

République Algérienne Démocratique et Populaire

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère De l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie d'Oran- Mohamed Boudiaf



Faculté des Sciences
Département de Physique



Spécialité : *Physique*

Option : *Propriétés Electronique des matériaux*

THESE

Présenté par

Mr HARROUZ Omar

Pour l'obtention du diplôme de Magister en physique

Thème

**Analyse de la relaxation dans les espèces végétales à
différente températures à partir des spectres**

**SOUTENUE LE / / 2012, ...H, salle de conférence du
département de physique**

Devant la commission d'examen composée de :

Président	Mr. BOUAMRANE Rachid	Professeur	U.S.T.O.M.B
Rapporteur	Mr. ZEKRI Nouredine	Professeur	U.S.T.O.M.B
Examineur	Mme. HAMDACHE Fatima	Professeur	U.S.T.O.M.B
Examineur	Mr. ZEKRI Lotfi	M C A	U.S.T.O.M.B

Le public est cordialement invité

Année universitaire : 2011/2012

Remerciements

*Je remercie **ALLAH** de m'avoir donné le courage, la volonté, et la patience de pouvoir terminer cette thèse.*

*Ce travail de thèse a été réalisé au laboratoire d'études physique des matériaux de l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran -Mohamed Boudiaf-(LEPM) dirigé par Monsieur le Professeur **Nouredine ZEKRI**.*

*En tout premier lieu je tiens à remercier le professeur **Nouridine ZEKRI** qui m'a formé pendant ma thèse. Sans lui ce travail n'aurait pas été possible. Il m'a beaucoup soutenu et conseillé tout au long de ces dernières années de recherche. Merci beaucoup pour la confiance que tu m'as accordée ainsi que pour tes encouragements qui m'ont aidée à mener à bien mes projets.*

*J'adresse mes remerciements les plus vifs aux membres de jury : le professeur **BOUAMRANE Rachid** d'avoir accepté de présider ce jury, ainsi que Mme. **HAMDACHE Fatima** et Mr. **ZEKRI Lotfi** que je remercie pour l'intérêt qu'ils portent à mes travaux en acceptant de faire partie du jury.*

*Je remercie chaleureusement mes enseignants et les membres de l'équipe du laboratoire(L.E.P.M) pour leur accueil et soutien permanent. Sans oubliée mes collègues du laboratoire(surtout **KHELLOUFI Khadija**) pour tous les moments agréables partagés ensemble.*

Enfin, je tiens à exprimer ma très profonde reconnaissance et ma gratitude vont aussi à mes chers parents, mes sœurs et frères, à toute ma famille, à mes amis et tous ceux qui d'une manière ou d'une autre ont contribué à ce travail.

Table des matières

Introduction générale

Chapitre I - Propriété diélectrique des matériaux composites

I.1- Introduction	1
I.2- Propriétés diélectriques des matériaux	2
I.3-Relaxation diélectrique	9
I.4- Spectroscopie d'impédance	19
I.5-La théorie de percolation	25
Conclusion	30

Chapitre II - Structure d'une feuille de végétation

II-1-Introduction	33
II-2-Anatomie de la feuille	33
II-3-Cellule végétale	35
II-4-Modélisation d'un tissu végétal par un circuit électrique	36
II-5-Schéma électrique équivalent général	37
II-6-Schéma électrique équivalent (Zhang et all)	38
II-7- le model	40
Conclusion	40

Chapitre III- méthode de calcul

III-1-Introduction	42
III-2) Méthode de calcul	42
III-3) Le programme de simulation	48
Conclusion	55

Chapitre IV- Modélisation diélectrique d'un système à dispersion de membranes

IV-1-Introduction	58
IV-2-simulation	58
IV-3- Les résultats et discussions	59
Conclusion	71

Chapitre V- la partie expérimentale

V-1-Introduction	73
V-2-Présentation de la végétation utilisée	74
V-3-Présentation de l'impédance-mètre alpha A10	75
V-4-L'étude expérimentale d'une Feuille de Laurier	78
V-5-L'étude expérimentale d'une Feuille d'olivier	81
Conclusion	84
Conclusion générale	86

Introduction général

Introduction général

La propagation d'un incendie est déterminée par des facteurs naturels, comme le vent qui modifie la direction du feu et transporte des particules incandescentes, le relief qui conditionne la vitesse de propagation en inclinant plus ou moins les flammes par rapport au sol, et enfin la structure et la composition de la végétation qui vont influencer la combustibilité.

Sur ce dernier point, le scientifique peut intervenir pour améliorer et créer des outils d'aide à la décision grâce à une meilleure connaissance des mécanismes chimiques de propagation du feu.

L'objet de ce mémoire est d'étudier la relaxation à travers une analyse des spectres diélectriques obtenus par simulation et expérimentalement sur des espèces végétales à différentes températures (entre 20° et 400°), les résultats obtenus permettant de caractériser la végétation et d'étudier la teneur en eau des végétaux pendant leur dégradation thermique à fin de déduire des paramètres comme l'énergie d'activation et les conditions d'inflammabilité.

Dans le premier chapitre de cette thèse, nous commençons par une étude théorique des propriétés principales des matériaux conducteurs et diélectriques et leurs comportements fréquentiels, suivi par une brève description de la relaxation diélectrique, la spectroscopie d'impédance et la théorie de percolation avec les grandeurs caractéristiques essentielles.

Le deuxième chapitre est consacré à une présentation des propriétés principales des matériaux qui constitue le tissu végétal on s'appuyant sur l'anatomie d'une feuille de végétation et les différents modèles électriques et notamment le modèle que nous utilisons pour représenter les propriétés électriques d'un tissu végétal.

Dans le troisième chapitre on présente les différentes méthodes utilisées pour le calcul numérique des grandeurs physiques caractérisant les systèmes étudiés, et qui servent à la simulation de la réponse en fréquence des matériaux composites, nous décrivons surtout notre Modélisation qui présente un système à dispersion de membranes.

Introduction général

L'avant dernier chapitre est consacré à exposer les différents résultats de simulation obtenus pour différentes concentrations et différents modes de remplissage et le comportement de la conductivité du système pour des fréquences proches de DC afin d'examiner la transition non conducteur/conducteur lorsque la fréquence devient non nulle (percolation) puis l'étude du comportement des spectres diélectriques et notamment le diagramme ϵ' et ϵ'' .

Dans le dernier chapitre on expose les résultats obtenus après une tentative d'une validation expérimentale en utilisant l'impédance-mètre alpha A10 pour mesurer le spectre d'une feuille de laurier à différents taux d'humidité (sèche- demi sèche- verte) et différentes fréquences puis une feuille d'olivier pour différentes fréquences et différentes températures (ambiante -100°-150°).

I.1) Introduction :

Un matériau composite est un mélange constitué de deux ou plusieurs composants de propriétés différents, le succès des matériaux composites provient de la possibilité d'obtenir des propriétés remarquablement supérieures aux caractéristiques des matériaux constituantes.

La caractéristique effective d'un matériau composite ne dépend pas seulement des propriétés physiques de ses constituants, mais elle est également déterminée par la micro géométrie d'un tel système hétérogène.

La réponse d'un matériau homogène à une excitation électromagnétique fait appel trois paramètres : la permittivité électrique (ϵ), la conductivité électrique (σ) et la perméabilité magnétique (μ). Ces grandeurs peuvent dépendre de la fréquence, dans ce cas, elles sont complexes.

En réponse à une excitation électromagnétique, deux types de phénomènes physiques peuvent avoir lieu dans le matériau :

- **Des phénomènes de transport** : concernant le déplacement de charges libres sous l'action d'un champ électrique.
- **Des phénomènes de polarisation** : concernent les charges liées qui présentent un moment dipolaire permanent ou induit.

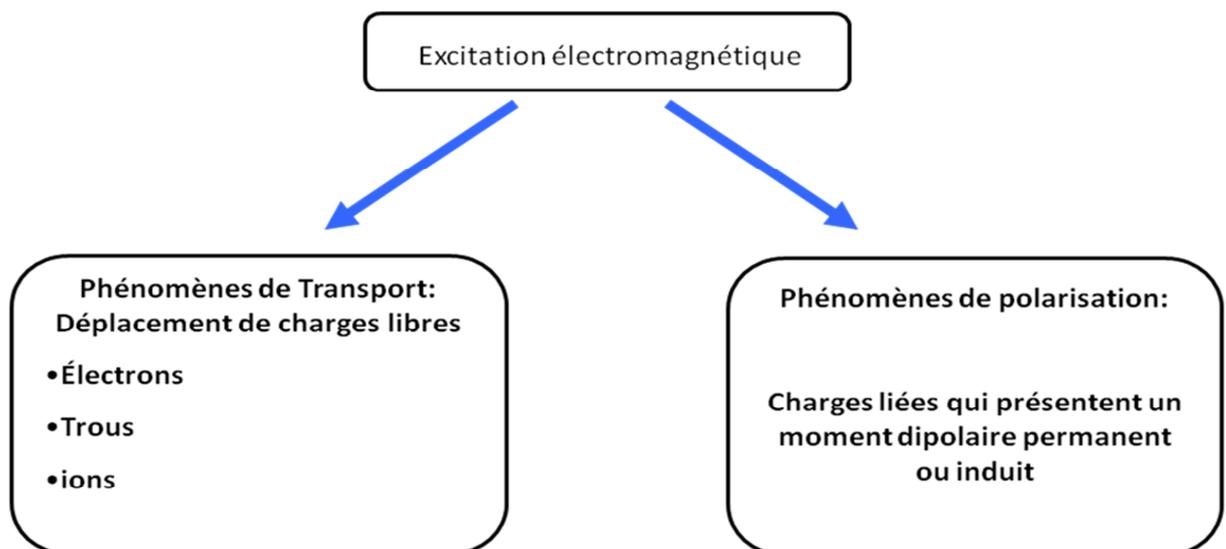


Figure I.1- La réponse d'un matériau homogène à une excitation électromagnétique

I.2) Propriétés diélectriques des matériaux

Un matériau composite est l'assemblage de deux ou plusieurs matériaux, l'assemblage final ayant des propriétés supérieures aux propriétés de chacun des matériaux constitutifs.

I.2-1) les métaux :

Les métaux (conducteurs) sont des matériaux dont les électrons libres sont en très grand nombre, puisqu'on compte couramment un électron libre par atome.

La plupart des métaux satisfont à l'hypothèse statistique de Fermi-Dirac, mais d'autres corps, tels que des semi-conducteurs fortement dopés, peuvent aussi les vérifier et font partie de la catégorie des conducteurs non métalliques.

Sachant que la conductivité dans le même matériau dépend de façon importante de la nature cristalline, de la pureté et de la température ce qui implique que la précédente l'hypothèse demeure n'est pas claire.

En fait, la véritable anomalie réside dans les mécanismes mis en jeu dans la conduction électrique. Ces mécanismes proviennent du fait que dans un conducteur les charges mobiles ne sont pas totalement libres, car elles interagissent entre elles et avec les charges fixes qui composent le matériau.

Le modèle de Drude permet de confirmer certains résultats expérimentaux.

Pour des fréquences de l'ordre de 100THz la conductivité électrique s'écrit:

$$\vec{j} = \frac{\sigma_{st}}{1 + i\omega\tau} \vec{E} \quad (\text{I.1})$$

σ_{st} : La conductance statique et τ le temps de relaxation du système.

E : le champ électrique ,

I.2-2) Réponse en fréquence d'un conducteur :

La propagation électromagnétique étant régie par les équations de Maxwell :

Quatre quantités vectorielles décrivent les phénomènes électromagnétiques :

- 1) le champ électrique E (volts par mètre)
- 2) l'induction électrique D (coulombs par mètre carré)

Chapitre I : Propriété diélectriques des matériaux composites

- 3) le champ magnétique H (ampères par mètre)
- 4) l'induction magnétique B(Tesla)

Ces vecteurs sont dépendants et pour un milieu diélectrique à pertes, de permittivité complexe $\tilde{\epsilon}$ (pour le vide $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi \cdot 10^9} F/m$) et de perméabilité magnétique complexe $\tilde{\mu}$ (pour le vide $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} H/m$) ils sont liés par les relations suivantes :

$$\vec{D} = \tilde{\epsilon} \vec{E} \quad (\text{I.2})$$

$$\vec{B} = \tilde{\mu} \vec{H} \quad (\text{I.3})$$

Les équations de Maxwell, dont les champs électromagnétiques sont solutions, s'écrivent sous forme temporelle en tenant compte des équations:

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\tilde{\mu} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{I.4})$$

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{J} + \tilde{\epsilon} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{I.5})$$

$$\text{div} \vec{D} = \rho_e \quad (\text{I.6})$$

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (\text{I.7})$$

où : \vec{J} est le vecteur densité de courant.

ρ_e est la densité de charges électriques libres (C/m³)

Les équations fondamentales résultent respectivement de la relation de Maxwell-Faraday et de la relation de Maxwell-Ampère. Les deux équations en divergence (I.6) et (I.7) représentent respectivement le théorème de Gauss et la caractéristique de l'induction magnétique (soumise à l'impossibilité de l'existence de charges magnétiques libres).

Chapitre I : Propriété diélectriques des matériaux composites

En utilisant la transformée de Fourier des équations précédentes et en remplaçant la densité de courant par la loi d'Ohm et en posant $\vec{D}(\omega) = \epsilon_0 \epsilon(\omega) \vec{E}$, on obtient la conductivité $\tilde{\sigma}$ en fréquence qui dépend de celle statique σ

$$\tilde{\sigma} = \sigma - j\omega\epsilon_0\epsilon = -j\omega\epsilon_0\tilde{\epsilon} \quad (\text{I.8})$$

Qui relie la conductivité électrique en fréquence à la permittivité diélectrique du matériau. Ainsi avec des mesures électriques en fréquence de l'admittance (ou l'impédance) on déduit la permittivité. Cette permittivité est complexe dans un métal.

Pour le modèle de l'oscillateur harmonique, la polarisation électronique dépend du déplacement de la charge effective : $p = e^* s$

Le déplacement s obéit à un mouvement de l'oscillateur harmonique :

$$\ddot{s} + \gamma \dot{s} = -\omega_0^2 s + \frac{e^*}{v} E \quad (\text{I.9})$$

γ : La constant d'amortissement (qui décrit la durée de vie finie des ondes normaux de vibration), v : La masse réduite de l'ion.

ω_0 : La fréquence de résonance de l'oscillateur harmonique.

La polarisation P s'écrit :

$$P = \frac{N}{V} e^* s + \epsilon_0 \frac{N}{V} \alpha E \quad (\text{I.10})$$

N : le nombre de particules

V : le volume occupé

α : est la polarisabilité électronique.

Chapitre I : Propriété diélectriques des matériaux composites

En appliquant la transformée de Fourier et en remarquant que $P = \epsilon_0 (\epsilon - 1)E$ on déduit l'expression de la permittivité:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\omega_0^2 (\epsilon_{st} - \epsilon_\infty)}{\omega_0^2 - \omega^2 - j\omega\gamma} \quad (\text{I.11})$$

avec ϵ_∞ et ϵ_{st} les valeurs de la permittivité diélectrique respectivement aux fréquences infinie et nulle. Dans cette équation ω_0 est la fréquence plasmon et correspond aux modes transverses alors que l'amortissement γ est directement relié au temps de relaxation.

Selon la valeur de la fréquence on peut distinguer trois domaines :

$\vec{j} = \sigma \vec{E}$	$\vec{j} = \frac{\sigma}{1+i\omega\tau} \vec{E}$	
Domaine de Conduction $\omega \ll \frac{1}{\tau}$	Domaine de Relaxation $\frac{1}{\tau} < \omega < \omega_p$	Domaine de Transmission $\omega_p \ll \omega$
Effet de peau classique $\epsilon'' \ll \epsilon'$	Effet de peau anormale $\epsilon' < 0$	Transparence à l'onde $\epsilon'' < \epsilon' $; $\epsilon' \approx \epsilon' $

I.2-2-1) Domaine de conduction : ($\omega \ll 1/\tau$)

La fréquence de plasmon est de l'ordre de $3 \times 10^{15} \text{ Hz}$, ce domaine qui s'étend jusqu'à l'infrarouge lointain est appelé domaine de l'effet de peau classique. Dans le cas où la partie imaginaire de ϵ est très grande devant le module de la partie réelle ($\epsilon'' \gg \epsilon'$ ou $\sigma \gg \omega\epsilon$), et pour des gammes de fréquence supérieures au tétra hertz l'équation précédente de *Drude* se réduit à a loi d'Ohm.

I.2-2-2) Domaine de relaxation : ($1/\tau \ll \omega < \omega_p$)

Dans cet intervalle ϵ' est négatif. Le comportement du conducteur est analogue à celui d'un plasma sans pertes (les collisions sont négligeables). L'onde incidente sur le métal est réfléchié comme le serait une radioélectrique par un gaz

ionisé à une fréquence inférieure à la fréquence plasmon. Ce domaine de relaxation peut être le siège d'un phénomène appelé effet de peau anomal. Ce phénomène se produit quand la profondeur de pénétration de l'onde est très inférieure à sa longueur. Cet effet de peau anomal diminue la conductivité électrique du matériau.

I.2-2-3) Domaine de transmission ($\omega \gg \omega_p$)

Dans ce cas, la fréquence de collision τ^{-1} est inférieure à la fréquence de l'onde incidente. La partie réelle de la permittivité se réduit à ϵ_∞ alors que sa partie imaginaire devient très faible. Le conducteur se comporte comme un diélectrique, il est donc transparent à l'onde. Dans cette situation, le métal peut alors être utilisé dans la gamme de l'ultraviolet notamment pour la réalisation de lentilles ou de filtres

I.2-3) Les diélectriques

Un diélectrique: est une substance dont la propriété électromagnétique fondamentale est d'être Polarisable par un champ électrique, autrement dit, Un isolant est une substance qui a une conductivité électrique suffisamment faible pour être utilisée afin de séparer des pièces conductrices portées à des potentiels différents.

Isolant = diélectrique

I.2-3-1) Réponse en fréquence d'un diélectrique :

Sous l'action d'un champ électrique, un milieu diélectrique homogène et isotrope, supposé sans charges de conduction, acquiert une polarisation \vec{P} , définie comme étant le moment dipolaire par unité de volume:

$$\vec{P} = \frac{d\vec{m}}{dV} \quad \text{Avec} \quad \vec{m} = \sum_{i=1}^N q_i \vec{r}_i \quad (\text{I.12})$$

\vec{m} : est le moment dipolaire, N : le nombre de dipôles.

q_i Et \vec{r}_i sont les charges et leurs coordonnées respectives.

De manière générale, le théorème de Gauss s'écrit sous sa forme locale :

$$\operatorname{div} \vec{E} = \rho / \varepsilon_0 \quad (\text{I.13})$$

ρ : la distribution volumique de charges

\vec{E} : le champ électrique à l'intérieur du matériau.

I.2-3-2) susceptibilité

Comme un diélectrique est assimilable à la superposition d'une distribution volumique de densité et d'une distribution surfacique de charges dans un milieu.

on définit alors le vecteur induction électrique D par la relation :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (\text{I.14})$$

Le vecteur D est parfois aussi appelé vecteur excitation ou déplacement électrique dans le vide, ou la polarisation est nulle

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} \quad (\text{I.15})$$

Le vecteur de polarisation \vec{P} n'est pas indépendant du champ \vec{E} à l'intérieur du milieu. Dans de très nombreux matériaux, dits linéaires et isotropes, l'expérience montre que \vec{P} est colinéaire et proportionnel à \vec{E} .

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \chi \vec{E} = \varepsilon_0 \chi_r \vec{E} \\ \chi &= \varepsilon_0 \chi_r \end{aligned} \quad (\text{I.16})$$

χ et χ_r sont respectivement les susceptibilités absolue et relative du milieu.

La vectrice induction et polarisation s'écrivent alors

$$D = \varepsilon_0 (1 + \chi_r) E \quad (\text{I.17})$$

Et
$$P = (\varepsilon - \varepsilon_0) E \quad (\text{I.18})$$

I.2-3-3) Pertes diélectriques:

La densité de courant J est toujours la somme des densités du courant de conduction $\sigma \cdot E(t)$ et du courant de déplacement

$$J(t) = \sigma E(t) + \frac{dD(t)}{dt} \quad (\text{I.19})$$

Où σ est la conductivité correspondante aux courants de conduction

L'utilisation de la transformé de Fourier donne

$$\underline{J}(\omega) = \sigma E(\omega) + j\omega D(\omega) \quad (\text{I.20})$$

D'où :

$$\underline{J}(\omega) = (\sigma + j\omega \epsilon) E(\omega) \quad (\text{I.21})$$

$$\underline{J}(\omega) = (\sigma + \epsilon_0 \omega \epsilon'_r(\omega) + j\omega \epsilon_0 \epsilon''_r(\omega)) E(\omega) \quad (\text{I.22})$$

La composante de $J(\omega)$ en phase avec le champ $E(\omega)$ est à l'origine des pertes, produites par les phénomènes de conduction et d'absorption, la composante $\epsilon''(\omega)$ de la permittivité traduit le phénomène de pertes diélectrique

Si on le considère que les pertes diélectriques en négligeant la conduction on a la relation suivante :

$$\text{Tg } \delta = \frac{\epsilon''_r}{\epsilon'_r} \quad (\text{I.23})$$

Où ϵ''_r est l'indice de pertes et δ l'angle de pertes.

en pratique il n'est pas possible de s'affranchir des pertes par conduction, dans ce cas on a

$$\text{Tg } \delta = \frac{\epsilon''_r(\omega) + (\sigma / \omega \epsilon_0)}{\epsilon'_r(\omega)} \quad (\text{I.24})$$

I -3-Relaxation diélectrique

I -3-1. Mécanismes de la polarisation

La polarisation totale \mathbf{P} d'un matériau peut survenir à plusieurs échelles, elle résulte de la polarisation électronique \mathbf{P}_e , atomique \mathbf{P}_{at} , d'orientation \mathbf{P}_{or} et interfaciale \mathbf{P}_{int} :

$$P = P_e + P_{at} + P_{or} + P_{int} \quad (\text{I.25})$$

I -3-1.a-La polarisation électronique \mathbf{P}_e :

Elle est due au déplacement et à la déformation du nuage électronique d'un atome ou d'un ion, résultant en la formation d'un dipôle induit figure (I.2).

