_B T}\Big)\mathrm{d}\Omega \tag{10}$$

$k_B = 1,381\ 10^{-23} J/K$ est la constatnte de Boltzmann.
$\mathrm{d}\Omega = 2\pi\ \sin\theta\,\mathrm{d}\theta$ est l'angle solide correspondant à dθ.
"C" est une constante de normalisation que l'on déterminera comme suit. Si N est le nombre total de molécule par unité de volume, on a :

$$N = \int \mathrm{d}N = C\int \exp\Big(-\frac{W}{k_B T}\Big)\mathrm{d}\Omega \Longrightarrow C = \frac{N}{\displaystyle\int \exp\Big(-\frac{W}{k_B T}\Big)\mathrm{d}\Omega} \tag{11}$$

La composante totale, dans la direction du champ $\mathbf{E}_{loc}$, du moment dipolaire de toutes les molécules dont le moment $\mathbf{p}_0$ fait un angle compris entre θ et θ + dθ avec le champ est égal à :

$$\mathrm{d}P = p_0\,\mathrm{d}N\ \cos\theta = \frac{N\,p_0\ \exp(u\ \cos\theta)\ \ \sin\theta\cos\theta\ \mathrm{d}\theta}{\displaystyle\int \exp(u\ \cos\theta)\ \sin\theta\,\mathrm{d}\theta} \tag{12}$$

où nous avons posé $u = \dfrac{p_0\,E_{loc}}{k_B\,T}$.

Le moment dipolaire total $\mathbf{P}$ par unité de volume (ou vecteur polarisation) s'obtient en intégrant entre $\theta = 0$ et $\theta = \pi$:

$$\begin{aligned}
P &= N\,p_0 \frac{\displaystyle\int_0^{\pi} \exp(u\ \cos\theta)\ \ \sin\theta\cos\theta\ \mathrm{d}\theta}{\displaystyle\int_0^{\pi} \exp(u\ \cos\theta)\ \sin\theta\,\mathrm{d}\theta} \\
&= \frac{N\,p_0}{u}\frac{\displaystyle\int_{-u}^{u} t\ \exp t\ \mathrm{d}t}{\displaystyle\int_{-u}^{u} \exp t\ \mathrm{d}t} \qquad \text{avec} \quad t = u\ \cos\theta \\
&= N\,p_0\Big(\coth u\ -\ \frac{1}{u}\Big) \\
&= N\,p_0\underbrace{\left(\coth\frac{p_0\,E_{loc}}{k_B T} - \frac{k_B T}{p_0\,E_{loc}}\right)}_{L(u)}
\end{aligned} \tag{13}$$

C'est l'équation de Langevin. $L(u)$ étant la fonction de Langevin.

