Facteur de pertes

L'échauffement

Considérons un isolant imparfait (avec conductivité non nulle) soumis à une tension U_o. Pour supporter cette tension, son épaisseur doit être d, que l'on peut considérer, en première approximation, comme proportionnelle à U_o :

$$d \propto U_o$$

Les pertes par effet Joule P_J sont proportionnelles au carré de la tension :

$$P_j \propto U_o^2$$

L'échauffement ΔT est proportionnel aux pertes et inversement proportionnel à la masse M de l'isolant (en l'absence de système de refroidissement) :

$$\Delta T \propto \frac{P_J}{M}$$

Enfin la masse est proportionnelle à l'épaisseur :

$$M \propto d$$

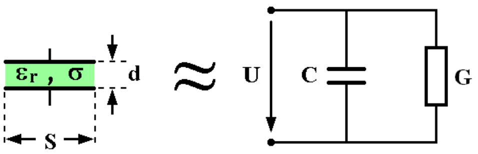
En combinant ces relations, on trouve :

$$\Delta T \propto \frac{P_J}{M} \propto \frac{U_o^2}{M} \propto \frac{U_o^2}{U_o} \propto U_o$$

Ainsi, l'échauffement d'un isolant, dû à sa conductivité, est proportionnel à la tension, ce qui explique pourquoi c'est surtout en haute tension que l'on se préoccupe du facteur de pertes.

Représentation C – G

Représentons un condensateur réel par une capacité C en parallèle avec une conductance G.



On a :

$$C = \varepsilon_r \varepsilon_o \frac{S}{d} \qquad \text{[F]} \qquad (1)$$

$$G = \sigma \frac{S}{d} \qquad \text{[S]} \qquad (2)$$

Les courants dans les branches sont donnés par :

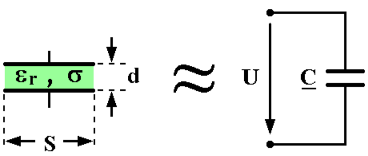
$$\underline{I}_C = U \cdot j\omega C \qquad \text{[A]} \qquad (3)$$

$$\underline{I}_G = U \cdot G \qquad \text{[A]} \qquad (4)$$

$$\Rightarrow \quad \boxed{\operatorname{tg}\delta = \frac{|\underline{I}_G|}{|\underline{I}_C|} = \frac{G}{\omega C} = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_r \varepsilon_o}} \qquad \text{[-]} \qquad (5)$$

Quant au courant total, il vaut :

$$\underline{I}_{tot} = \underline{I}_G + \underline{I}_C = U \frac{S}{d} \ \sigma + j\omega\varepsilon_o\varepsilon_r \qquad \text{[A]} \qquad (6)$$



Représentation par une capacité complexe

Représentons un condensateur réel par une capacité $\underline{C}$ complexe, due à une permittivité relative complexe exprimée par :

$$\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon' - j\varepsilon'' \qquad \text{[-]} \qquad (7)$$

$$\Rightarrow \quad \underline{C} = \varepsilon_o (\varepsilon' - j\varepsilon'') \frac{S}{d} \qquad \text{[F]} \qquad (8)$$

Le courant vaut :

$$\underline{I} = U \cdot j\omega \underline{C} = U \cdot j\omega \varepsilon_o (\varepsilon' - j\varepsilon'') \frac{S}{d} \qquad \text{[A]} \qquad (9)$$

$$\Rightarrow \quad \underline{I} = U \frac{S}{d} (\omega \varepsilon_o \varepsilon'' + j\omega \varepsilon_o \varepsilon') \qquad \text{[A]} \qquad (10)$$

En identifiant cette dernière relation avec (6), on voit que ε' correspond à la permittivité relative classique ε_r (partie imaginaire) :

$$\varepsilon' \equiv \varepsilon_r \qquad \text{[-]} \qquad (11)$$

Quant à la partie réelle, elle donne par identification :

$$\sigma \equiv \omega \varepsilon_o \varepsilon'' \qquad [\text{S m}^{-1}] \qquad (12)$$

$$\Rightarrow \quad \varepsilon'' \equiv \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_o} \qquad \text{[A]} \qquad (13)$$

La relation (5) devient :

$$\boxed{\operatorname{tg}\delta = \frac{\varepsilon''(\omega)}{\varepsilon'(\omega)}} \qquad \text{[-]} \qquad (14)$$

Les parties réelles et imaginaires de la permittivité sont effectivement dépendantes de la fréquence du champ électrique appliqué.