Lorsque le champ électrique appliqué est sinusoïdal de pulsation ω , le nuage électronique se comporte comme un oscillateur forcé ayant une pulsation propre située dans le domaine du visible et de l'ultraviolet.

I -3-1.b -La polarisation atomique ou ionique \mathbf{P}_{at} :

Cette polarisation concerne les déplacements des atomes ou des ions par rapport à leurs positions d'équilibre dans le milieu auquel ils appartiennent (molécule ou réseau cristallin).

Elle est d'autant plus marquée que la liaison présente un caractère ionique. La distance inter-ionique change et un dipôle induit apparaît. C'est pour cette raison qu'elle est absente dans les liaisons covalentes.

I -3-1.c -La polarisation d'orientation ou dipolaire \mathbf{P}_{or} :

Elle concerne les structures atomiques ou moléculaires possédant un moment dipolaire permanent, comme H_2O ou HCl . Elle est due à l'alignement des dipôles permanents existants suivant la direction du champ appliqué (figure (I.2)).

I -3-1.d -La polarisation interfaciale Pint:

Un matériau hétérogène est généralement constitué par des zones ayant des propriétés diélectriques et de conduction différentes. Les interfaces entre ces zones sont des lieux de concentrations de charges et de défauts (impuretés, lacunes, ...).

En absence de champ électrique, les charges sont dispersées uniformément dans chaque région. Lorsqu'on applique un champ électrique, une accumulation de ces charges peut se produire aux interfaces et donner lieu à une polarisation interfaciale. Ce type de polarisation a été étudié pour la 1ère fois par Maxwell en étudiant un système formé par deux couches de deux matériaux différents. Ensuite, il a été étudié par Wagner en considérant des sphères conductrices dispersées dans un milieu isolant. Et enfin, par Sillars qui a généralisé l'étude et a démontré l'effet de la forme des inclusions.

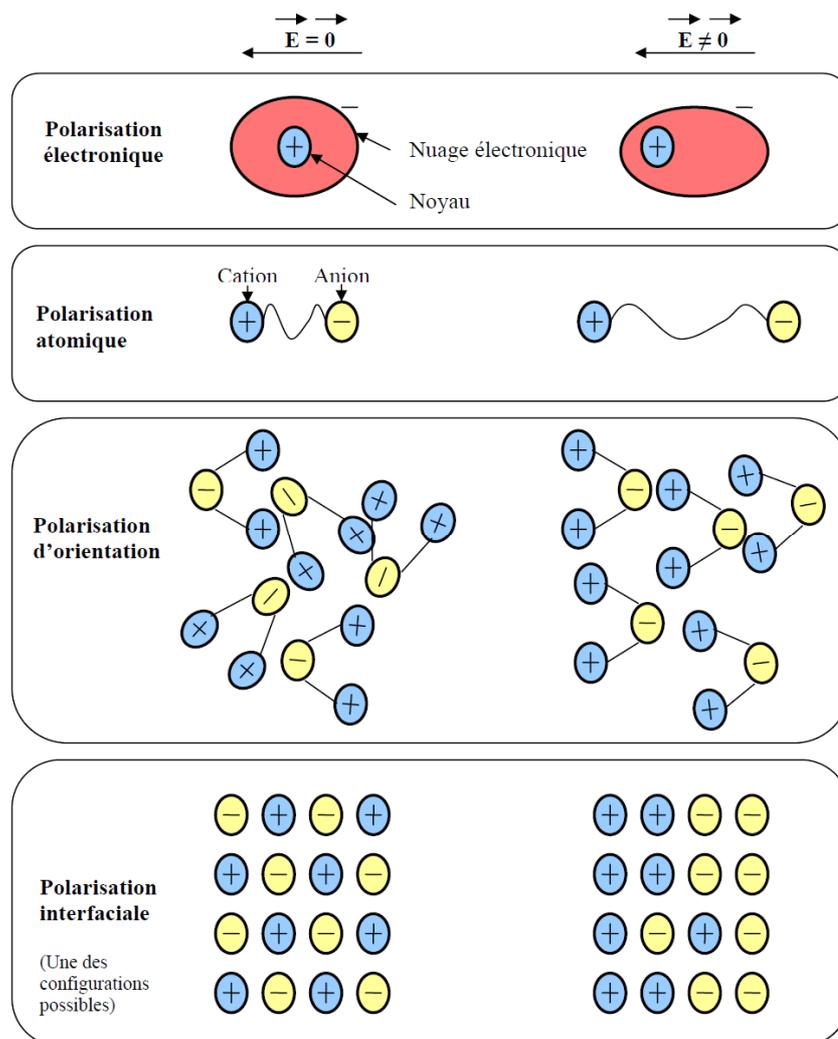


Figure I.2-les différents types de polarisation

Chacun de ces mécanismes de polarisation peut être associée une constante de temps traduisant le temps de réponse à l'alignement des dipôles. Ainsi, l'absorption d'énergie liée à un mécanisme particulier de polarisation, varie en fonction de la fréquence dorénavant du champ électrique appliqué. Autour d'une certaine fréquence spécifique au type de polarisation considéré, le milieu absorbe le maximum de l'énergie électrique de l'excitation et la restitue généralement sous forme de chaleur (pertes par frottements). On parle alors de phénomène de relaxation.

I -3-2-Mécanismes de la relaxation

Une relaxation peut être détectée en observant le comportement de la partie réelle ϵ' et de la partie imaginaire ϵ'' de la permittivité complexe en fonction de la fréquence

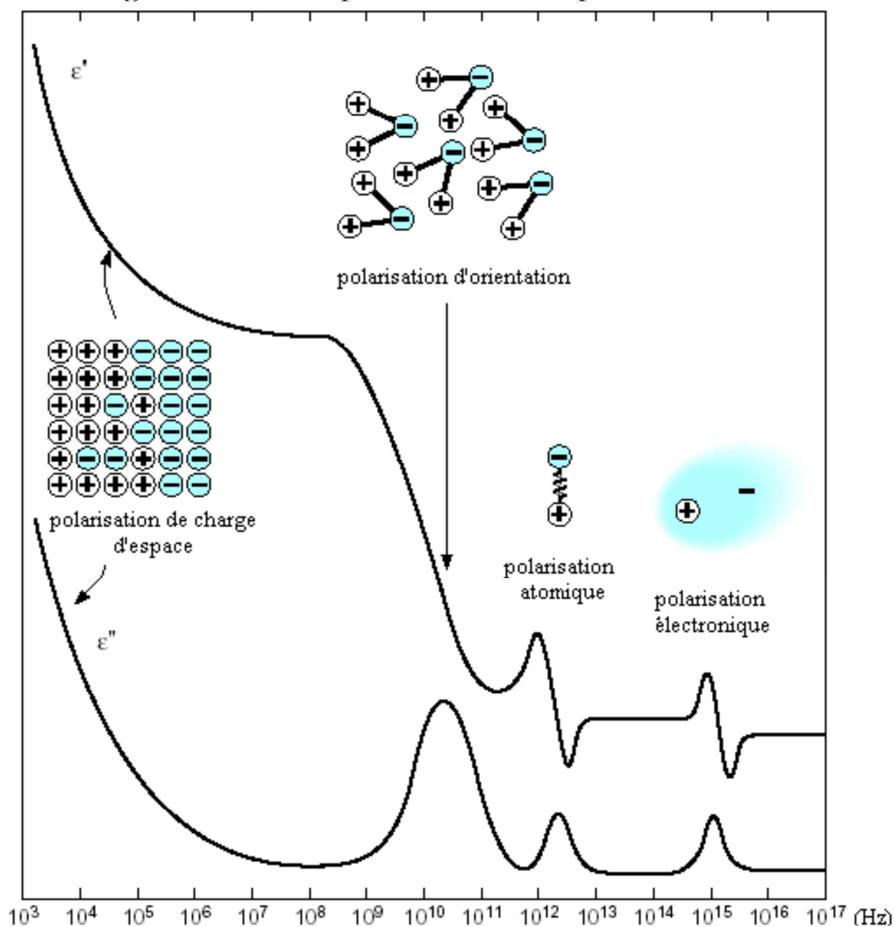


Figure I.3-Variation de la partie réelle ϵ' et imaginaire ϵ'' de la permittivité en fonction de la fréquence.

Elle se manifeste par une augmentation de la partie imaginaire, traduisant des pertes plus importantes ainsi qu'une réduction de la partie réelle.

I -3-3. Modèles de la relaxation diélectrique

I -3-3-a. Modèle de relaxation de Debye

La relaxation dipolaire au sens de Debye est un processus purement visqueux sans force de rappel élastique, Les expressions de la permittivité diélectrique complexe et de ses parties réelle et imaginaire sont respectivement données par les expressions :

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + i\omega\tau} \quad (I.26)$$

$$\varepsilon'(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (I.27)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (I.28)$$

ω est la pulsation

τ est le temps de relaxation dipolaire

ε_∞ est la constante diélectrique à très haute fréquence

ε_s est la permittivité statique à basse fréquence

On note que ε'' passe par un maximum pour $\omega = \omega_0 = \frac{1}{\tau}$

Alors que ε' subit une inflexion.

Cette fréquence caractéristique correspond au maximum de dissipation de l'énergie dans le matériau. La représentation du spectre diélectrique de Debye est donnée par la figure :

la figure :

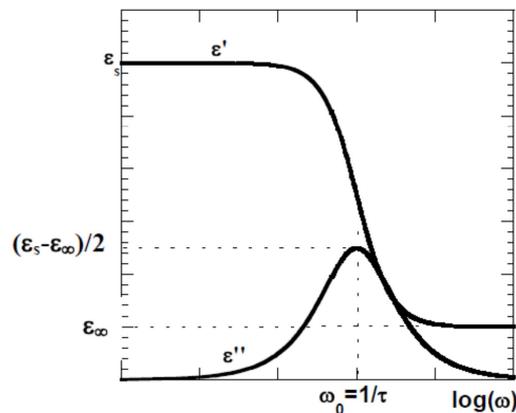


Figure I.4-Spectre diélectrique de relaxation de type Debye.

Des études sur les phénomènes de relaxation diélectrique dans différents types de matériaux solides ont montré que souvent la réponse en régime dynamique d'un grand nombre de matériaux s'éloigne considérablement des prédictions du modèle de Debye.

A cause de l'inhomogénéité et des environnements différents que peuvent avoir les diverses molécules dans ces milieux ; les dipôles ne sont pas équivalents et la constante de temps τ n'est pas unique et doit être définie à l'aide d'une certaine distribution.

I -3-3-b Modèle de Cole-Cole :

L'expression de la permittivité proposée par K.S. Cole et R.H. Cole (1941) est :

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + (i\omega\tau)^\alpha} \quad (\text{I.29})$$

Avec $0 < \alpha < 1$, ce facteur décrit la distribution des temps de relaxation

La décomposition de cette relation en partie réelle et en partie imaginaire est donnée respectivement par les expressions

$$\varepsilon'(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \left[1 + (\omega\tau)^\alpha \cos \frac{\alpha\pi}{2} \right]}{1 + (\omega\tau)^{2\alpha} + 2(\omega\tau)^\alpha \cos \frac{\alpha\pi}{2}} \quad (\text{I.30})$$

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)(\omega\tau)^\alpha \sin \frac{\alpha\pi}{2}}{1 + (\omega\tau)^{2\alpha} + 2(\omega\tau)^\alpha \cos \frac{\alpha\pi}{2}} \quad (\text{I.31})$$

Le diagramme de Cole-Cole d'une telle relaxation est un arc de cercle centré en dessous de l'axe des $\varepsilon'(\omega)$ et le décalage du centre du demi-cercle renseigne sur la valeur du paramètre de distribution α

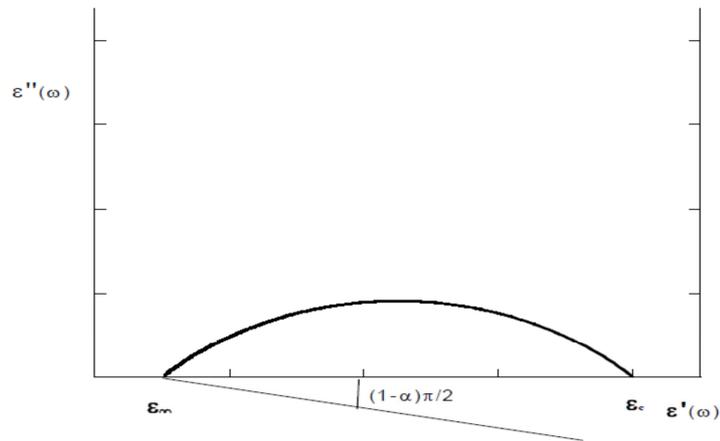


Figure I.5-Diagramme de $\epsilon'' = f(\epsilon')$ d'une relaxation de type Cole-Cole.

I -3-3-d. Modèle de Davidson-Cole :

Davidson et Cole ont proposé pour la permittivité l'expression suivante :

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{(1 + i\omega\tau)^\beta} \quad (\text{I.32})$$

Avec $0 < \beta < 1$, il décrit l'asymétrie de la distribution des temps de relaxation

La décomposition de la permittivité en partie réelle et imaginaire donne :

$$\epsilon'(\omega) = \epsilon_\infty + (\epsilon_s - \epsilon_\infty) \cos(\beta\varphi) \cos(\varphi^\beta) \quad (\text{I.33})$$

$$\epsilon''(\omega) = (\epsilon_s - \epsilon_\infty) \sin(\beta\varphi) \cos(\varphi^\beta) \quad (\text{I.34})$$

Avec La représentation de Davidson-Cole dans le diagramme de Cole-Cole a la forme d'une demi-poire avec un angle d'inclinaison de $\beta\pi/2$ par rapport à la tangente de la courbe :

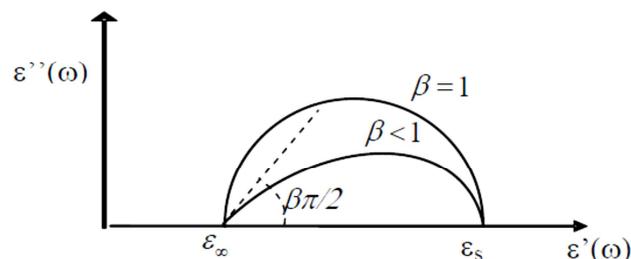


Figure I.6-Diagramme $\epsilon'' = f(\epsilon')$ pour une relaxation de type Davidson-Cole

I -3-3-e. Modèle de Havriliak -Negami :

Une expression plus générale a été proposée par S. Havriliak et S. Negami :

$$\epsilon^*(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{(1 + (i\omega\tau)^\alpha)^\beta} \quad (\text{I.35})$$

Avec $0 < \alpha \leq 1$ et $0 < \beta \leq 1$ qui sont respectivement les paramètres quantifiant la déviation symétrique et asymétrique de la relaxation par rapport à une relaxation de type Debye.

Les expressions de Debye, Cole-Cole et Davidson-Cole sont retrouvées respectivement pour les cas où :

- $\alpha = 1$ et $\beta = 1$: l'expression de Debye.
- $\beta = 1$ et $0 < \alpha < 1$: l'expression de Cole-Cole.
- $\alpha = 1$ et $0 < \beta < 1$: l'expression de Davidson-Cole.

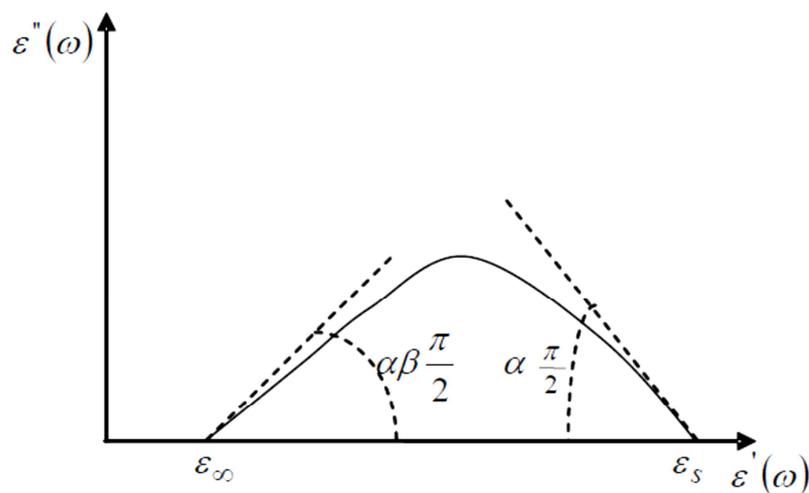


Figure I.7-Diagramme " $\epsilon = f(\epsilon)$ " correspondant au modèle de Havriliak et Negami

I -3-4- Variation du temps de relaxation en fonction de la température

La dépendance en température des temps de relaxation est généralement étudiée par le biais du diagramme d'Arrhenius.

Il est obtenu en traçant la variation de τ dans une échelle semi-logarithmique en fonction de l'inverse de la température

$$\left(\text{Log}(\tau) = f\left(\frac{1}{T}\right) \right) \quad (\text{I.36})$$

On observe généralement deux types de comportements:

I -3-4-a. Comportement de type Arrhenius

La loi d'Arrhenius s'écrit sous la forme de l'expression :

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{E_a}{k_B T}\right) \quad (\text{I.37})$$

k_B : constante de Boltzmann,

τ_0 : temps de relaxation à très haute température

E_a : l'énergie d'activation du processus

Cette loi est décrite par une droite dans le diagramme d'Arrhenius.

E_a et τ_0 sont déterminés à partir de la pente et de la valeur à l'origine.

I -3-4-b. Comportement de type Vogel-Fulcher-Tammann (VFT) :

L'expression de Vogel-Fulcher-Tammann (VFT) décrit une dépendance non linéaire dans le diagramme d'Arrhenius :

$$\tau = \tau_v \exp\left(\frac{DT_v}{T - T_v}\right) \quad (\text{I.38})$$

Avec : D : le paramètre de fragilité

τ_v : temps de relaxation à très haute température

T_v : la température de Vogel.

I -3-5-- Comportement diélectrique de l'eau

Le comportement électrique de l'eau et sa permittivité électrique dépend à la fois de la température, de sa concentration en ions, de la fréquence utilisée et de son état physique

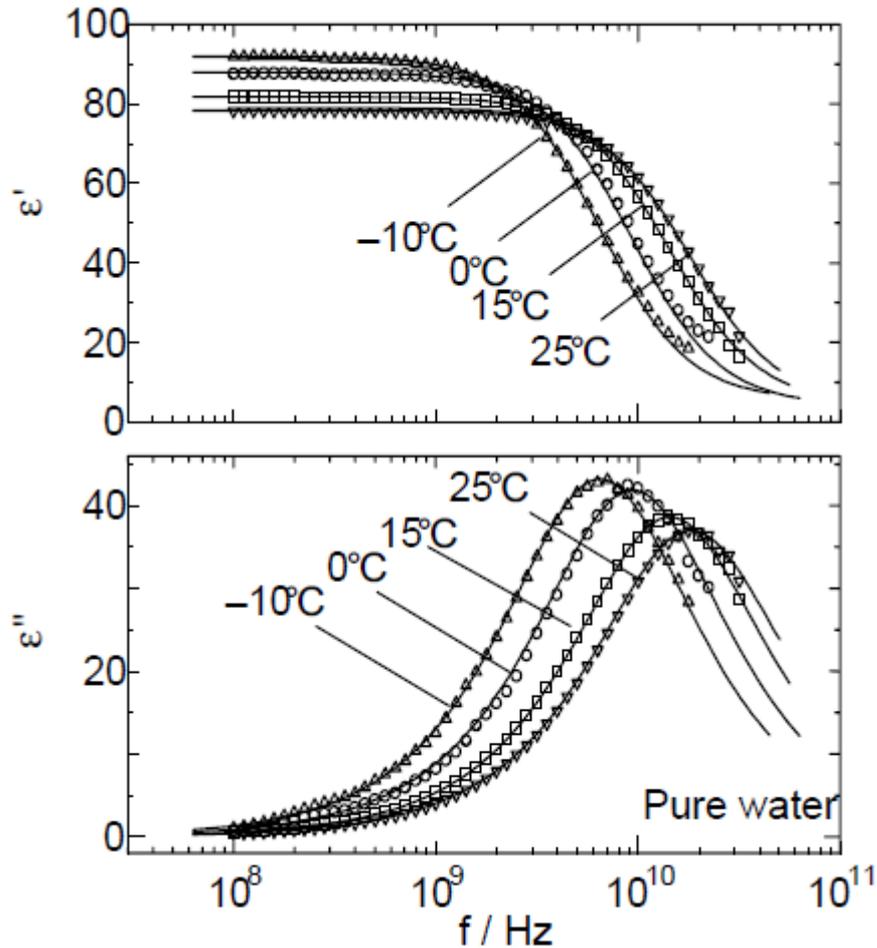


Figure I-8 comportement fréquentiel des composantes réelle et imaginaire de la permittivité de l'eau en fonction de la température

La Figure donne la variation des parties réelle et imaginaire de la permittivité relative de l'eau libre, à plusieurs températures entre -10°C et 25°C , en fonction de la fréquence f . On constate qu'entre 1MHz et 2GHz, la parties réelle de la permittivité ϵ' vaut environ 80, (un diélectrique à faible perte)). Dans cette gamme de fréquence, on peut considérer que la permittivité relative de l'eau dépend très faiblement de la fréquence.