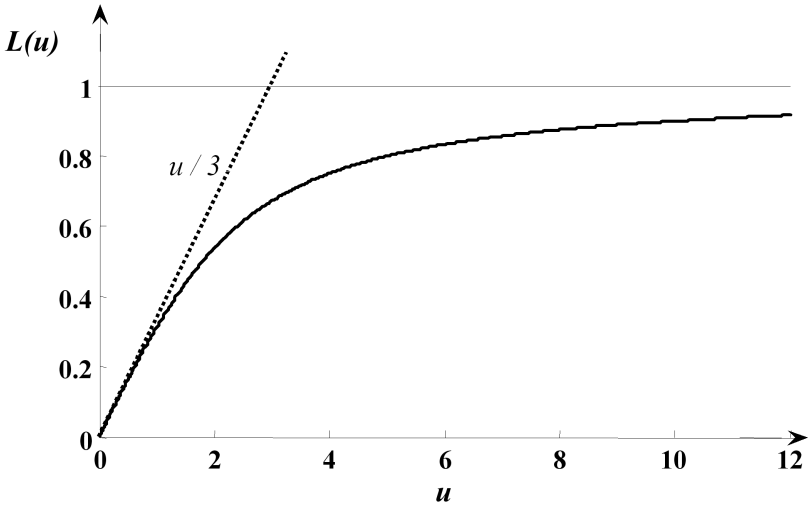

FIGURE 7 : Graphe de la fonction de Langevin

• Pour $u = \dfrac{p_0\, E_{loc}}{k_B T} >> 1$, c'est-à-dire pour **des champs intenses** et **des basses températures**, $P \simeq N\, p_0$. Tous les dipôles sont alignés avec le champ et la polarisation est maximale. En effet, à basses températures l'agitation thermique est réduite et les dipôles s'orientent sans contraintes avec le champ.

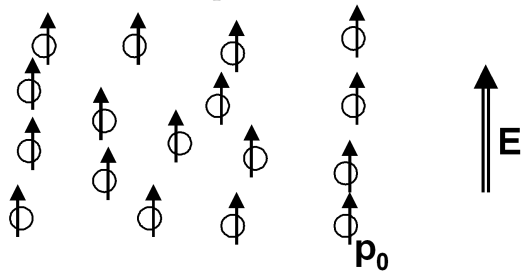

Figure 8

• Pour $u << 1$, c'est le domaine qui présente un intérêt pratique. Il correspond au cas **des hautes températures** (l'ambiante par exemple T=273K).

Pour $T = 298\,K$ par exemple, on a $k_B T \simeq 4\ 10^{-21} J$. Dans le cas d'un moment dipolaire $p_0 \simeq\ 10^{-30}\, Cm^{-1}$, même pour un champ local très intense $E_{loc} \simeq 10^7 V/m$ on a $u = \dfrac{p_0\, E_{loc}}{k_B T} \simeq\ 2\ 10^{-3} << 1$.

Un développement à l'ordre 2 (en u^2) de l'équation de Langevin (13) donne :

$$\begin{aligned} P &\simeq N\, p_0 \left(\frac{2+u^2}{2u\,(1+\frac{u^2}{6})} - \frac{1}{u} \right) \\ &\simeq N\, p_0 \left(\frac{1}{2u} \left(2+u^2\right) \left(1 - \frac{u^2}{6}\right) - \frac{1}{u} \right) \\ &\simeq \frac{N\, p_0}{3} u = \frac{N\, p_0^2}{3 k_B T} E_{loc} \end{aligned} \tag{14}$$

Le résultat important qui découle de l'équation (14) est le suivant :

P est proportionnel à E_{loc} et *le diélectrique est linéaire* pour les hautes températures ($u << 1 \Rightarrow p_0 E_{loc} << k_B T$) où l'effet de l'agitation thermique est omniprésent.

Dans le cas de *gaz diélectriques suffisamment dilués* (sous faible pression), le champ local qui s'exerce sur une molécule est égal au champ macroscopique : $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{loc}$.

D'autre part $P = \varepsilon_0 \chi_e E$ pour les diélectriques ***l.h.i.***. On en déduit pour ces gaz :

$$\chi_e = \varepsilon_r - 1 = \frac{N\, p_0^2}{3\varepsilon_0 k_B T} \tag{15}$$

D'où la susceptibilité électrique χ_e d'un *diélectrique gazeux dilué* est inversement proportionnelle à la température. Rappelons qu'un diélectrique non polaire présente une susceptibilité indépendante de la température.

Remarque

ε_r est une grandeur macroscopique mesurable. De ce fait, l'étude expérimentale en hautes températures de $\varepsilon_r - 1 = f\left(\dfrac{1}{T}\right)$ permet de déterminer à l'aide de l'équation (15) le moment dipolaire "p_0" des molécules. On trace $\varepsilon_r - 1$ en fonction de $\dfrac{1}{T}$. La pente de la droite obtenue vaut $\dfrac{N\, p_0^2}{3\varepsilon_0 k_B}$ ce qui permet de remonter à la valeur de "p_0".