I -3-6- La teneur en eau

La teneur en eau se calcule de la façon suivante :

Un fragment de matière fraîche (MF) est prélevé et pesé, puis soumis à l'étuve

Et enfin la matière sèche (MS) obtenue est pesée.

$$M_{eau} = M_f - M_s \quad (I.39)$$

$$\theta_f = \% \text{ eau} = \frac{M_{eau}}{M_f} \quad (I.40)$$

Mais on peut aussi calculer le pourcentage par rapport à la masse sèche

$$\theta_s = \frac{M_{eau}}{M_s} \quad (I.41)$$

Exemple: pour une plante de 100g, on a 80g d'eau et 20g de MS.

$\theta_f = 80\%$ et $\theta_s = 400\%$.

I-4- Spectroscopie d'impédance :

I- 4 -1 présentation :

La spectroscopie d'impédance est une technique d'analyse non destructive qui a présenté une large contribution à la recherche et au développement des matériaux. (La corrosion, les propriétés diélectriques et l'influence de la composition sur la conductivité électrique des solides)

Cette technique consiste à mesurer l'impédance électrique Z en fonction de la fréquence du signal d'entrée sur un grand choix de fréquence. Les données rassemblées peuvent être visualisées comme diagramme de Nyquist, représenté par la composante imaginaire de l'impédance Z'' en fonction de la composante réelle Z' (diagramme col et col)

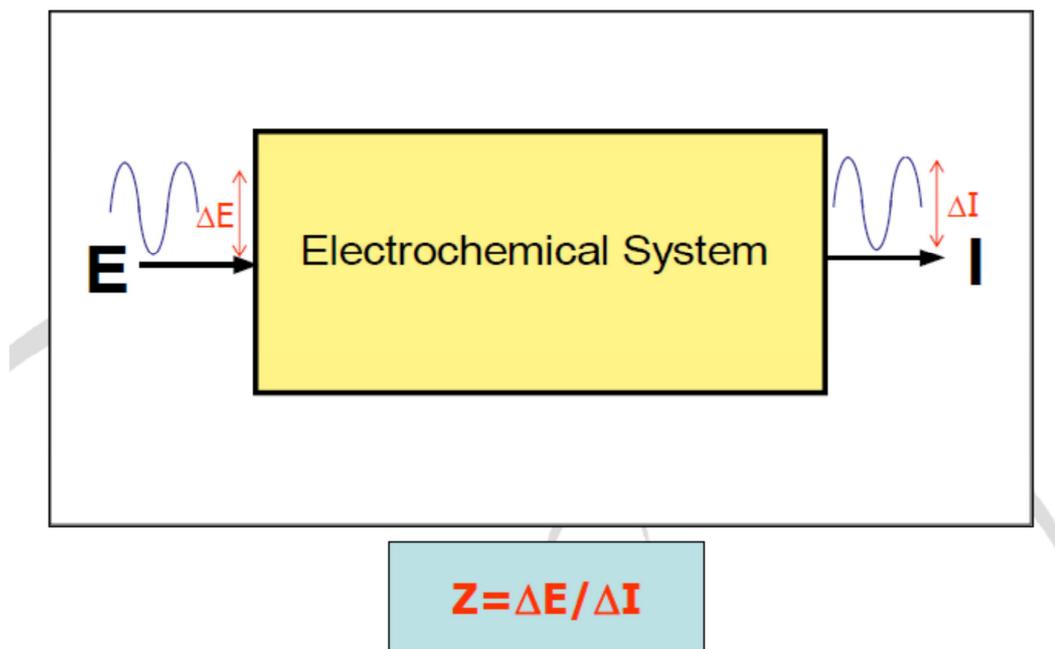
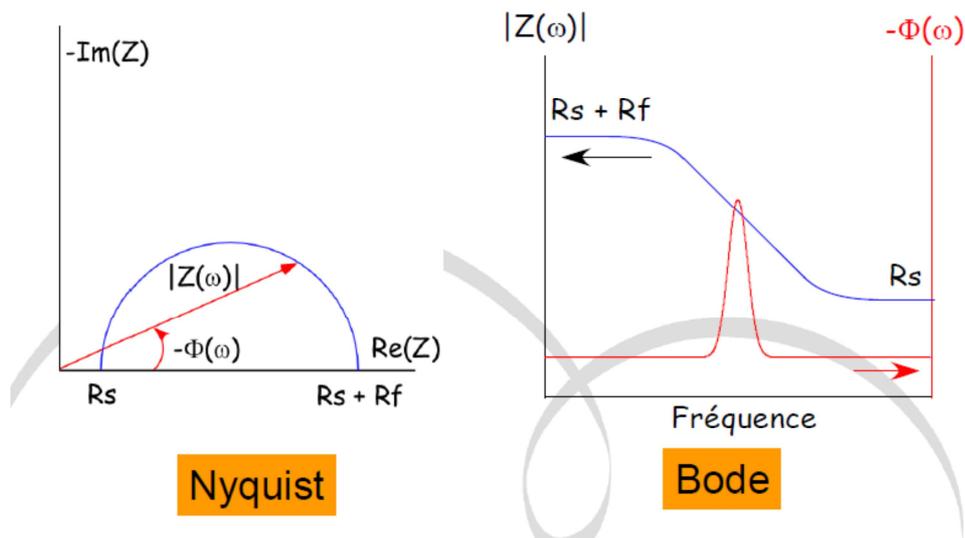


Figure I-9- La spectroscopie d'impédance

Dans la pratique, le résultat expérimental s'avère rarement un demi-cercle bien centré sur l'axe des X , cela est généralement dû à plusieurs causes liées à la structure physique de l'échantillon.



La spectroscopie d'impédance est basée sur la modélisation des résultats obtenus par circuits électrique équivalents qui ont la même réponse en fréquence que l'échantillon

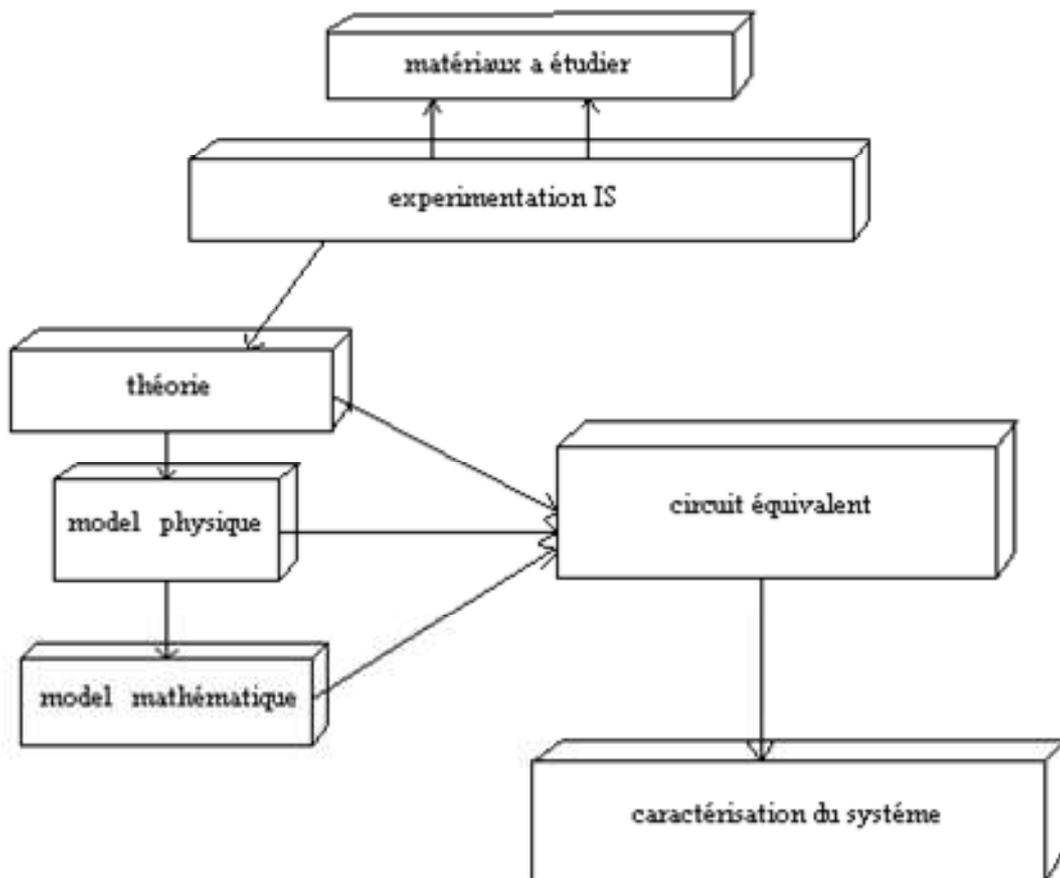


Figure I-10- Les différentes étapes dans l'analyse par spectroscopie d'impédance

Chapitre I : Propriété diélectriques des matériaux composites

Dans la construction de ces circuits électriques, certains composants utilisés sont identiques à de véritables composants électriques, comme la résistance R , la capacité C ou même l'inductance L . Chacun des composants utilisés, branchés en série ou en parallèle, représente un phénomène physique particulier.

Ces modèles sont ensuite utilisés pour ajuster les diagrammes expérimentaux afin d'extraire les paramètres nécessaires à la compréhension du système étudié. Bien entendu, cette façon de faire est une simplification et suppose que les différents phénomènes sont indépendants les uns des autres, ce qui n'est pas le cas dans la réalité. Toutefois, l'erreur introduite par l'utilisation de cette forme de modèle est suffisamment faible pour que cette simplification puisse être considérée comme acceptable.

Les essais électriques sur des matériaux étudient leur capacité d'emmagasiner la charge (capacité) et le transfert de charge (conductance).

L'analyse de ces paramètres peut fournir des informations valables en termes de propriétés physiques et chimiques d'un matériau comprenant: impédance, porosité, pertes diélectriques, relaxation moléculaire, constitution granulaire, changements de phase, constante et module diélectrique, et avec beaucoup d'autres paramètres.

L'analyse diélectrique est un outil non destructif et puissant pour caractériser les matériaux; elle peut fournir des résultats précis et qu'on peut être répéter aisément. Les propriétés électriques d'un matériau peuvent être découvertes en employant la dépendance en fréquence de ses composants constitutifs.

En outre l'étude de la dépendance en fréquence est associé à des phénomènes en fonction de la polarisation appliquée ou la température est souvent essentielle dans le test des performances des matériaux vu la dépendance de ces paramètres physique a la température.

Les conditions d'instrumentation pour une utile analyse exigent une mesure extrêmement précise de la grandeur et de la phase, avec des composants de référence et des sous-programmes de normalisation pour réduire au minimum les effets des capacités parasites et bruits dû aux connexions électriques

I-4-2-Modélisation d'un composite par des circuits électriques:

L'idée de modéliser les propriétés de propagation d'onde dans les milieux matériels à partir de circuits est ancienne : "Equation des télégraphistes ", travaux de Von Hippel. Elle conduit à de bons résultats pour des milieux homogènes et elle a été généralisée aux cas des circuits hyperfréquences avec une représentation correcte des composants passifs qui interviennent.

Deux circuits, souvent utilisés pour modéliser les matériaux composites, sont : le modèle RC et le modèle RLC. Le choix du model est très important, afin de reproduire une bonne modélisation des propriétés diélectrique.

Le model RC est applicable généralement pour analyser le spectre de relaxation, mais pour étudier les propriétés optiques qui sont obtenus essentiellement par le spectre de résonance, le modèle RLC est beaucoup plus adapté.

I-4-2-a) Modèle RC :

En effet, l'analyse de la conductivité électrique dans de systèmes désordonnés peut s'effectuer en étudiant le mélange de deux poudres: l'une isolante et l'autre conductrice.

Le modèle RC a été appliqué dans le problème de percolation de lien à 2d et 3d ou les liens conducteurs sont représentés par des résistances et les liens isolants par des capacités. Cela bien sûr en fonction de la proportion de R et C, et de la fréquence appliquée, les conductivités des liens conducteurs ont été définis par :

$$\sigma_r = \frac{1}{Z_r} \quad (\text{I.42})$$

Et celles des liens isolants par :

$$\sigma_d = iC\omega \quad (\text{I.43})$$

De la, une fréquence caractéristique apparaît et qui correspond à la fréquence de relaxation du système :

$$\tau = RC \quad \omega_0 = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{RC} \quad (\text{I.44})$$

Chapitre I : Propriété diélectriques des matériaux composites

h est défini comme le rapport entre les conductivités des conducteurs et isolants :

$$h = \frac{\sigma_c}{\sigma_d} = \frac{i\omega}{\omega_0} \quad (\text{I.44})$$

D'autres études expérimentales ont été faites sur des matériaux inhomogènes, où les résultats ont été interprétés par le modèle RC dans la percolation géométrique.

Ce concept à été appliqué avec succès sur des matériaux composites binaire, tel que les matériaux en poudre les clusters métalliques les couches minces de matériaux granulaires, les microémulsions, céramique poreux.

I-4-2-b) Modèle RLC :

Ce modèle permet de d'écrire les propriétés optique des composites (métal / diélectrique), des matériaux qui subissent une transition optique.

La modélisation ce fait pour des mélanges binaires de composant (R, L) pour les Liens conducteurs et C pour les liens isolants

La résistance R dans ce cas représente les dissipations électriques, tandis que l'inductance L et la capacité C représente le comportement inductif du métal et le comportement capacitif des grains isolants respectivement. Un mélange qui contient ces éléments inductifs et capacitifs, possède une impédance complexe. Il aura donc une partie imaginaire qui peut être soit positive, soit négative et donc un passage par zéro de celle-ci.

Un matériau, ayant ces propriétés, possède une transition optique, c'est à dire qu'il passe d'un état réfléchissant (partie imaginaire positive de l'impédance) à un état absorbant (partie imaginaire négative de l'impédance), ou des diverses études incistes de déterminer la fréquence à laquelle se produit cette transition.

On noté σ_m la conductance des grains métalliques et σ_d la conductance des grains diélectriques qui sont donnée par les relations suivantes :

$$\sigma_m = \frac{1}{R+iL\omega} \quad (\text{I.45})$$

$$\sigma_d = iC\omega \quad (\text{I.46})$$

Chapitre I : Propriété diélectriques des matériaux composites

On définit trois fréquences caractéristiques ω_{RL} ω_{LC} ω_{RC} :

$$\omega_{RL} = \frac{R}{L} \quad \omega_{RC} = \frac{1}{RC} \quad \omega_{LC} = \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad (\text{I.47})$$

Ce qui permet introduire une grandeur connue sous le nom de facteur de qualité

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{\omega_{RC}}{\omega_{LC}} = \frac{\omega_{LC}}{\omega_{RL}} = \sqrt{\frac{\omega_{RC}}{\omega_{RL}}} \quad (\text{I.48})$$

Suivant le vecteur de qualité, on peut distinguer deux cas :

Si le système est faiblement dissipatif avec un large facteur de qualité on aura :

$$Q > 1 \Rightarrow \omega_{RL} < \omega_{LC} < \omega_{RC} \quad (\text{I.49})$$

Et s'il est fortement dissipative, ce facteur est définie par :

$$Q < 1 \Rightarrow \omega_{RL} > \omega_{LC} > \omega_{RC} \quad (\text{I.50})$$

On définit aussi deux grandeurs sans dimension qui représente le rapport entre les fréquences caractéristiques :

$$x = \frac{\omega}{\omega_{RL}} \quad y = \frac{x}{Q} = \frac{\omega}{\omega_{LC}} \quad (\text{I.51})$$

Et le rapport des deux conductivités h est défini par :

$$h = iC\omega(R + iL\omega) = \frac{-x^2 + ix}{Q^2} = -y^2 + \frac{iy}{Q} \quad (\text{I.52})$$

Donc pour ce modèle RLC, le rapport h dépend du facteur de qualité Q , tandis que pour le modèle RC il est purement imaginaire.

I-5-La théorie de percolation :

La percolation est l'un des modèles mathématiques les plus simples pour produire des transitions non triviales de phase géométriquement. En raison de sa simplification et abstraction elle pourrait être adaptée à plusieurs phénomènes.

On peut citer comme exemples, les épidémies comme propagation d'HIV dans le corps et parmi les personnes, création de galaxie, les feux de forêt.....etc.

I-5-1Notion de percolation :

Le terme percolation a été introduit en 1957 par Broadbent et Hammerslay [4] dans une étude de problèmes mathématiques concernant l'écoulement du liquide dans un labyrinthe aléatoire. Une description intéressante de la percolation faisant une simulation de feu en forêt est décrite par Stauffer. La théorie de la percolation traite les propriétés statistiques d'ensembles désordonnés d'objets déposés sur un réseau régulier de dimension d .

Le concept de percolation permet de décrire les propriétés d'un système désordonné d'une manière purement géométrique. La percolation est un type très simple de situation où les propriétés physiques présentent un comportement critique et des singularités lorsqu'un certain seuil (appelé point critique) est atteint.

Il existe deux types de percolation:

I-5-1-a-Percolation de sites :

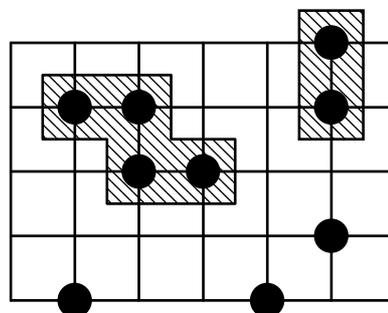


Figure I-11 - percolation de sites

Chapitre I : Propriété diélectriques des matériaux composites

Plaçons aux intersections d'un maillage un certain nombre p (exprimé en pourcentage) de points de façon aléatoire. Il reste $(1-p)$ intersections vides.

Le regroupement des points p qui sont voisins, forme un amas (représenté par la partie hachurée de la *figure (I-11)*).

Un amas est dit *infini* s'il traverse l'échantillon de part en part.

Lorsque l'on augmente p pour obtenir un amas infini, la valeur obtenue de p est appelée seuil de percolation p_c .

I-5-1-b-Percolation de liens :

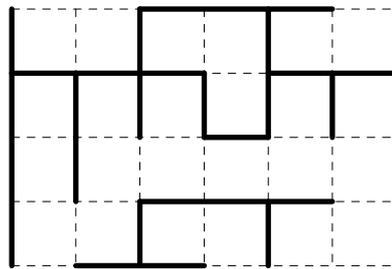


Figure I-12 - percolation de lien

Les liens sont des liaisons entre les sites les plus proches, ils sont soit conducteurs (les traits pleins), soit isolants (les traits en pointillés). Un amas sera un ensemble de traits pleins qui se touchent, c'est à dire de liens existants.

La notion d'amas infini et de seuil de percolation s'applique aussi dans la percolation des liens.

I-5-2-Le seuil de percolation :

Pendant longtemps, la recherche s'est focalisée sur l'étude du seuil de percolation. En conséquence, de nombreuses méthodes ont été développées, et plusieurs études sont faites pour déterminer la valeur de seuil de percolation.

I-5-2-a-Définition :

Au sein d'un réseau dans lequel les sites (*figure I-13-1*) ou les liens (*figure I-13-2*) sont actifs avec une probabilité p et inactifs avec une probabilité $q=1-p$, le seuil de percolation p_c se définit comme la concentration p pour laquelle un amas de taille infinie apparaît dans un réseau de taille infinie.

Chapitre I : Propriété diélectriques des matériaux composites

Pour tout $p > p_c$, une chaîne s'étend d'un côté à l'autre du système alors que pour $p < p_c$, il n'existe pas de « chemin » de ce type. La figure I-13-1 (b) montre l'apparition de l'amas percolant à $p = p_c$ dans un réseau carré de sites. Au fur et à mesure que la proportion d'activité p s'accroît, la taille des amas augmente mais reste de taille finie (figure I-13-1 (a)).

À partir d'une valeur déterministe, on observe l'apparition d'un amas qui joint les bords opposés (figure I-13-1 (b)). Cet amas est l'amas percolant et la valeur de cette probabilité critique correspond au seuil de percolation ($p = 0,5928$ pour un réseau carré de sites). Les sites (éléments) de l'amas infini sont représentés en noir pour mettre en relief la jonction des côtés opposés. Les sites en gris sont les sites actifs distincts de l'amas percolant. On constate que le nombre de sites séparés de l'amas infini diminue lorsque p augmente (figure I-13-1 (c)).

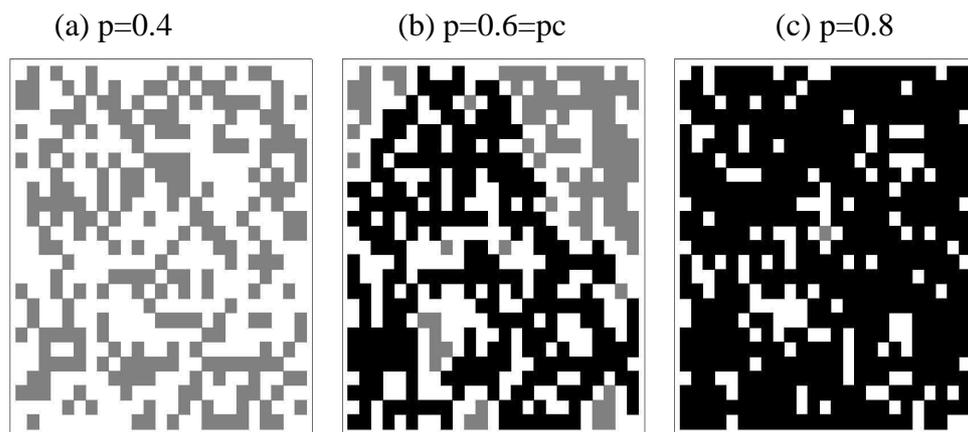


Figure I-13-1 - Exemple de percolation sur un réseau carré de sites pour différents p

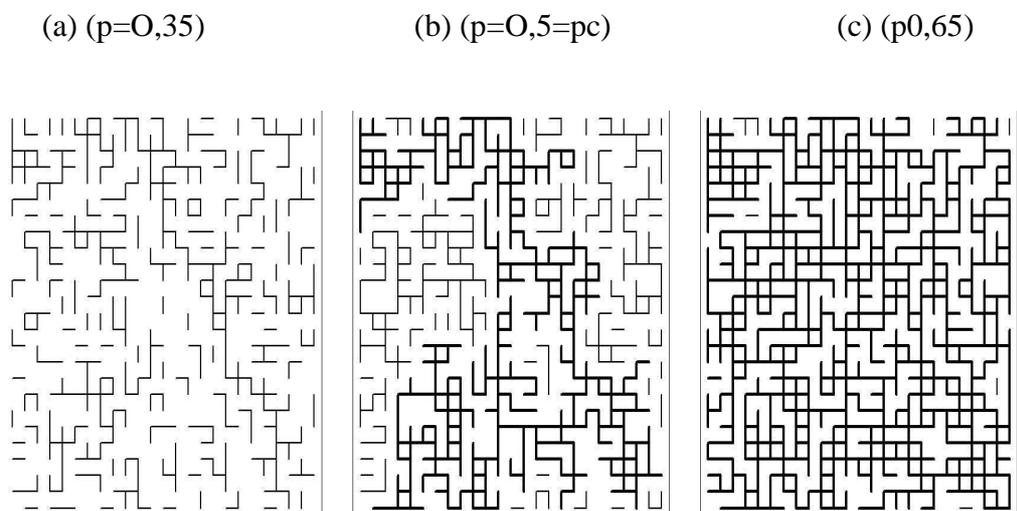


Figure 1-13-2 - Exemple de percolation sur un réseau carré de liens pour différents p

Dans la théorie de la percolation, l'existence du seuil est fondamentale. Cette valeur critique se caractérise par:

$$P(p) \begin{cases} = 0 & \text{si } p < p_c \\ > 0 & \text{si } p > p_c \end{cases} \quad (I.53)$$

Le seuil de percolation p_c se définit alors comme la première valeur de p où la probabilité de percolation $P(p)$ n'est pas nulle, ce qui se traduit de façon formelle par:

$$P_c = \max \{ p : P(p) = 0 \} \quad (I.54)$$

En conséquence, la forme générale de la fonction de probabilité de percolation $P(p)$ est présentée sur la (Figure I-14).

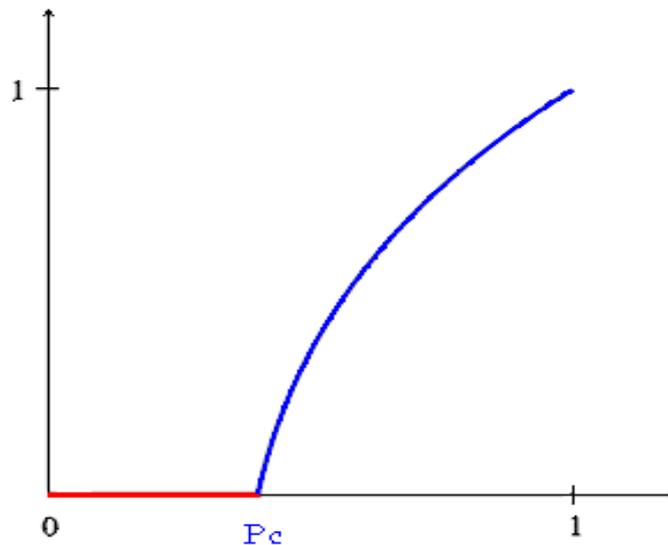


Figure I-14- Variation de la probabilité de percolation $P(p)$

I-5-2-b-La valeur de seuil de percolation :

Le seuil de percolation P_c dépend du modèle de percolation choisi, de la géométrie ainsi que la dimension d du réseau et non de la façon dont on réalise l'augmentation de p à partir de zéro].

Ceci est une des caractéristiques fondamentales de l'aspect universel de la percolation.

I-5-2-c-L'angle de perte au seuil de la percolation

Lors de la définition du seuil de percolation, une ambiguïté est née sur le degré de certitude lié à la présence d'un amas percolant sur le réseau.

Selon la théorie, au-dessus du seuil critique un amas infini apparaît de façon certaine dans un réseau de taille infinie, de façon empirique on précise seulement qu'il existe une probabilité positive de percolation. Cette différence tient à l'effet dit de taille finie du réseau.

Dans les systèmes finis comme ceux simulés sur un ordinateur, la valeur déterminée n'est généralement pas la valeur exacte du seuil. Ainsi chaque valeur obtenue par des méthodes numériques doit être extrapolée avec précaution à un système de taille infinie.

Il y a en effet un travail de Pr. **Zekri** et al a montré que pour ces systèmes la distribution du nombre de liens critiques (ceux portant la totalité du courant) présentait deux branches : l'une proche de zéro correspondant à des configurations exotiques où la percolation a eu lieu bien avant p_c et l'autre log-normale correspondant à p_c .

La première branche tend à disparaître et la seconde devient gaussienne lorsque la taille du système devient grande.

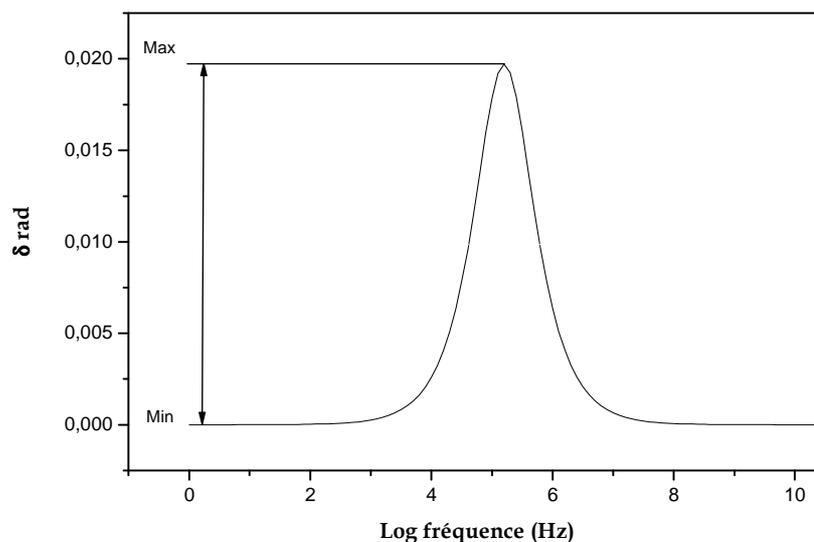


Figure I-15-Variation de l'angle δ en fonction de la fréquence pour les différentes proportions de la phase isolante

Conclusion :

En réponse à une excitation électromagnétique, deux types de phénomènes physiques peuvent avoir lieu dans le matériau : des phénomènes de transport et des phénomènes de polarisation.

Les des phénomènes de transports concernent le déplacement de charges libres sous l'action d'un champ électrique.

La polarisation concerne les charges liées qui présentent un moment dipolaire permanent ou induit

Références bibliographiques

- [1] . Physique du solide (propriétés électroniques) M.Brousseau -Masson-1992
- [2] . Physique du solide -Kittel -Dunod
- [3] . Les Conducteurs (Techniques D'ingénieur)-Henri Baudrand -
- [4] . Dielectric spectroscopy -Dr Peter Frubing- University of Potsdam 2001
- [5] . Principles Of Dielectrics - B.K.P. Scaife - Oxford Science Publication 1989
- [6] . Diélectriques Bases Théoriques -Robert Fournier- Univ Paul Sabatier -2000
- [7] . Diélectriques et Courants de conduction -Yvan Segui- Univ Paul Sabatier 2000
- [8] . Dielectric spectroscopy in time and frequency domain-Prof. Walter.S.Zaengel Swiss federal institute of technology Zurich 2001
- [9] . Modeling dielectric Absorption in capacitors-Ken Kundert-The designer's guide 2002
- [10] . A new graphical representation for dielectric data -Yan Zhen and S. Sridhar- Univ Boston -J.Chem.Phys 1993 .
- [11] .Les Diélectriques et leurs applications -A.R. on Hippel -Dunod 1961 .
- [12] D. Stauffer., A. Aharony., Taylor and Francis, London, (1992).
- [13] P.G. De Gennes., "viscosité près d'une transition sol-gel", Vol.286, 131, (1978).
- [14] J.P. Clerc, G. Giraud., J. Roussenq., R. Blanc., J.P. Carton., E. Guyon., H. Ottavi., D. Stauffer., "La percolation- modèles, simulations analogiques et numériques", Annales de Physiques, Vol. 8, 105, (1983).
- [15] E. Guyon, S. Roux., "Les matériaux hétérogènes", Vol. 18, 1050, (1987).
- [16] J. Hoshen, D. Stauffer, G.H. Bishop, R.J. Harrison, G.D. Quinn., J. Phys. 285, (1979).
- [17] . Impedance spectroscopy -J.Ross.Mac Donald-(John Wiley&Sons) New York 1987.
- [18] .Principles of dielectrics -B.K.P.Scaife- Oxford Science Publication 1998 .
- [19] .Dielectric Spectroscopy - Dr. peter Frubing - Univ of Potsdam 2001.
- [20] .Modeling Dielectric in Capacitor -Ken Kundert- The Designer's Guide 2002.
- [21] . De Clerck. P., 1982, Mesure de la teneur en eau des sols par voie électromagnétique, Rapport de spécialisation

Chapitre I : Propriété diélectriques des matériaux composites

- [22] . De Loor G. P., 1953, Method of obtaining information on the internal dielectric constant of mixtures, *Appl. Sci. Res.*, 479-482
- [23] .Dielectric spectroscopy of insulator/conductor composites – Julie Runyan and Rosario Gerhardt – School of science and engineering Atlanta .
- [24] .Electrical Impedance Spectroscopy of the Breast Clinical Imaging Results in 26 Subjects – Todd E. Kerner ,Keith D,Paulsen and Steven P.Poplack 2002.
- [25] .Etude des mécanismes de transport ionique et électronique dans les solides par spectroscopie Diélectrique large bande – Badot J.C-CNRS ENSCP Paris .
- [26] .Spectroscopy impedance studies Of Al₂O₃ films deposited by spray Pyrolysis –A.Huanosta , JC.Alonso ,A.Ortiz – Elsevier 2001 .
- [27] .The Dielectric properties of random RC networks as an explanation of the universal power law dielectric response of solids – D.P Almond and B Vainas –*J.Phys* 1999.
- [28] .Relation between microstructure, electrical percolation and corrosion in metal/insulator composites – E.Thommerel , J.C.Valmalette , J; Musso , S.Villain , J.R Gavarrri and D.Spada . Elsevier Materials Science and Engineering 2001 .
- [29] .Efficient algorithm for local transport studies of random RLC networks in two dimension –R. Bouamrane – Univ USTO .
- [30] .The emergent scaling phenomenon and the dielectric properties of random RC networks – R.Bouamrane(univ USTO) and D.P.Almond(univ Bath) .
- [31] .Numerical study of optical absorption in two dimensional metal insulator and normal-superconductor composites -X.C.Zeng , P.M.Hui and D.strout – *Physical Review* 1989
- [32].Modelisation of the impedance spectroscopy of composites by electrical networks - L .Zekri and N.Zekri (Univ.USTO) and J.P.Clerc (Univ.Marseille)
- [33]X.E.Zeng,D.J.Bergman and Stroud “Numerical study of transport proprieties in continuum percolation “*J.Phys .A:Math .Gen.*21 949-953.1988.

II-1-Introduction

Une plante est composée généralement de deux parties principales :

Une partie aérienne et une partie sous terraine. Anatomiquement on distingue Trois composantes fondamentales :

Les Racines-Les tiges -Les feuilles

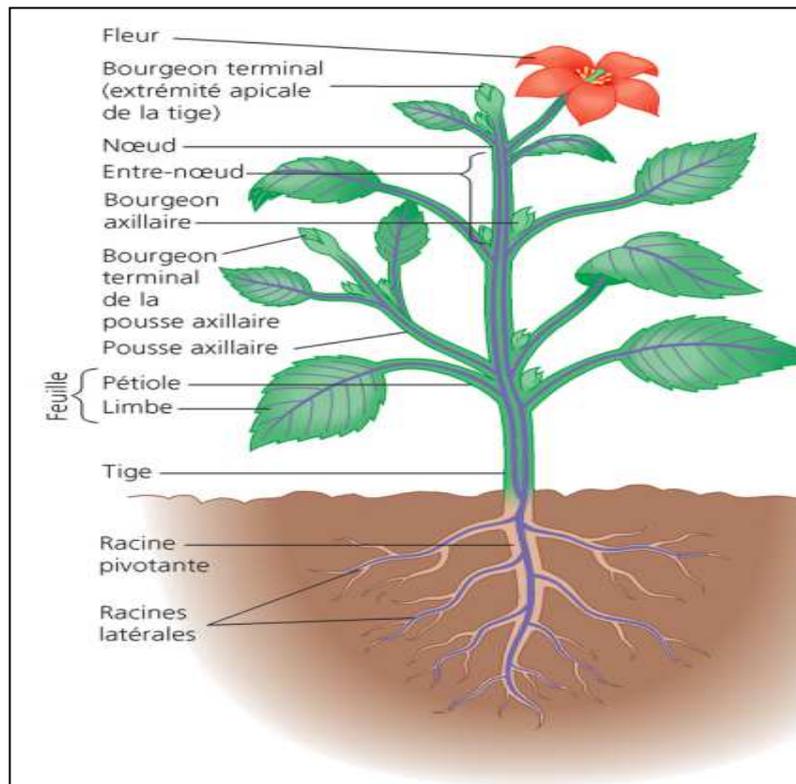


Figure II-1 Anatomie d'une plante

II-2-Anatomie de la feuille :

Une feuille de végétation Se compose en général de trois types de tissus :

- Tissus de revêtement
- Tissus fondamentaux
- Tissus conducteurs

Chapitre II - Structure d'une feuille de végétation

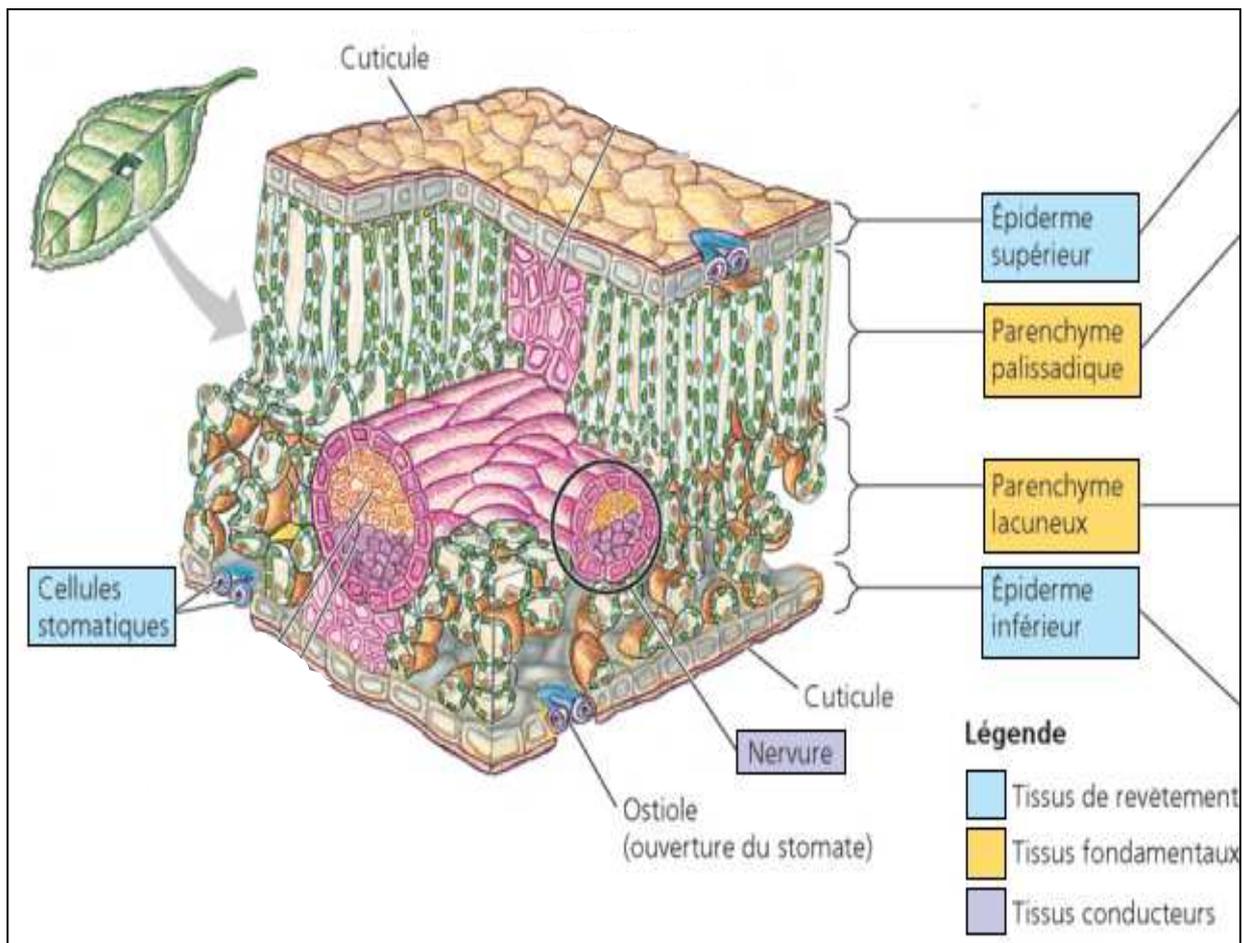


Figure II-2 Anatomie d'une feuille de végétation

Si on se limite à 2d on peut approximer la feuille de végétation a une couche épiderme, mais pour simplifier les choses On va supposer aussi qu'un épiderme d'une feuille est homogène (contient que des cellules épidermiques).

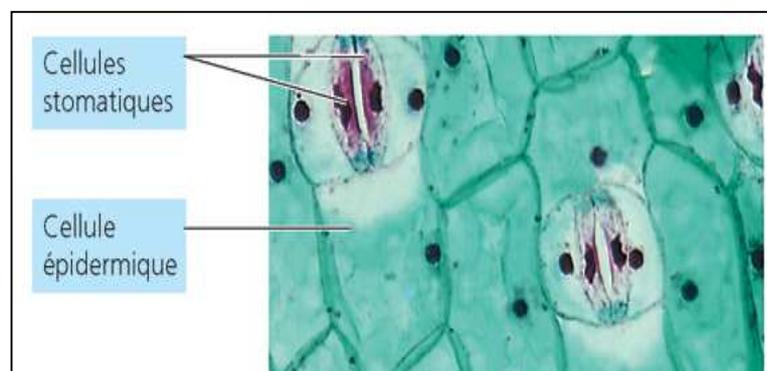


Figure II-3 une couche épiderme

II-3-Cellule végétale :

La cellule végétale est caractérisée par :

Une paroi cellulosique, des chloroplastes et un appareil vacuolaire,

la membrane rigide, et les plasmodesmes .