3.2. Equation de Debye

En réalité, dans les diélectriques polaires il y a coexistence des dipôles permanents et des dipôles induits. En combinant les équations (3) et (14) on obtient :

$$\mathbf{P} = N\Big(\alpha + \frac{p_0^2}{3k_B T}\Big)\mathbf{E}_{loc} \quad \text{avec} \quad \mathbf{E}_{loc} = \mathbf{E} + \frac{\mathbf{P}}{3\varepsilon_0}$$

Pour un diélectrique linéaire (***l.h.i.***) on a :

$$\mathbf{E}_{loc} = \Big(\frac{\varepsilon_r + 2}{3}\Big)\mathbf{E} \Longrightarrow \mathbf{P} = \varepsilon_0(\varepsilon_r - 1)\mathbf{E} = N\Big(\alpha + \frac{p_0^2}{3k_B T}\Big)\Big(\frac{\varepsilon_r + 2}{3}\Big)\mathbf{E} \tag{16}$$

Finalement

$$\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = \frac{N}{3\varepsilon_0}\Big(\alpha + \frac{p_0^2}{3k_B T}\Big) \quad \text{C'est l'équation de Debye} \tag{17}$$

Remarque

On a $\dfrac{\rho}{M} = \dfrac{N}{\mathcal{N}_A}$ où ρ est la masse volumique et $\mathcal{N}_A$ et le nombre d'Avogadro. M étant la masse molaire.

L'équation (17) devient :

$$\frac{M}{\rho}\frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} = \frac{\mathcal{N}_A}{3\varepsilon_0}\Big(\alpha + \frac{p_0^2}{3k_B T}\Big) \tag{18}$$

En exploitant l'équation de Debye (18), on peut déterminer à la fois ***la polarisabilité moléculaire*** α et le moment dipolaire permanent p_0. Pour cela, on trace $\dfrac{M}{\rho}\dfrac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2}$ en fonction de $1/T$. La droite obtenue coupe l'axe vertical (des ordonnées) en $\dfrac{\mathcal{N}_A \alpha}{3\varepsilon_0}$. Sa pente vaut $\dfrac{\mathcal{N}_A p_0^2}{3k_B\varepsilon_0}$.

Dans la pratique, l'équation de Debye donne des résultats corrects de α et p_0 pour les gaz (où le coefficient diélectrique ε_r est peu différent de 1) et pour les solutions diluées des molécules polaires dans un solvant non polaire.

4. Polarisation des cristaux solides

Les propriétés électriques des cristaux dépendent de leur structure cristalline ainsi que la nature de leurs constituants. On distingue différents types de cristaux selon les principaux phénomènes électriques qu'ils peuvent présenter.

4.1. Cristaux moléculaires

Il existe deux familles de ces cristaux :

◇ Les cristaux moléculaires non polaires. Ils ont le même comportement que les fluides. La permittivité relative ε_r est indépendante de la température.
Exemple : Benzène à l'état solide : $\varepsilon_r = 2,6$

◇ Les cristaux moléculaires polaires. Dans ce cas, La permittivité relative ε_r dépend de la température (comme il a été mentionné au paragraphe 3.1.).
Exemple : Nitrométhane $\equiv$ $\mathbf{CH_3NO_2}$.

4.2. Cristaux ioniques

Comme nous l'avons déjà signalé au paragraphe 1.3, sous l'action d'un champ électrique extérieur, les ions positifs et négatifs sont déplacés dans des sens opposés et il apparaît une polarisation $\mathbf{P}$. Cette polarisation est d'autant plus marquées si le cristal est facilement déformable (ceci se traduit par une compressibilité plus grande du cristal). Les cristaux cubiques par exemple acquièrent une polarisation colinéaire avec le champ électrique. Citons comme exemple **NaCl**. Si N désigne le nombre d'ions Na^+ ou Cl^- par unité de volume, on a :

$$\mathbf{P} = N\,\alpha\,\mathbf{E}_{loc} \tag{19}$$

Où α est la polarisabilité ionique du cristal.