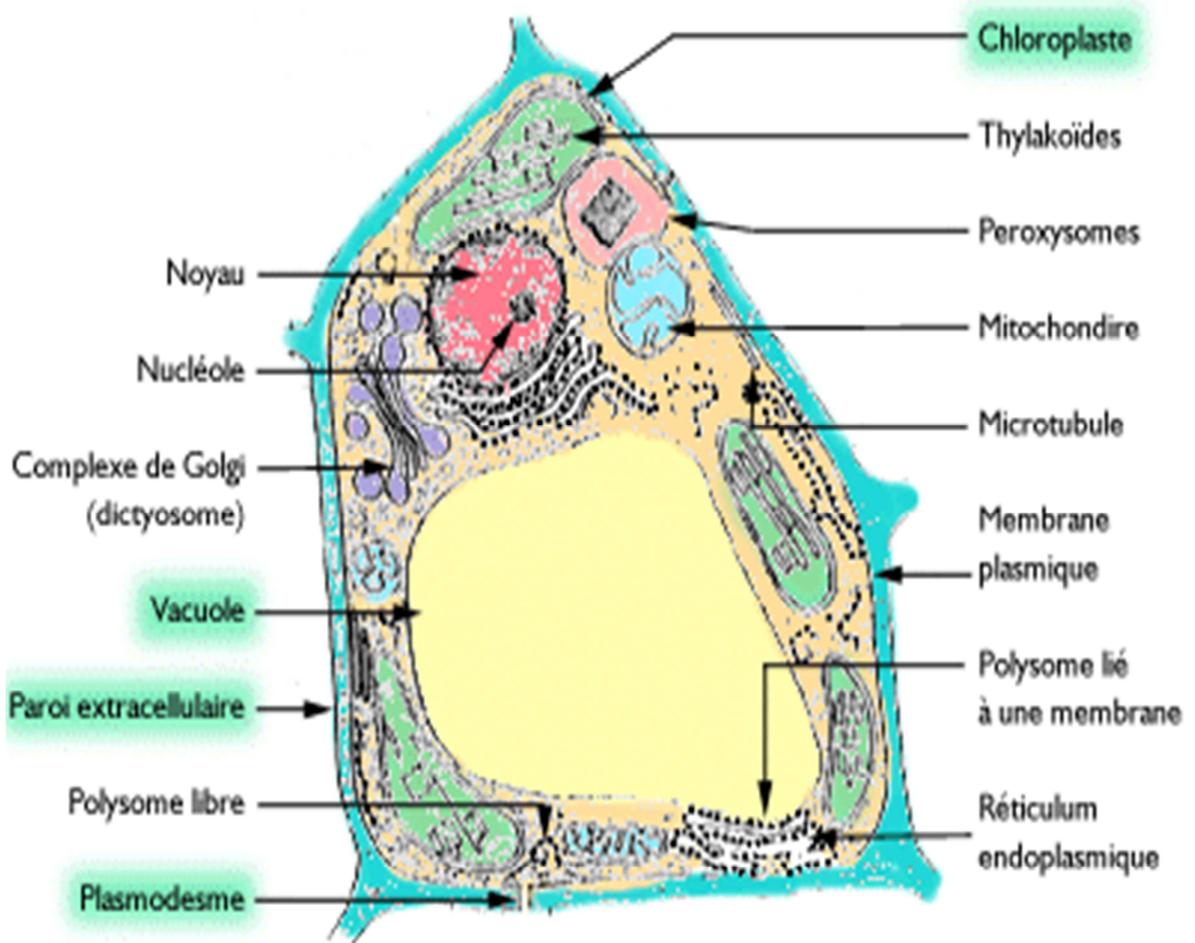


Figure II-4 Une Cellule eucaryote

Les tissus végétaux contiennent donc essentiellement:

- le milieu intracellulaire : les éléments internes de la cellule
- le milieu extracellulaire : les parois cellulosiques

- la membrane plasmique

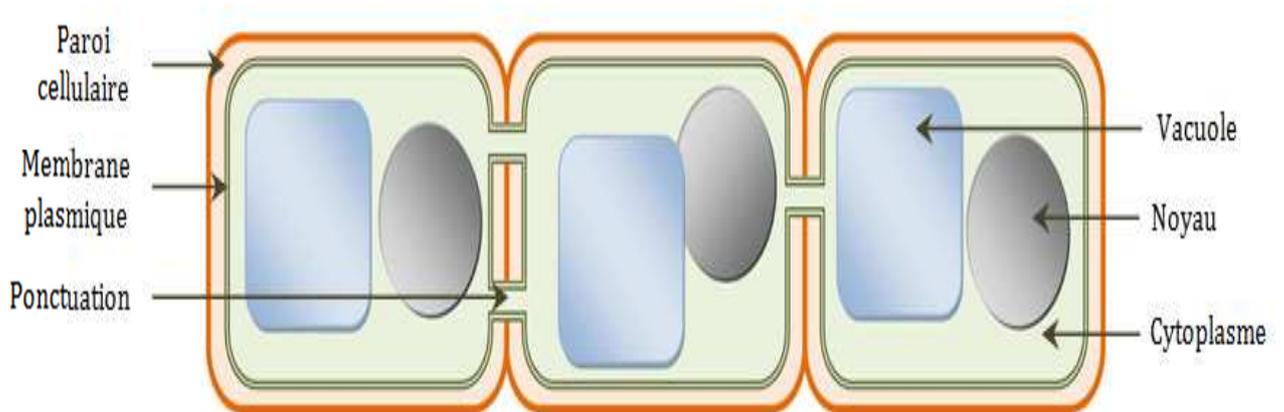


Figure II-4 l'organisation structurale de la cellule végétale

II-4-Modélisation d'un tissu végétal par un circuit électrique

Pour vivre, les végétaux doivent avoir à leur disposition, de la lumière et une température adéquate, de grandes quantités d'eau et des éléments minéraux

En utilisant l'énergie métabolique et généralement ces racines les plantes absorbent l'eau et les éléments minéraux.

Les mouvements ioniques, qui peuvent avoir lieu dans ce milieu aqueux sous l'effet d'un champ électrique externe par exemple n'étant autres que des mouvements de charges électriques, donc un courant électrique, qui doit, selon la loi d'Ohm, traverser une résistance.

Arrivées aux membranes cellulaires, les charges sont spontanément séparées et déposées de part et d'autre des membranes qui forment donc un condensateur virtuel avec une capacité électrique

Une cellule végétale peut donc être modélisée par un circuit électrique (des résistances et des condensateurs)

II-5-Schéma électrique équivalent général :

Si on prend en compte tous les éléments précédents on aura le schème suivant :

On représente alors la paroi et milieu extérieur par une résistance (R_1)

La membrane plasmique par un condensateur (C_3)

Le cytoplasme(le milieu intracellulaire sans la vacuole) par une résistance (R_2)

La membrane de la vacuole par un condensateur (C_5)

Et enfin le milieu intérieur de la vacuole par une résistance (R_4)

Ce qui donne le schéma électrique suivant :

C_5 représente la membrane de la vacuole

R_4 représente le milieu intérieur de la vacuole

R_2 représente le milieu intracellulaire sans la vacuole

C_3 représente la membrane plasmique

R_1 le milieu extracellulaire (la paroi)

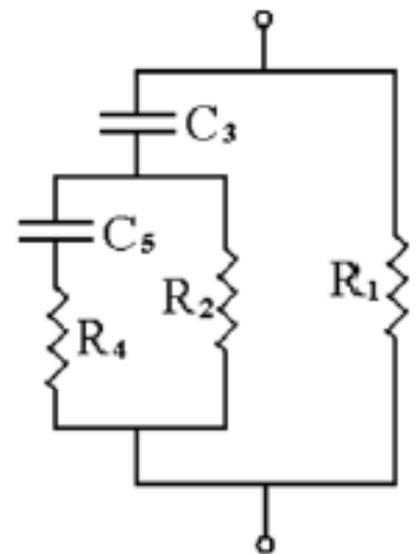


Figure II-5-Schéma électrique équivalent de la cellule végétale:

II-6-Schéma électrique équivalent (Zhang et all) [2]

Zhang et all considèrent qu'on peut distinguer deux types de matériaux liquide et solide à l'intérieur ou à l'extérieure de la cellule.

L'extérieur est dominé par la partie solide (la proie) donc il est représenté par une résistance R_1

À l'intérieur on a la partie liquide qui domine mais y a des éléments qui peuvent être considéré comme des solides alors on a une résistance R_2

La partie liquide est approximée à une La ligne de transmission plasmique semi-infini constituée des éléments Z_1 (Z_1 n'est que l'impédance de Warburg)

L'impédance de Warburg admet pour expression

$$Z_w = \sigma \omega^{-\frac{1}{2}} - j \sigma \omega^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{II-1})$$

σ est le Coefficient de diffusion

À l'origine, cette impédance a été proposée pour exprimer le processus de diffusion d'espèces mobiles en phase aqueuse vers une interface métallique électrode - électrolyte ,elle a été calculée à partir d'une analogie existant entre l'équation de Fick et l'équation obtenue pour une ligne de transmission particulière

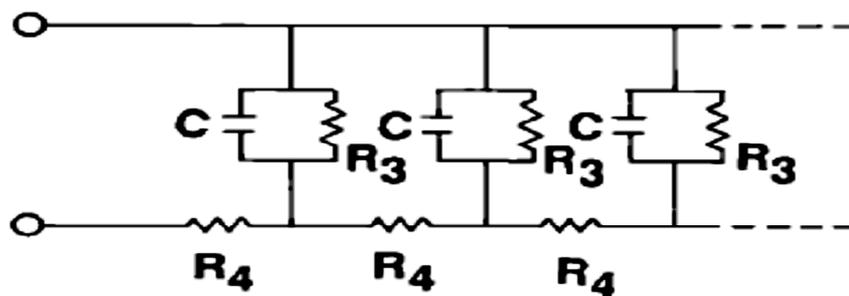


Figure II-4 La ligne de transmission plasmique est constituée des éléments Z_1

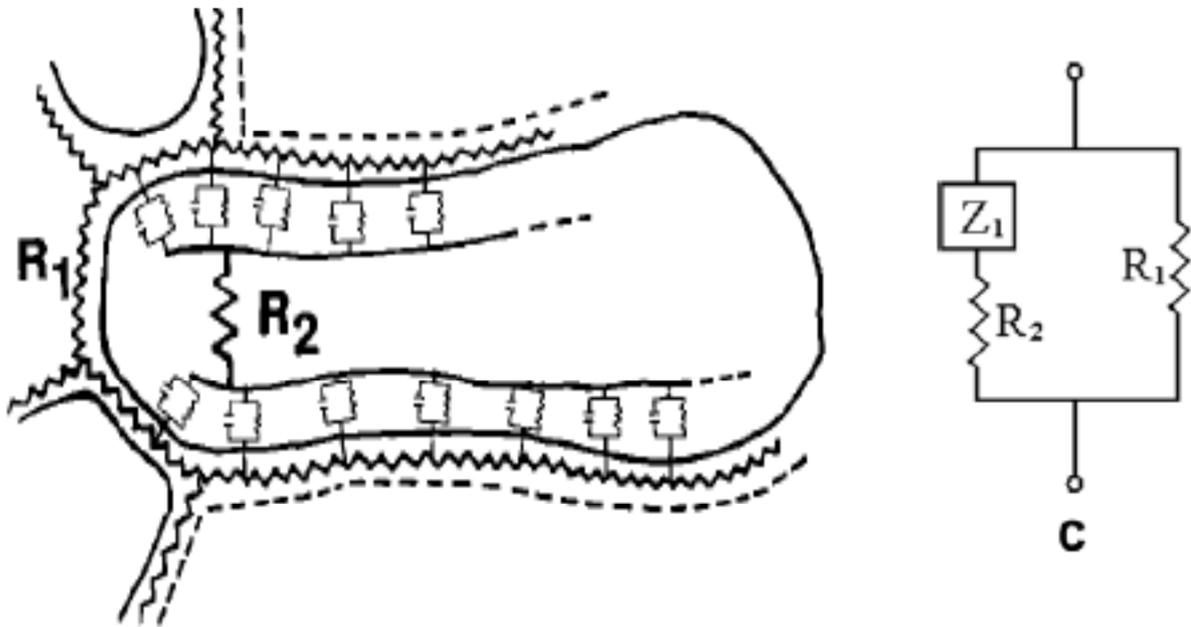


Figure II-6-Schéma équivalent de la cellule végétale par (Zhang et al):

R_2 représente la partie solide le milieu intracellulaire

R_1 le milieu extracellulaire (la paroi)

L'expression de Z_1 total sera de la forme :

$$Z_t = ((R_3 \cdot R_4) / (1 + i \cdot C \cdot \omega \cdot R_3))^{1/2} \quad \text{Avec } R_3 \ll R_4 \quad (\text{II-2})$$

II-7- le model :

On utilise le model **Zhang et all** [2] avec une petite simplification :

On a pensé que la résistance R_1 de la paroi est suffisamment grande pour étouffer peut être le signal pendant les mesures ou le calcul numérique ce qui provoque une grande erreur alors on a décidé de se focaliser sur l'intérieur de la cellule :

La partie liquide est approximée a une La ligne de transmission plasmique semi-infini constituée des éléments Z_1

$$Z_1 = ((R_3.R_4)/(1+i.C.\omega.R_3))^{1/2} \quad (II-2)$$

R_2 représente la partie solide le milieu intracellulaire (le reste)

On représente la feuille de végétation alors par un circuit électrique qui contient une distribution aléatoire ou corrélé de de Z_1 avec une concentration P .

Conclusion :

Les tissus végétaux peuvent être considéré comme un matériau composite complexe la partie solide est dominer par l'effet résistif par contre la présence de la membrane fais apparaitre un effet capacitif.

La distribution de la membrane fait appelle à une ligne de transmission semi infini qui se manifeste par une impédance de Warburg.

Références bibliographiques

- [1] L. Durandet., "Aide à la conception de plantation de végétaux", Université d'Angers, (2003).
- [2] Zhang, M.I.N., Repo, T., Willison, J.H.M., Sutinen, S., 1995. Electrical impedance analysis in plant tissues: on the biological meaning of Cole-Cole a in Scots pine needles. *European Biophysics Journal* 24,99-106.
- [3] Zhang, M.I.N., Stout, D.G., Willison, J.H.M., 1990. Electrical impedance analysis in plant tissues: symplasmic resistance and membrane capacitance in the Hayden model. *Journal of Experimental Botany* 41 (224),371-380.
- [4] Zhang, M.I.N., Willison, J.H.M., 1991. Electrical impedance analysis in plant tissues: a double shell model. *Journal of Experimental Botany* 42(244), 1465-1475.
- [5] Zhang, M.I.N., Willison, J.H.M., 1992. Electrical impedance analysis in plant tissues: in vivo detection of freezing injury. *Canadian Journal of Botany* 70, 2254-2258.
- [6] Zhang, M.I.N., Willison, J.H.M., 1992. Electrical impedance analysis in plant tissues: the effect of freeze-thaw injury on the electrical properties of potato tuber and carrot root tissues. *Canadian Journal of Plant Science* 72, 545-553.
- [7] Stout, D.G., Hall, J.W., McLaughlin, N.B., 1987. In vivo plant impedance measurements and characterization of membrane electrical properties: the influence of cold acclimation. *Cryobiology* 24 (2),148-162.
- [8] Takashima, S., Schwan, H.P., 1965. dielectric dispersion of crystalline powders of amino acids, Peptides, and Proteins. *Journal of Physical Chemistry* 69 (12), 4176-4182.
- [9] Wu, L., Orikasa, T., Ogawa, Y., Tagawa, A., 2007. Vacuum drying characteristics of eggplants. *Journal of Food Engineering* 83 (3), 422-427.
- [10] Analogies entre le monde végétal et l'architecture contemporaine **Auteur(s) :** Alex Campello Alejandro Bahamón Patricia Pérez **Editeur :** L'Inédite **ISBN-13 :** 9782350321059

III-1-Introduction :

Un matériau composite en général est défini par ces propriétés diélectriques, il est nécessaires d'inclure les propriétés électriques et optiques modélisés et ceci pour chaque constituant dans le modèle utilisé.

Le circuit équivalent obtenu permet d'étudier les propriétés macroscopiques des matériaux.

On distingue plusieurs méthodes pour le calcul d'impédance équivalente du circuit. L'une de ces méthodes est basée sur la transformation étoile-triangle (franc et lobb), dans notre calcul on utilise la méthode exacte élaborée dans notre labo, ce choix est justifié par une comparaison entre les trois méthodes.

III -2) Méthode de calcul

III -2-1) La méthode exacte ME :

Considérons un réseau $2d$ rempli aléatoirement par deux différentes impédances on connecte les deux extrémités du réseau à une différence de potentiel (ici $V=1$ volt). ce qui veut dire que la conductivité effective du système soit égale au courant total qui le traverse

Pour obtenir les champs locaux qui correspondent aux potentiels dans les nœuds et la conductivité effective σ_{ff} qui est le courant entrant (ou sortant) du réseau (car le voltage est égal à 1), nous utilisons les équations de Kirchhoff dans chaque nœud i,j :

$$\sum_{k,l} (V_{k,l} - V_{i,j}) \sigma_{k,l}^{i,j} = 0 \quad (\text{III.1})$$

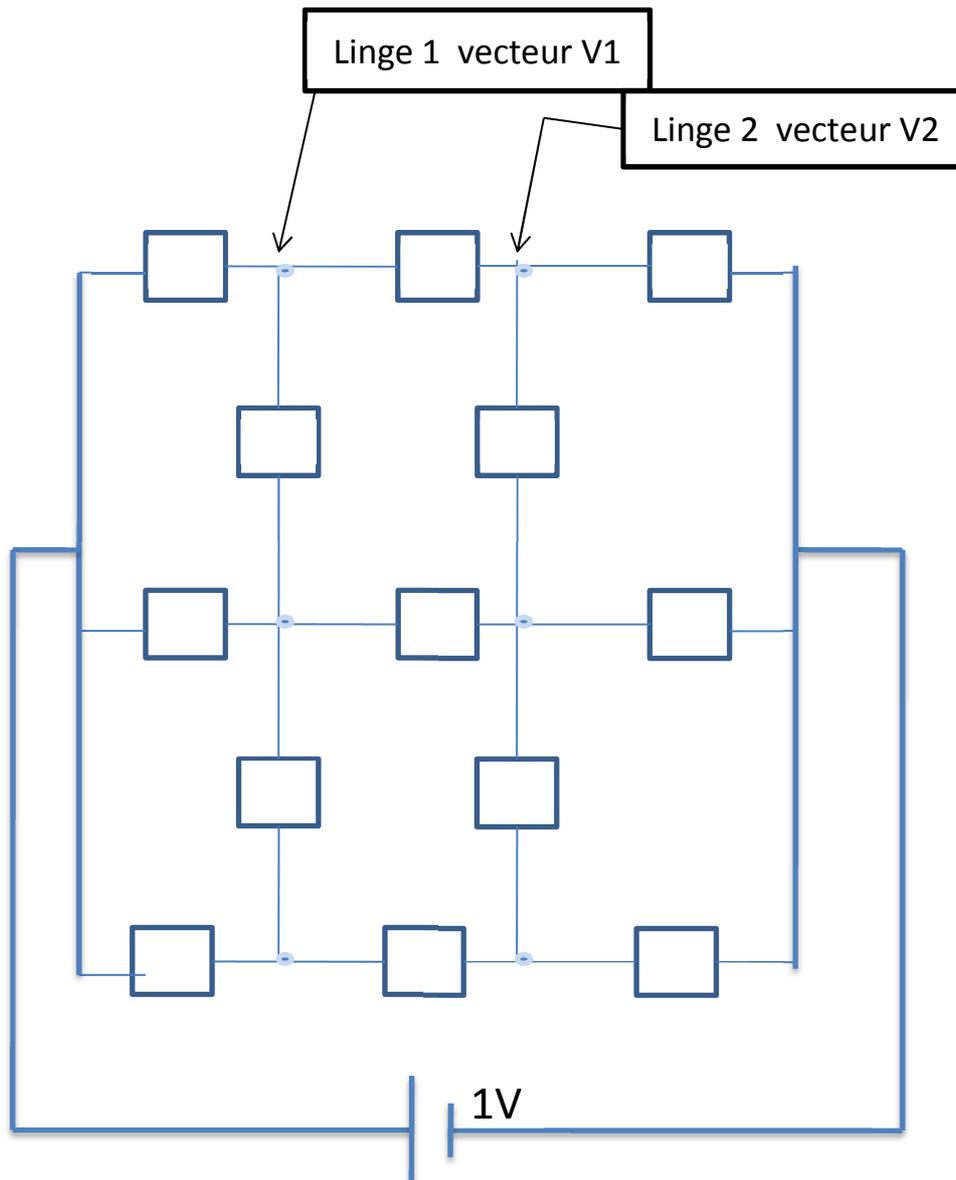


Figure (III.1) - exemple d'un réseau électrique de taille 3

La sommation est sur les nœuds k,l connectés aux nœuds i,j par les conductivités $\sigma_{k,l}^{i,j}$. Pour les nœuds connectés à 1V, nous remplaçons $V_{k,l}$ par la valeur 1. Nous obtenons donc $N(N-1)$ équations de $N(N-1)$ potentiels inconnus. Nous pouvons réécrire l'équation (V.1) sous la forme matricielle :

$$\tilde{\Gamma}\vec{V} = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} & 0 & \dots & 0 \\ P_{21} & P_{22} & P_{23} & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & P_{N-1,N-2} & P_{N-1,N-1} & P_{N-1,N} \\ \dots & \dots & 0 & P_{N,N-1} & P_{N,N} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \dots \\ V_{N-1} \\ V_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ \dots \\ S_{N-1} \\ S_N \end{pmatrix} \quad (\text{III.2})$$

La matrice $\tilde{\Gamma}$ composée de $(N-1) \times (N-1)$ blocs $P_{i,j}$. Les blocs $P_{i,j}$ sont des matrices de dimension $N \times N$. Les éléments $P_{i,j}$ qui apparaissent dans la diagonale de la matrice $\tilde{\Gamma}$ sont des matrices tri diagonales dont les éléments sont les sommations des conductivités des branches entourant les nœuds alors que les éléments qui apparaissent dans les diagonales supérieure et inférieure sont des matrices diagonales dont les éléments sont les conductivités des branches d'interactions entre les nœuds et leurs voisins. Le vecteur \vec{V} est composé de $N - 1$ éléments V_i . Les éléments V_i sont des vecteurs de taille N et qui correspondent aux potentiels des nœuds de la ligne i . Finalement, les éléments S_i sont des vecteurs de même taille que les V_i . Ces vecteurs sont constitués d'éléments nuls excepté le premier élément qui contient les conductivités de la ligne connectée à $1V$. À première vue, l'équation (V.2) paraît impossible à résoudre pour de grands systèmes en raison de la manipulation et le stockage de la matrice $\tilde{\Gamma}$ qui exige une capacité énorme de mémoire. Comme exemple, un système de taille 256×256 exige une mémoire de 128Gb. En fait, seulement cinq ensembles d'éléments ne sont pas nuls dans cette matrice, alors que nous devons stocker seulement trois d'entre eux par raison de symétrie. Nous allons reformuler ces équations de sorte que nous obtenons un système de $N - 1$ équations en utilisant les matrices $P_{i,j}$:

$$\sum_j P_{i,j} V_j = S_i \quad (\text{III.3})$$

où i varie entre 1 et $N - 1$.

Chapitre III - méthode de calcul

Il faut noter que, vue la forme bien particulière de la matrice $\tilde{\Gamma}$, chaque équation utilise au maximum trois matrices $P_{i,j}$, les autres sont des matrices nulles.

Nous résolvons ce système d'équations en utilisant la méthode de substitution ou, en commençant par la dernière équation $i = (N - 1)$, nous remplaçons à chaque étape le vecteur V_i par le vecteur V_{i-1} jusqu'à l'étape $i = 1$ où V_1 est déterminé. Nous utilisons ensuite la procédure inverse pour déterminer les autres vecteurs V_i . La procédure inverse impose le stockage de toutes les combinaisons des matrices $P_{i,j}$ impliquées dans les étapes de substitution. Nous sauvegardons donc, pour résoudre ce système d'équation, N matrices de taille $N \times N$. Bien que la mémoire utilisée pour ce stockage est large pour de grands systèmes, elle reste beaucoup plus faible que la taille de la matrice $\tilde{\Gamma}$.

Maintenant, pour le même système considéré ci-dessus de taille 256×256 , la mémoire de stockage utilisée est de 250Mb au lieu de 128Gb, ce qui est raisonnable pour les calculateurs actuels. Si la mémoire RAM du calculateur n'est pas suffisante pour ce stockage, les matrices seront stockées dans le disque dur. Pour vérifier la précision des résultats nous calculons, systématiquement, le courant entrant et le courant sortant qui doivent être identiques, ce qui confirme la conservation du courant.

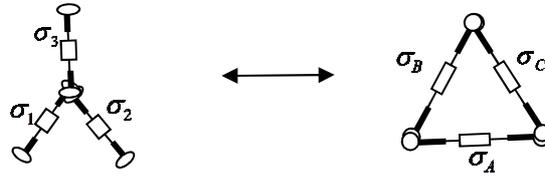
III-2-2) La méthode de Frank et Lobb :

La méthode de Frank et Lobb consiste à transformer un réseau de plusieurs impédances en une unique impédance en se servant judicieusement des transformations élémentaires exactes présentées sur la *figure* (III-2). La méthode est bien schématisée dans la *figure* (III-3). Les impédances sont éliminées une par une dans les différentes colonnes du réseau. Tout le réseau sera donc réduit à une seule impédance.

Les transformations étoile triangle (Frank et Lobb) sont basées sur une grande répétition d'opérations de divisions. Lorsque la taille de l'échantillon augmente ou les valeurs des impédances sont très faibles ou bien très grandes, les résultats obtenus deviennent imprécis, ceci quelle que soit la précision utilisée dans la

Chapitre III - méthode de calcul

programmation informatique, l'autre handicap majeur est que cette technique est applicable seulement à des systèmes 2d et ne permet pas d'obtenir le champ local.



$$\sigma_1 = (\sigma_A \sigma_B + \sigma_A \sigma_C + \sigma_B \sigma_C) / \sigma_C$$

$$\sigma_A = \sigma_1 \sigma_2 / (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)$$

$$\sigma_2 = (\sigma_A \sigma_B + \sigma_A \sigma_C + \sigma_B \sigma_C) / \sigma_B$$

$$\sigma_B = \sigma_1 \sigma_3 / (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)$$

$$\sigma_3 = (\sigma_A \sigma_B + \sigma_A \sigma_C + \sigma_B \sigma_C) / \sigma_A$$

$$\sigma_C = \sigma_2 \sigma_3 / (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)$$

Figure (III -2)- la transformation étoile- triangle

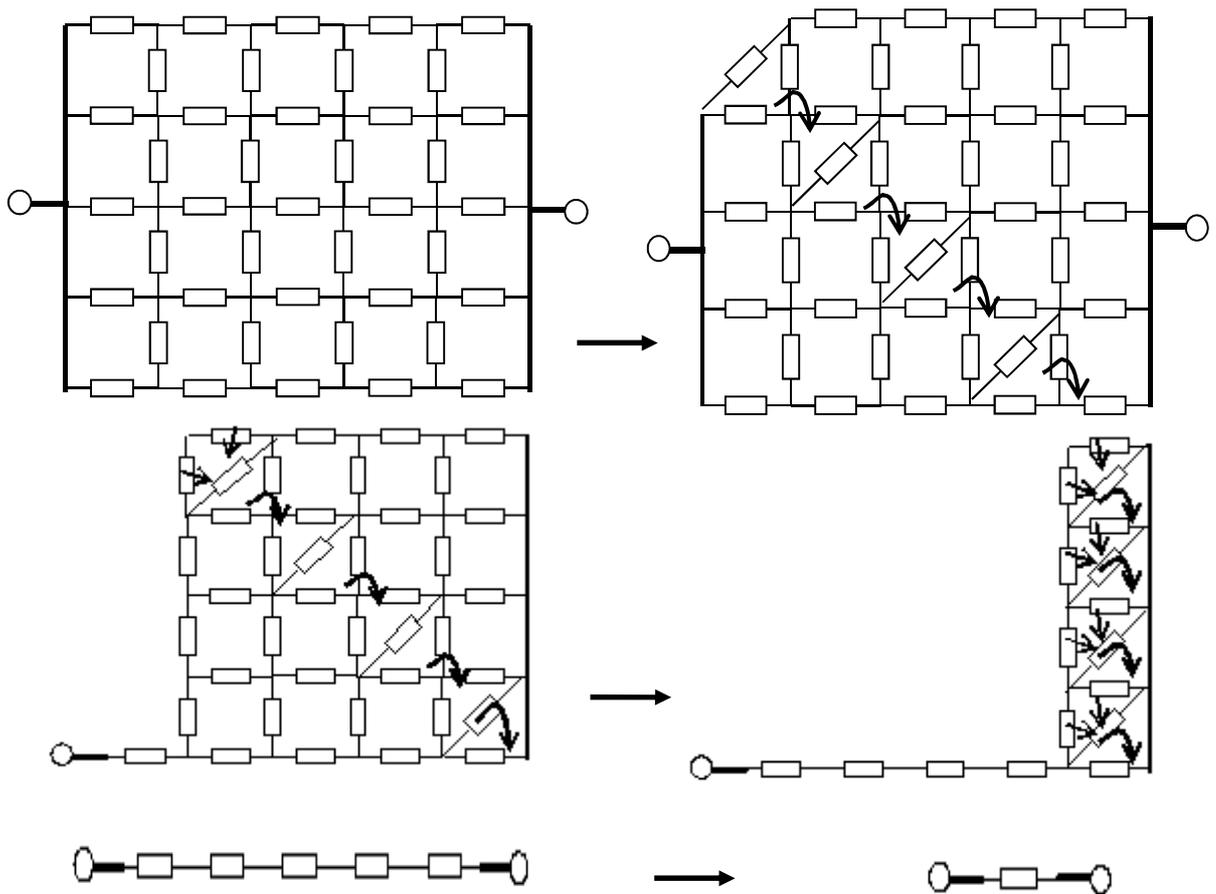


Figure (III.5) - La methode de Lobb et Frank appliquée sur un réseau carré

III-2-3) La Méthode de Matrice de Transfert :

On considère une bande de longueur finie L et de la largeur n , avec des états de frontière verticaux périodiques (afin de réduire au minimum des effets de taille fini). La conductivité longitudinale de notre mélange d'impédances dans une telle géométrie est calculée par le procédé itératif suivant :

Pour une fréquence ω donnée, en utilisant la notation complexe standard, nous imposons les tensions $V = 0$ à la première rangée verticale et V_i ($1 \leq i \leq n$) à la L ième rangée verticale (voir la *figure V.4*). Les intensités (complexe), qui traversent les points finaux de cette dernière rangée et des tensions V_i , être connexes par la matrice Z d'impédance (complexe) :

$$V_i = \sum_{i \leq j \leq n} Z_{ij} I_{ij} \quad (\text{III -4})$$

Les règles pour mettre à jour cette matrice d'impédance sont comme suit :

Addition d'un lien horizontal de l'impédance z à la ligne k :

$$Z_{ij} \rightarrow Z_{ij} + \xi_{ij}^{(H)} \quad \text{avec} \quad \xi_{ij}^{(H)} = z \delta_{ik} \delta_{jk} \quad (\text{III -5})$$

Où δ est le symbole de Kronecker

Addition d'un lien vertical de l'impédance z entre les lignes k et l :

$$Z_{ij} \rightarrow Z_{ij} + \xi_{ij}^{(v)} \quad \text{avec} \quad \xi_{ij}^{(v)} = \frac{-(Z_{ik} - Z_{il})(Z_{kj} - Z_{lj})}{z + Z_{kk} + Z_{ll} - Z_{kl} - Z_{lk}} \quad (\text{III -6})$$

(Aucuns index répétés par excédent implicite d'addition !).

La conductivité complexe $\Sigma_n(p, \omega)$ de la bande de longueur infinie et de la largeur finie n est alors donné par la limite suivante :

$$\Sigma_n(p, \omega) = \lim_{L \rightarrow \infty} \left(\frac{L}{Z_{ii}} \right) \quad (\text{III -7})$$

Chapitre III - méthode de calcul

Ce qui est indépendant l'étiquette de nœud i , avec la probabilité une. Il n'est pas nécessaire de faire la moyenne de Σ_n , au-dessus de différents échantillons.

D'un point de vue pratique, le calcul est poursuivi jusqu'à une plus grande valeur de L afin de diminuer l'erreur.

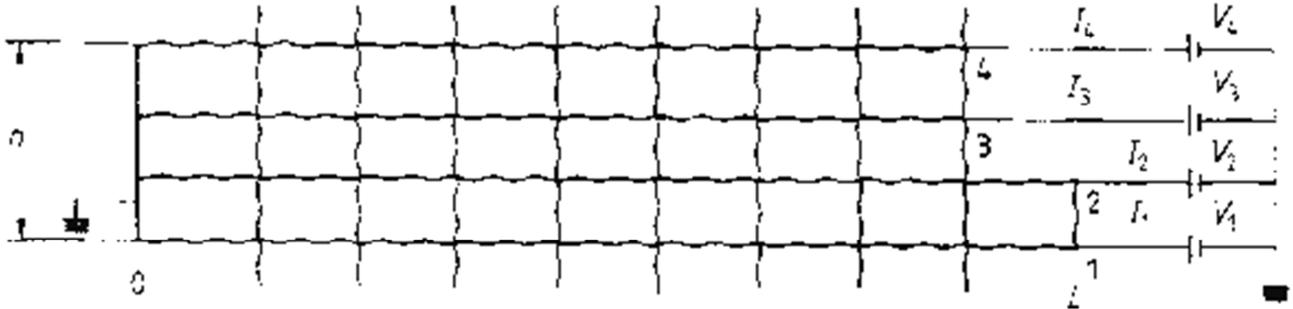


Figure (III.4)- *Bande bidimensionnelle de la largeur n , avec des conditions de frontière périodiques dans la direction verticale, les voltages V_i et les intensités I_i sont reliés à travers la matrice d'impédance Z*

III-3) Le programme de simulation :

III-3-1) présentation :

La méthode utilisée est La méthode exacte (article L.zekri).

Considérons un réseau 2d rempli par deux différents échantillons complexes (dans notre cas un échantillon qui représente la membrane Z_1 et un échantillon qui représente le milieu intracellulaire R_2).

Les deux extrémités du réseau sont connectées à une différence de potentiel (ici $V=1$ volt).

La figure précédente le réseau électrique rempli par des échantillons soit métalliques soit diélectriques.

La différence de potentiel appliqué entre les deux électrodes est de 1 volt ce qui veut dire que la conductivité effective du système soit égale au courant total qui le traverse le système.

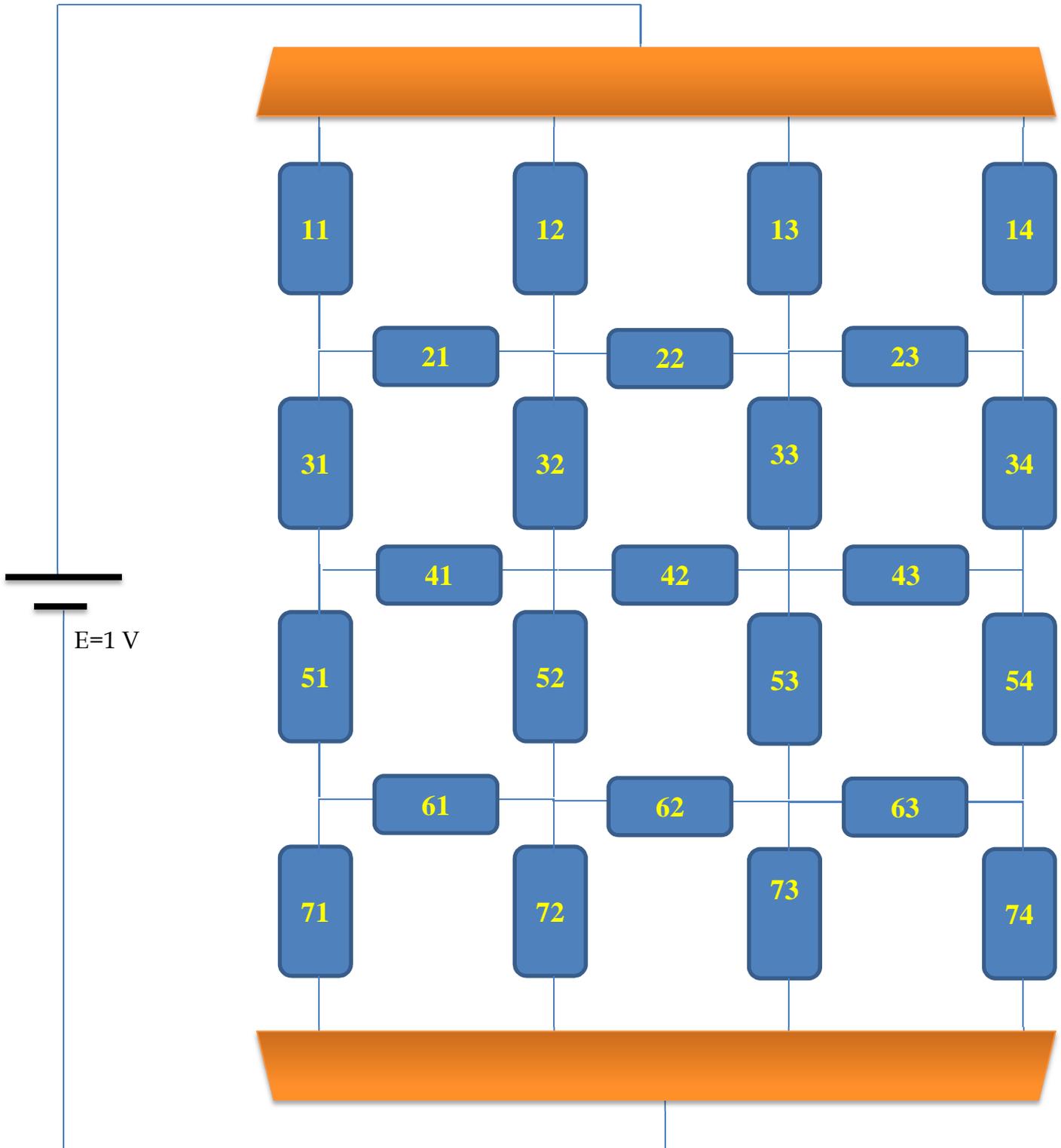


Figure (III.5) – exemple d'un réseau électrique de taille 4

III -3-2) Remplissage corrélé :

Chapitre III - méthode de calcul

On a essayé de s'inspirer de la structure apparente d'une feuille de végétation on voit bien une dispersion corrélée des lignes blanches (les nervures) qui doit contenir essentiellement de l'eau.

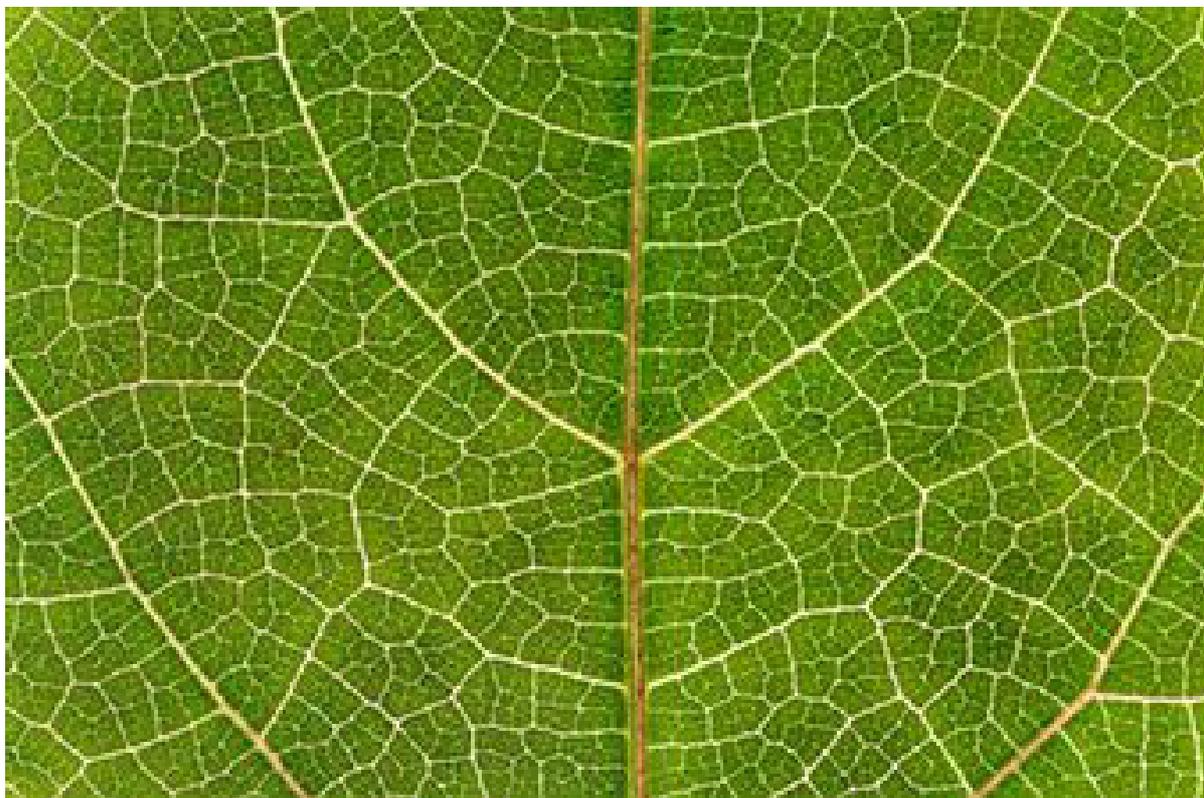


Figure (III.6) – feuille de végétation

Notre travail consiste à faire remplir le réseau de l'échantillon Z1 d'une façon corrélée (faire des branches de plusieurs échantillons z1 interconnectés entre eux).

La longueur de la branche nommée L prend les valeurs 1,2,3,4,5

Chapitre III - méthode de calcul

L'échantillon nommé $\text{ech}(i,j)$ aura deux possibilité de point de départ :

III-3-2-a) Un échantillon horizontal (si i prend une valeur paire) :

Le remplissage dans ce cas se fait suivant la procédure présenté sur la figure suivant

(les direction $d1, d2, d3, d4, d5, d6$ seront générées d'une façon aléatoire)

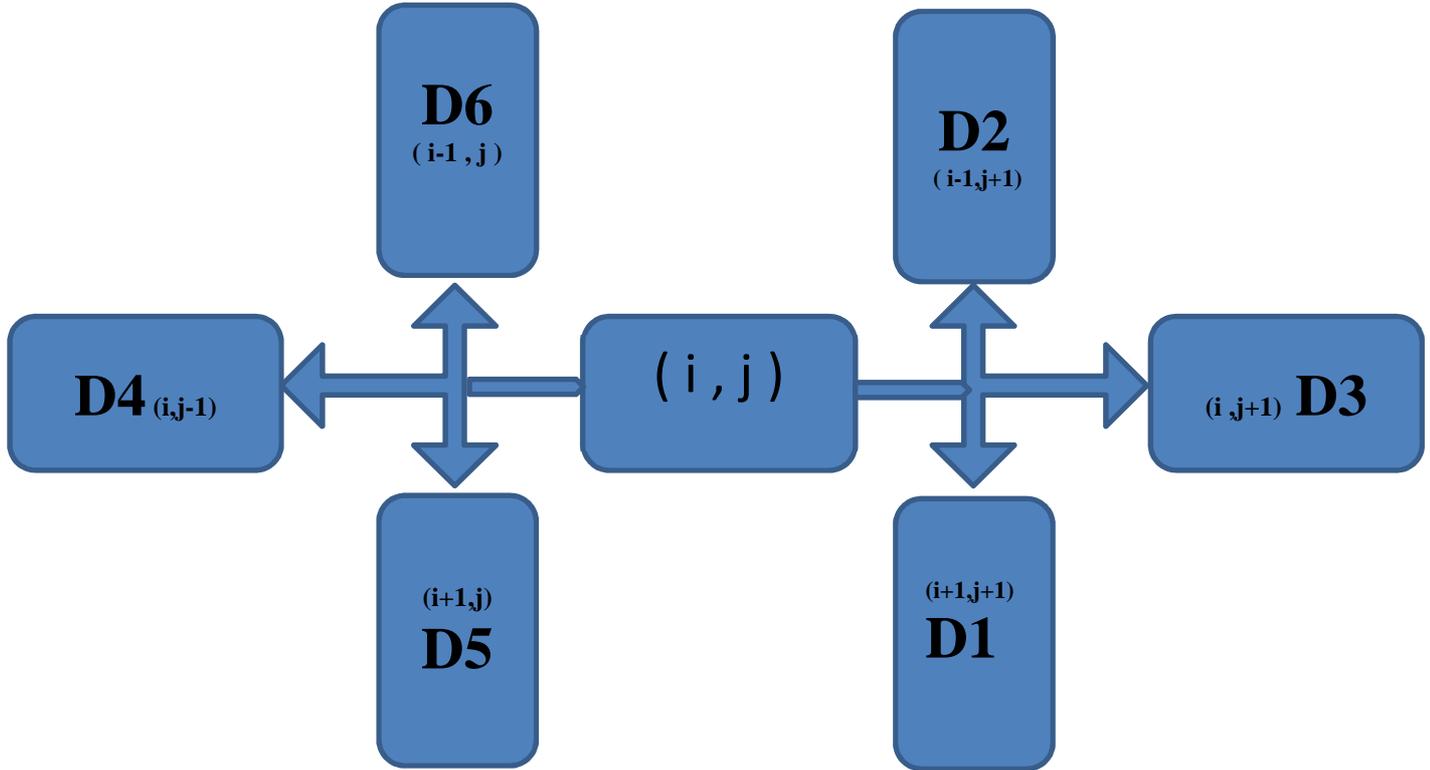


Figure (III.7) – le remplissage corrélé à partir d'un échantillon horizontal

III-3-2-b) Un échantillon vertical (si i prend une valeur impaire)