4.3. Cristaux piézoélectriques

Certains cristaux peuvent acquérir une polarisation sous l'effet d'une contrainte mécanique (compression ou traction). Le cristal est dit *piézoélectrique*. Seuls les cristaux qui n'ont pas de centre de symétrie peuvent être piézoélectriques. Historiquement, la piézoélectricité fut découverte par les frères Curie en 1880.

L'effet inverse existe : un champ électrique peut provoquer des déformations du cristal induisant une polarisation.

Parmi les cristaux les plus connus, nous citons le ***quartz*** : $\mathbf{SiO}_2$ et le ***titanate de baryum*** : $\mathbf{BaTiO}_3$.

Les applications de la piézoélectricité sont nombreuses :

◇ Les cristaux piézoélectriques sont utilisés comme transducteurs dans les microphones (en tant que capteurs électromagnétiques). Actuellement, on utilise les phosphates dihydratés d'ammonium ADP ou de potassium $KDP(KH_2PO_4)$ comme capteurs générateurs ou détecteurs d'ultrasons.

◇ Les cristaux de quartz ont des vibrations propres très peu amorties. Le couplage électromécanique avec ces cristaux permet de produire des oscillations électriques de fréquences très stables. Une application courante est la réalisation des ***montres à quartz*** connues pour leur grandes précision.

◇ les cristaux piézoélectriques permettent aussi de mesurer les intensités des forces et pressions. On peut aussi les utiliser dans les allume-gaz et briquets piézoélectriques.

4.4. Cristaux ferroélectriques

Ces cristaux sont caractérisés par une ***polarisation spontannée*** en absence de tout champ électrique appliqué. Ils présentent une forte permittivité relative ε_r pouvant dépasser 1000.

Le premier ferroélectrique fut découvert en 1672 à la Rochelle (en France) par *de Seignette*. C'est *le sel de Seignette* ou *tartrate double de sodium et de potassium.*

On associe la ferroélectricité à une dissymétrie de la maille cristalline. Pour une température supérieure à T_c (appelée *température critique*), l'agitation thermique rétablit la symétrie et fait disparaitre la ferroélectricité.

Parmi les ferroélectriques les plus connus, citons quelques cristaux déjà évoqués dans le paragraphe ci-dessus :

◇ Le titanate de baryum $\mathbf{BaTiO}_3$. La permittivité relative ε_r atteint plusieurs milliers, d'où l'utilisation de ce cristal dans les condensateurs pour obtenir de grandes capacités sous faible volume.

◇ Les phosphates dihydratés d'ammonium ADP.

Remarque : *Hystérésis diélectrique*

Pour les corps ferroélectriques, l'étude de la polarisation $\mathbf{P}$ en fonction du champ électrique appliqué $\mathbf{E}$ montre que la polarisation ne varie pas linéairement avec $\mathbf{E}$. Si on fait varier lentement $\mathbf{E}$ entre deux valeurs opposées (plusieurs aller-retour), on obtient un diagramme ($\mathbf{P}$, $\mathbf{E}$) tout à fait comparable au cycle d'hystérésis des corps ferromagnétiques (que nous étudierons au chapitre 3).

Cette analogie avec les corps ferromagnétiques (voir chapitre 3) est à l'origine de la dénomination "ferroélectrique".

En diminuant E à partir d'un point correspondant à une polarisation P, la courbe ne repasse pas par 0 et il subsiste une polarisation. Ainsi, pour $E = 0$ on a $P = P_r$ où P_r est appelée polarisation rémanente.

Pour $E = E_c$, appelé champ coercitif, la polarisation s'annule.

Dans les corps ferroélectriques, on admet que la polarisation n'est pas uniforme mais se présente sous forme de domaines polarisés différemment au sein du cristal ferroélectrique.