Le remplissage dans ce cas se fait suivant la procédure présenté sur la figure suivant

(les direction $d1, d2, d3, d4, d5, d6$ seront générées d'une façon aléatoire)

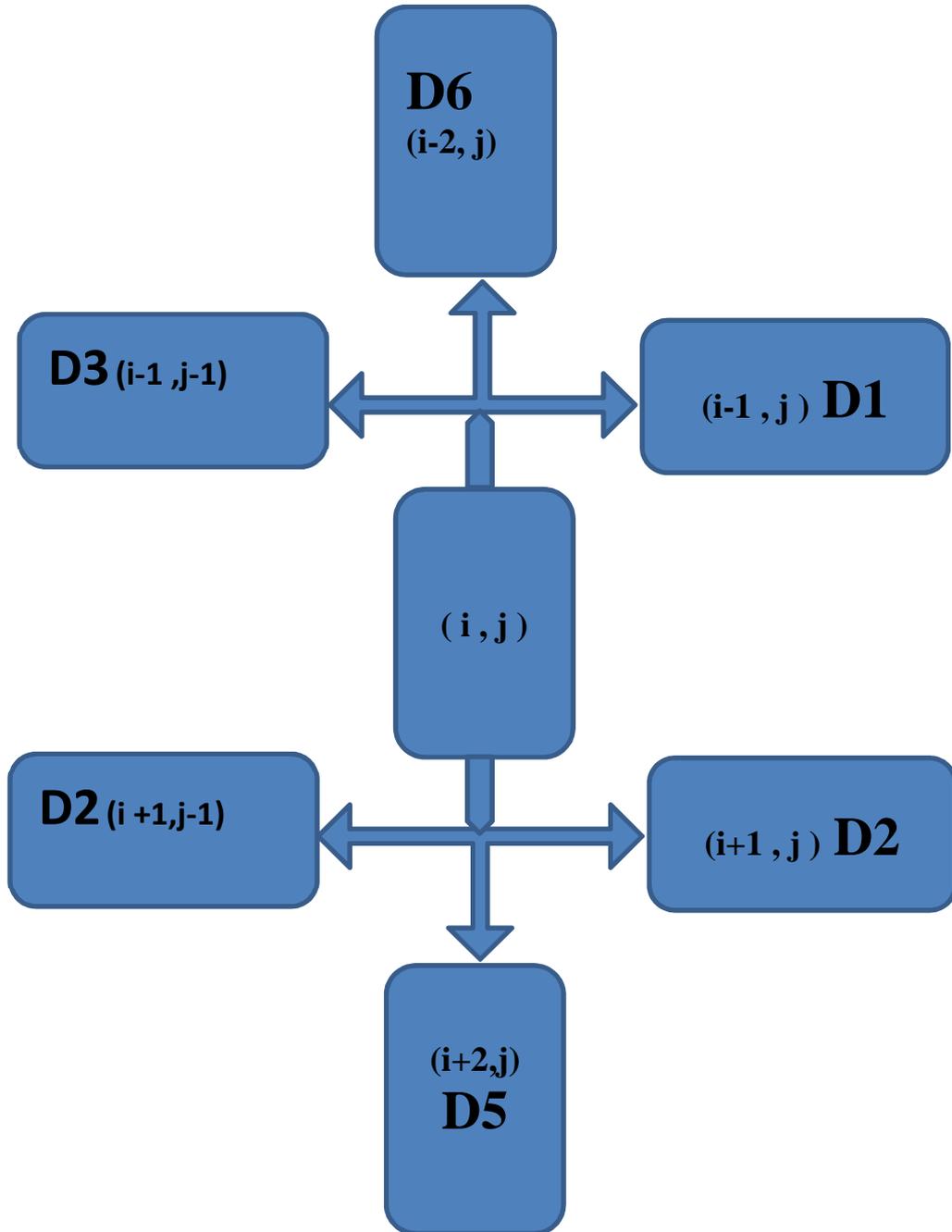


Figure (III.8) – le remplissage corrélé à partir d'un échantillon vertical

Les figures suivantes présentent un aperçu du système remplis par des échantillons Z_1 de longueur $L=1$ puis $L=5$ mais avec la même concentration P (les liens rouges) avec une position de départ aléatoire et une direction aléatoire, les liens pointés représente le reste remplis par des échantillons R_2 .

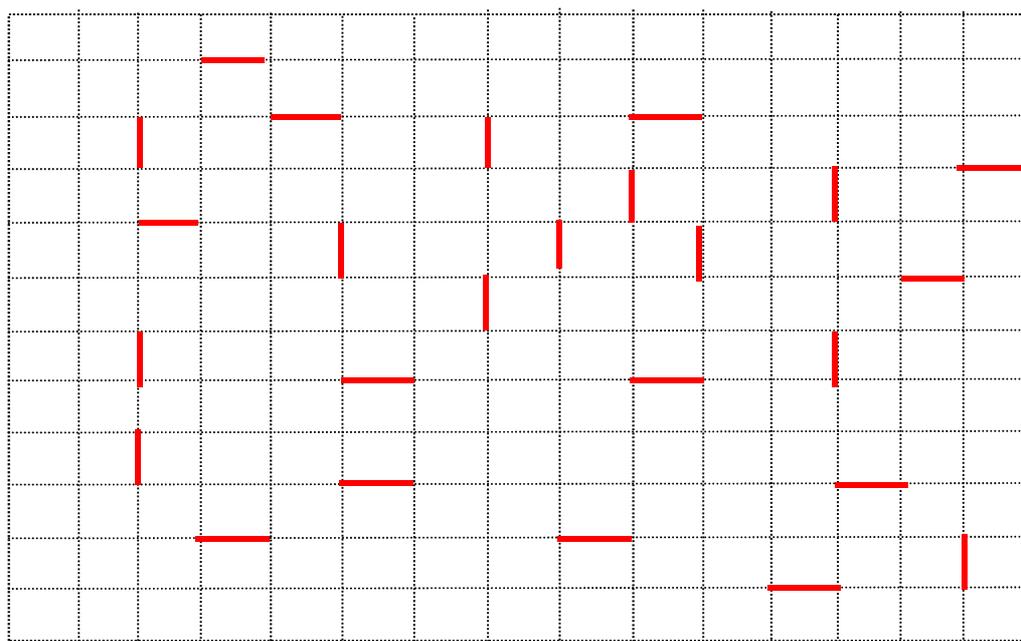


Figure (III.9) système remplis aléatoirement

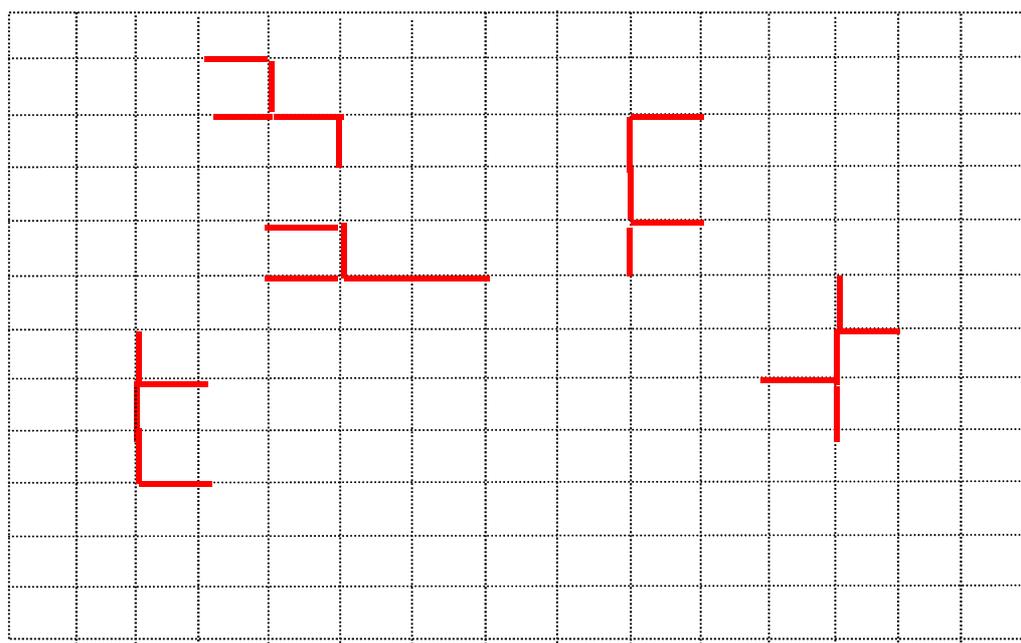


Figure (III.10) *le remplissage corrélé avec des inclusions de taille $L=5$*

III -3-3) Le calcul :

Le programme conçu est en langage fortran il nous permet principalement de calculer le courant entrant et sortant la partie réel et imaginaire de l'impédance et d'autres Paramètres, le calcul est fait pour différentes valeur de p (0.1 à 0.9) la concentration de l'échantillon Z_1 et la longueur de la branche L (1 à 5) pour un plage de fréquence (10^{-9} à 10^{+6})

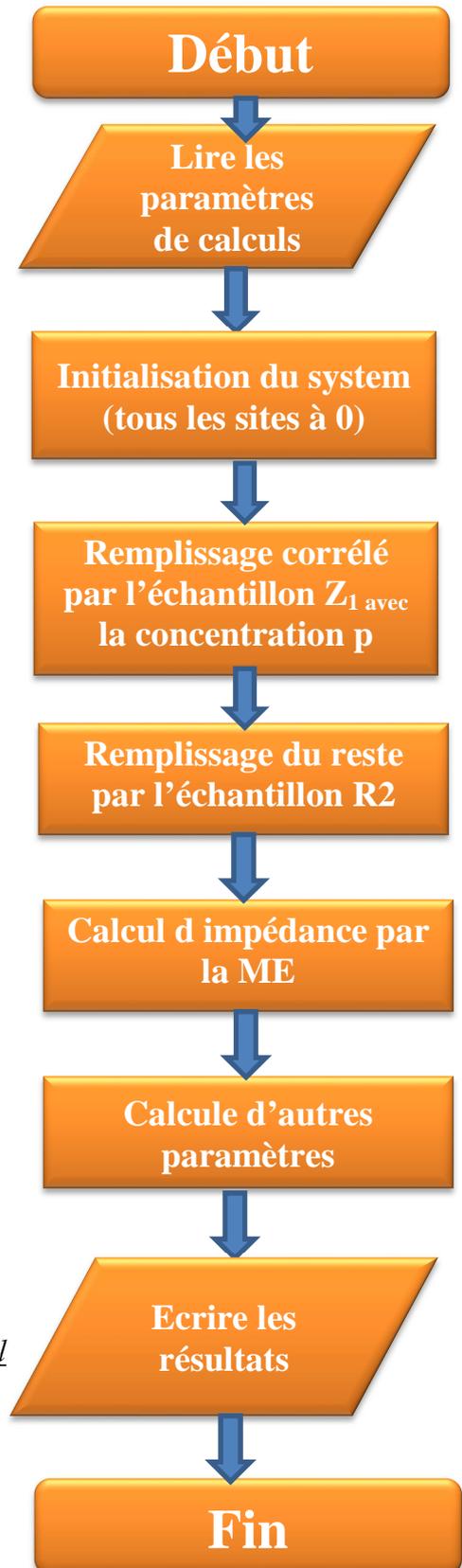


Figure (III.11) *l'organigramme général de calcul*

Conclusion :

En comparons les trois méthodes de calcul on constate que la ME est la plus efficace est précise et elle permet d'utiliser un minimum de mémoire et elle permet notamment d'utiliser le disc dure pour stocker les résultats temporelles.

On utilisant la ME on a expliqué comment on a fait notre calcule numérique sur un système remplis d'une façon aléatoire ou corrélé

Dans le chapitre suivant on va exposer les résultats obtenu par cette simulation.

Références bibliographiques

- [1] F.Brouers, S.Blacher et A.K.Sarychev dans *Fractals in the Natural and Applied Sciences*, Ch et H, Londres (1995) p. 237.
- [2] L. Zekri, R. Bouamrane and N.Zekri, *J.Phys.A: Math. Gen.* 12 (2000)283.
- [3] A.K.Sarychev, D.J.Bergman et Y.Yagil, *Phys.Rev.* B51, 5366 (1995).
- [4] S.John, *Comments Cond.Matt.Phys.* 14, 193 (1988).
- [5] R.Landauer, *Phil.Mag.* 21, 263 (1970).
- [6] G. A. Nicklasson and C. G. Granqvist, *J. Appl. Phys.* 55, 3382 . (1984).
- [7] R. J. Elliot, J. A. Krumslansl and P. L. Leath *Rev. Mod. Phys.* 46 .465. (1974).
- [8] D. Stroud and F. P. Pan *Phys. Rev B*17. 1602. (1978).
- [9] C. Domb *Contemp. Phys* 26 (1985) 49.
- [10] H. A. Lorentz *Ann. Phys. u. Chem* (1880) 641.
- [11] R. Clausius, (1879), *Die Mechanische W`armetheorie Vol II Braunschweich.*
- [12] I. T. Ritchie, (1978) *Thèse. Sydney.*
- [13] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin *Solid State Physics* (1976) HRW, Philadelphie.
- [14] A. Donnadiou *Thin Sol. Films* 6 (1970) 249.
- [15] R.J.Bell et P.Dean, *Discuss. Faraday Soc.* 50, 55 (1970); B.Kramer et D.Weaire, dans "*Amorphous Semiconductors*" Editeur M.H.Brodsky (Berlin: Springer) p.9.
- [16] F.Brouers, S. Blacher et A.K.Sarychev dans *Fractals in the Natural and Applied Sciences*,Ch et H, Londres (1995) p. 237.
- [17] C.Mato et A.Caro, *J.Phys.:Condens.Matter* 1, 901 (1989).
- [18] A.K.Sarychev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 72 (1977) 1001; P.J.Reynolds, W.Klein an H.E.Stanley, *J. Phys. C: Solid State Phys.* 10 (1977) L167; J.Bernasconi, *Phys. Rev.* B18 1987) 2185.
- [19] F.Brouers, A.K.Sarychev, S.Blacher and O.Lothaire, *Physica A* 241 (1997) 146.
- [20] L. Zekri, R. Bouamrane and N.Zekri, *J.Phys.A: Math. Gen.* 33 (2000) 649.
- [21] L.Zekri, N.Zekri, J.P.Clerc *J. Phys. A: Math. Gen* 37 (2004) 5679-5687.
- [22] D. J. Frank, C.J. Lobb *Phys. Rev B Vol.* 37N°1 (1988).
- [23] B. Derrida and J. Vannimenus, *J. Phys. A* 15, L557 (1982) .
- [24] H. J. Herrmann, B. Derrida and J. Vannimenus *Phys. Rev.* B30 4080. (1984).

Chapitre III - méthode de calcul

- [25] B. Derrida, D. Stauffer, H. J. Herrmann, J. Vannimenus, J. Phys. Lett. France 44, L701 (1983).
- [26] L. Zekri, N. Zekri et J. P. Clerc, "2 Novel computational method for accurate determination of the effective conductivity and the local field of multicomponent 3D composites", J. Phys. A: Math. Gen. 37 (2004) 5679-5687
- [27] D. J. Bergman and D. Stroud Solid state Physics 46 (1992) 147.
- [28] L. Zekri, Thèse de Doctorat "étude de la spectroscopie d'impédance et application aux propriétés diélectriques des matériaux composites à 2D 3D" -USTO, Oran (2002).
- [29] S. Berhier, Optique des milieux composites 1993 Polytechnica, Paris.
- [30] J. P. Clerc, G. Giraud, J. M. Luck, J. M. Laugier Advances in Physics Vol. 39. N°3 191-309 (1990).

IV-1-Introduction :

Le développement des méthodes numériques a ouvert des champs d'applications très divers et plus particulièrement celui de la détermination des caractéristiques des matériaux hétérogènes.

Dans notre calcul on utilise la méthode exacte élaborée dans notre labo et on a considéré la feuille de végétation comme un réseau électrique 2d rempli par deux différentes impédances on connecte les deux extrémités du réseau à une différence de potentiel (ici $V=1$ volt)

IV-2-simulation :

Dans le programme de la simulation on a utilisé les valeurs suivantes :

$$R_1=2222.e^{+3}\Omega$$

$$R_2=1999 e^{+3} \Omega$$

$$R_3=1190 \Omega$$

$$R_4=2 \Omega$$

$$C_1=1.e^{-6}F$$

On a pris $Z_1=((R_3 \cdot R_4)/(1+i \cdot C_1 \cdot \omega \cdot R_3))^{1/2}$ comme échantillon qui représente la partie liquide y compris la membrane .

Et $Z_2 = R_2$ comme échantillon qui représente la partie solide y compris le milieu extracellulaire

On a fait la simulation pour différente valeur de P la concentration de Z_1 Et pour différente valeur de L la taille de l'échantillon Z_1 (on a pris les valeur de(1-2-3-4-5), puis on fait remplir le reste par Z_2

(La taille du système 100 x100)

IV-3- Les résultats et Discussion :

Avec le programme on fais le calcul d impédances et le courant pour différentes valeur de **P** (0.1 à 0.9) et (**L**)(1 à 5) pour un plage de fréquence (**10^{-9} a 10^{+6}**)

Notre étude numérique est divisée en plusieurs parties :

IV-3- 1- Percolation :

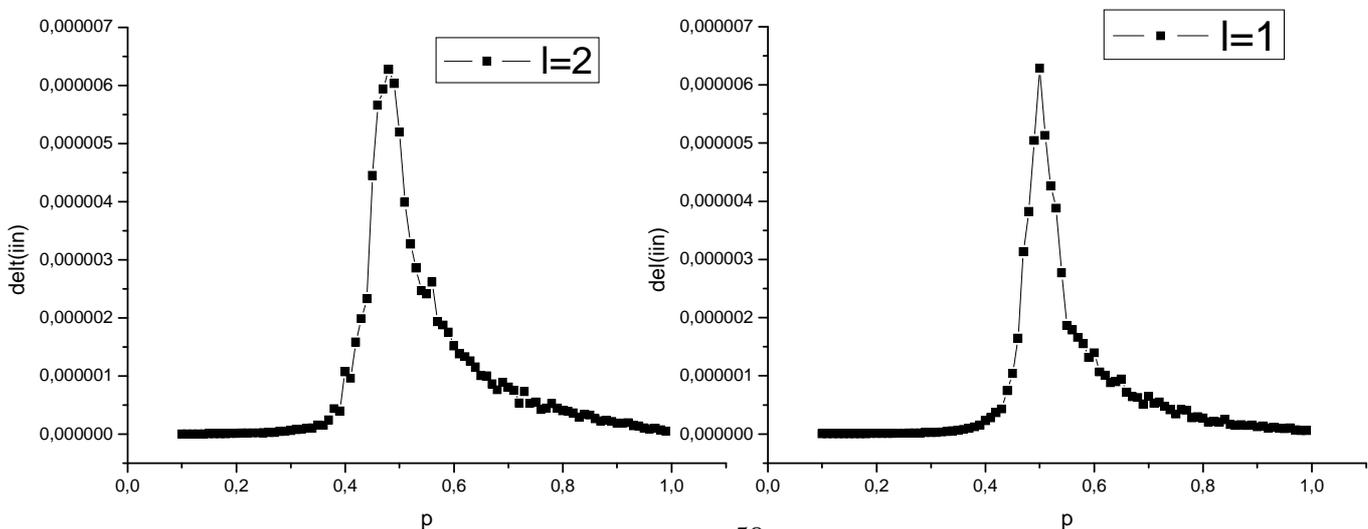
On a cherché à étudier en 1er lieu une possible percolation dans le système, alors on a calculé avec le programme Le courant(DC) pour la fréquence 10^{-9} Hz en fonction de **P** la concentration de **Z₁** pour chaque valeur de L la taille de l'échantillon **Z₁**.

1-on a choisi la partie réel du courant d'entrer **I_{in}** pour **F= 10^{-9} Hz** (courant continu DC) comme référence pour déterminer les seuils de percolations.

2-on détermine **P_c** pour chaque valeur de **L** en calculons la fluctuation de **I_{in}** pour chaque valeur de **L** pour **100** configurations différentes du remplissage

Voilà les résultats :

a-La fluctuation de la conductivité :



Chapitre IV – résultats de simulation

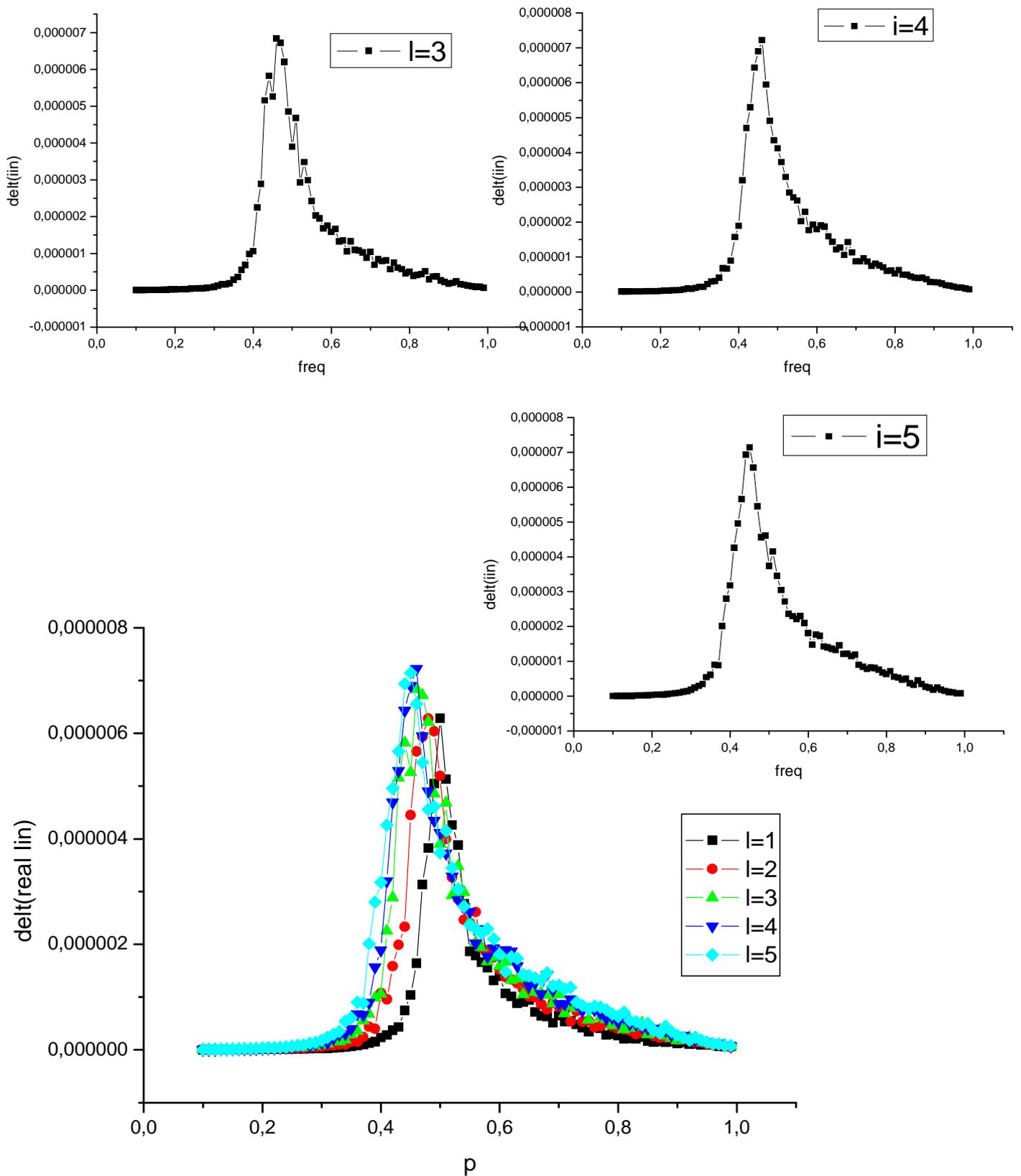


Figure (IV.1) La fluctuation de la conductivité en fonction de la taille de l'échantillon

Chapitre IV– résultats de simulation

La fluctuation de la conductivité est maximum au seuil de percolation P_c .

Les pics obtenu alors montre bien alors qu'on a une percolation autour de $P_c = 0.5$

Pour $L=1$ (remplissage aléatoire), ce seuil est légèrement décalé quand P prend des valeurs plus grandes (remplissage corrélé).

b- seuil de percolation :

on trace P_c en fonction de L (la longueur de Z_1), pour voir comment influe L sur le seuil de percolation

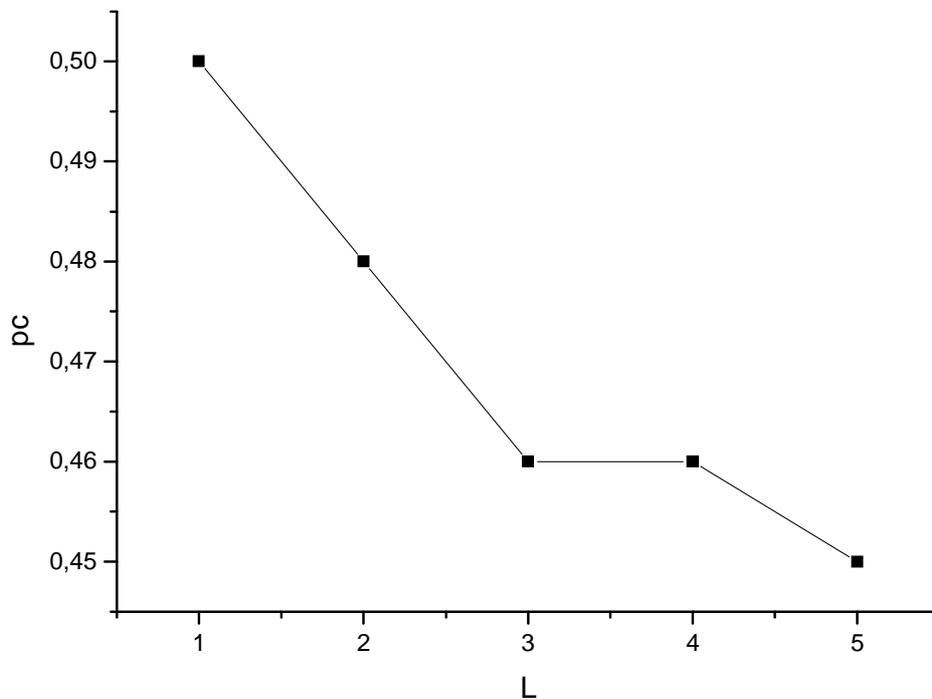


Figure (IV.2) La variation du seuil de percolation en fonction de la taille de l'échantillon

Chapitre IV– résultats de simulation

On voit bien que ce seuil diminue quand L prend des valeurs plus grandes (remplissage corrélé) et tend à se saturer quand $L > 3$

Cela peut être interprété comme suite :

1-Le seuil de percolation est proportionnel au facteur de forme des inclusions, cela est confirmé par des études faites sur le carbone dopé par des inclusions de fibre. Les résultats expérimentaux ont été obtenus dans le cas d'inclusions cylindriques dont la longueur est au moins cent fois plus grande que le diamètre..

Pour une concentration donnée, la conductivité est d'autant plus grande que les fibres sont longues, La valeur de seuil de conduction diminue lorsque la longueur des fibres augmente [7], [8],[10],[11],[12]

Un travail similaire a été fait par zekri et al (Modeling invasion percolation in poly disperse system) et qui sera publié prochainement

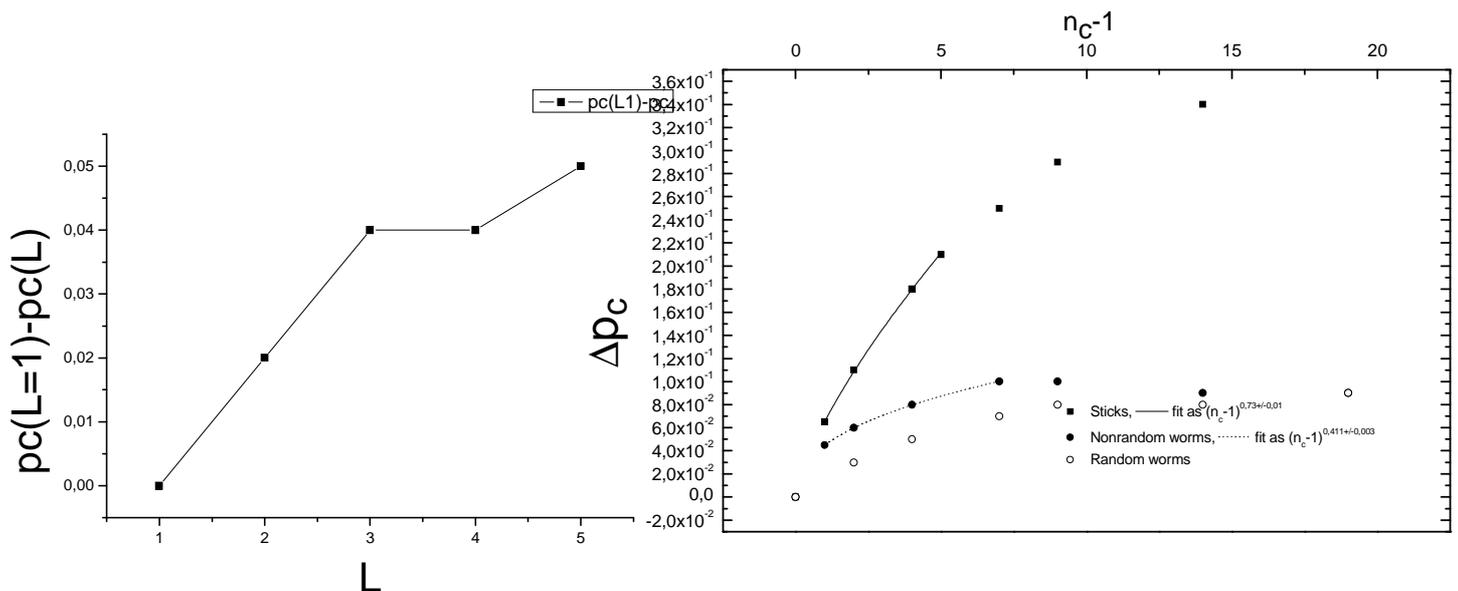


Figure (IV.4) la variation de pc en fonction de la taille de l'échantillon

On a tracé $pc(L=1) - pc(L)$ en fonction de L pour pouvoir le comparer avec le résultat trouvé par zekri et al (Modeling invasion percolation in poly disperse system) on voit bien que les deux résultats sont conformes

2- la saturation :

Pour bien expliquer la saturation on a tracé la hauteur/ 1/2 largeur de chaque pic en fonction de L .

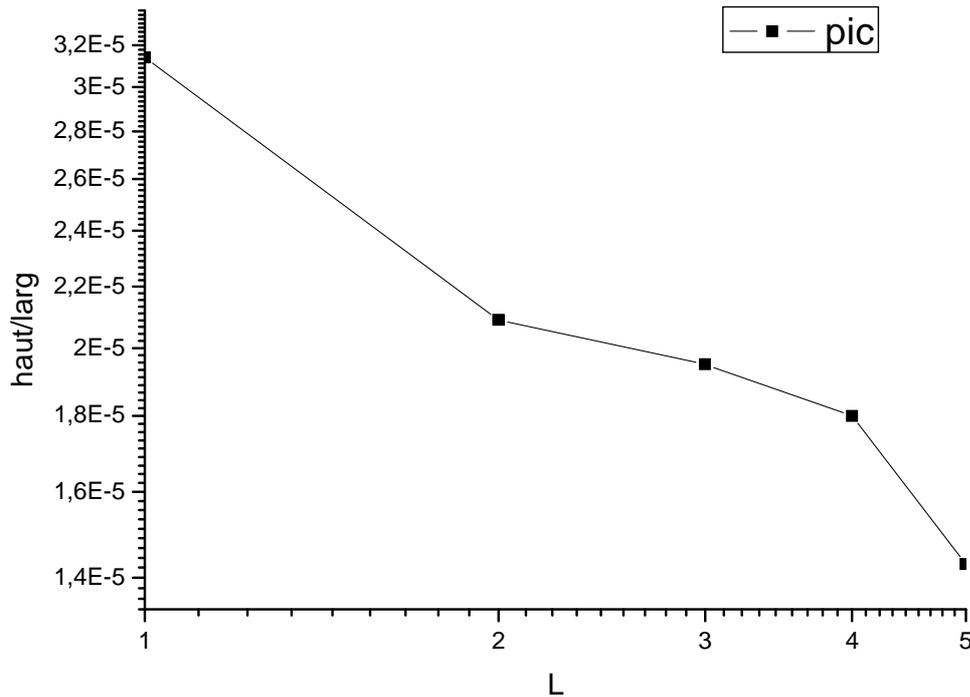


Figure (IV.3) la variation de (haut/larg) du pic de La fluctuation de la conductivité en fonction de la taille de l'échantillon

On voit bien que plus L augmente le pic devient plus large et sa hauteur diminue les pics de faibles hauteurs se trouvent **noyés** à l'intérieur des pics de grandes hauteurs ce qui veut dire qu'on a une percolation avant d'attendre **P_c** cela est due au **lien rares** (une transition de phase non universel), cet effet est appelé **smearing effects**.

IV-3- 2- les spectres diélectriques en fct de L=1,2,3,4,5

a-Etude de la relaxation :

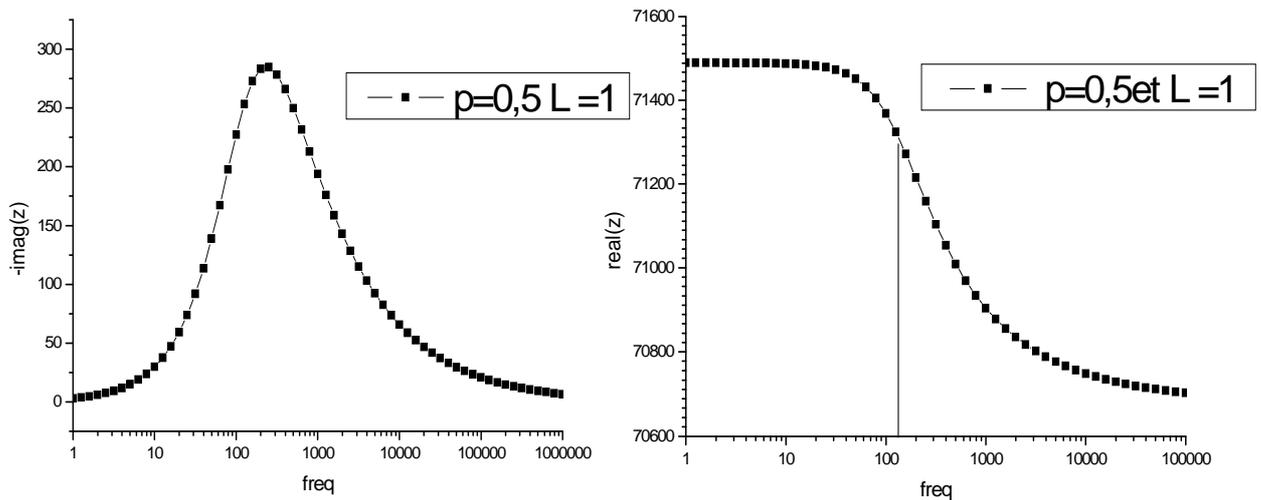


Figure (IV.5) Les parties réelles et imaginaires de z en fonction de la fréquence

Discussion :

Pour $R_3=1190 \Omega$ et $C_1=1.e^{-6}F$, on devrais avoir la relaxation autour de

$f_c=1/(2.\pi.R_3.C_1)$ C'est à dire $f_c \approx 133 \text{ Hz}$

b- le comportement de real(z) et Im(z) :

- **le comportement de la partie réelle de l'impédance totale du système**

Pour $p=0.1$ la partie réelle de l'impédance totale du système demeure constante et elle indépendante de la fréquence.

Pour $p \geq 0.5$ La partie réel de l'impédance totale du système demeure constante à basse fréquence puis présente une déflexion près de la fréquence de relaxation $f_c= 133\text{hz}$ puis tend à devenir négligeable vers les hautes fréquences :

Chapitre IV– résultats de simulation

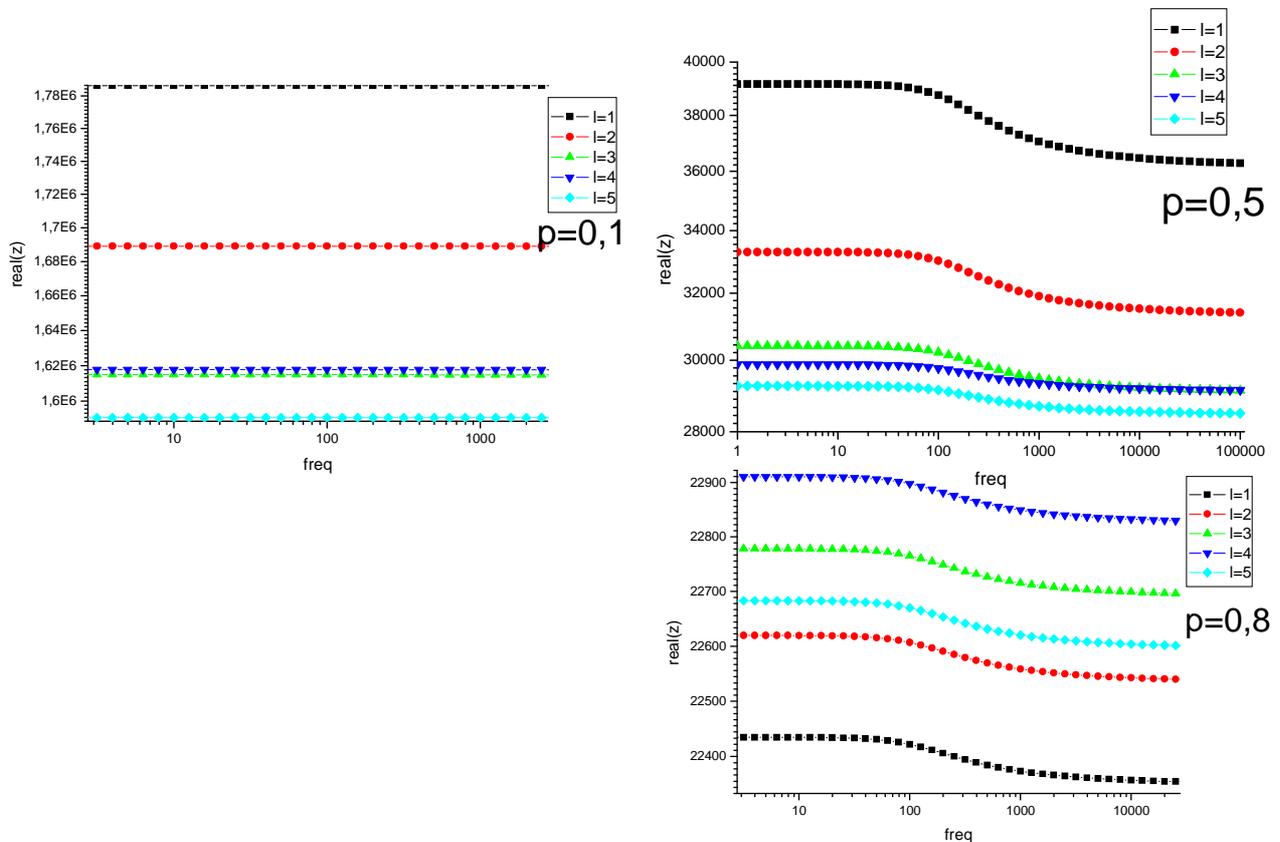


Figure (IV.6) La variation de la partie réelle de z en fonction de la fréquence

Discussion :

Ce comportement peut être interpréter comme suivant :

la simulation est faite pour différente valeur de P la concentration de Z_1 et pour différente valeur de L la taille de l'échantillon Z_1 (on a pris les valeur de (1,2,3,4,5), puis on fait remplir le reste par Z_2

Pour $p=0.1$

Le système est dominé par $z_2=R_2$ l'impédance total du système tend vers une impédance purement résistif donc on a y une impédance total constante.

Pour $p \geq 0.5$

Le système est dominé de plus en plus par Z_1

Chapitre IV – résultats de simulation

On la forme générale de l'impédance d'élément z_1 est de la forme

$$Z_1 = \left(\frac{R_3 R_4}{1 + i C_1 R_3 \omega} \right) \quad \text{d ou} \quad Z_1^2 = \frac{R_3 R_4}{1 + i C_1 R_3 \omega}^{\frac{1}{2}}$$

Si on pose $Tg\theta = C_1 R_3 \omega$ alors z_1 s'écrit comme :

$$\begin{aligned} Z_1^2 &= \frac{R_3 R_4}{1 + i Tg\theta} = A e^{-i\varphi} \Rightarrow Z_1^2 = R_3 R_4 \cos \varphi e^{-i\varphi} \\ &\Rightarrow Z_1 = \sqrt{R_3 R_4 \cos \varphi} e^{-i\varphi/2} \end{aligned}$$

On peut donc écrire Z_1 sous la forme analytique

$$Z_1 = \text{Rél}(Z_1) + i \text{Im}(Z_1) \Rightarrow \begin{cases} \text{Rél}(Z_1) = \sqrt{R_3 R_4 \cos \varphi} \cos \varphi/2 \\ \text{Im}(Z_1) = \sqrt{R_3 R_4 \cos \varphi} \sin \varphi/2 \end{cases}$$

On va utiliser cette forme pour interpréter l'allure des spectres de $\text{Im}(Z_1)$ et $\text{Rél}(Z_1)$

Puisque $Tg \varphi = \frac{\omega}{C_1 R_3}$ alors pour la partie réelle on a :

- Quand $\omega \ll 0 \Rightarrow Tg \varphi \rightarrow 0 \Rightarrow \varphi \rightarrow 0 \Rightarrow \begin{cases} \cos \varphi = 1 \\ \cos \varphi/2 = 1 \end{cases} \Rightarrow \text{Rél}(Z_T) \rightarrow \sqrt{R_3 R_4}$
- Mais quand $\omega \gg 0 \Rightarrow \varphi \rightarrow \frac{\pi}{2} \Rightarrow \begin{cases} \cos \varphi = 0 \\ \cos \varphi/2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \end{cases} \Rightarrow \text{Rél}(Z_T) \rightarrow 0$

- **le comportement de la partie imaginaire de l'impédance totale du système**

La partie imaginaire croît linéairement avec la fréquence j jusque à atteindre le max qui correspond à la fréquence de relaxation puis tend à décroître.

Chapitre IV– résultats de simulation

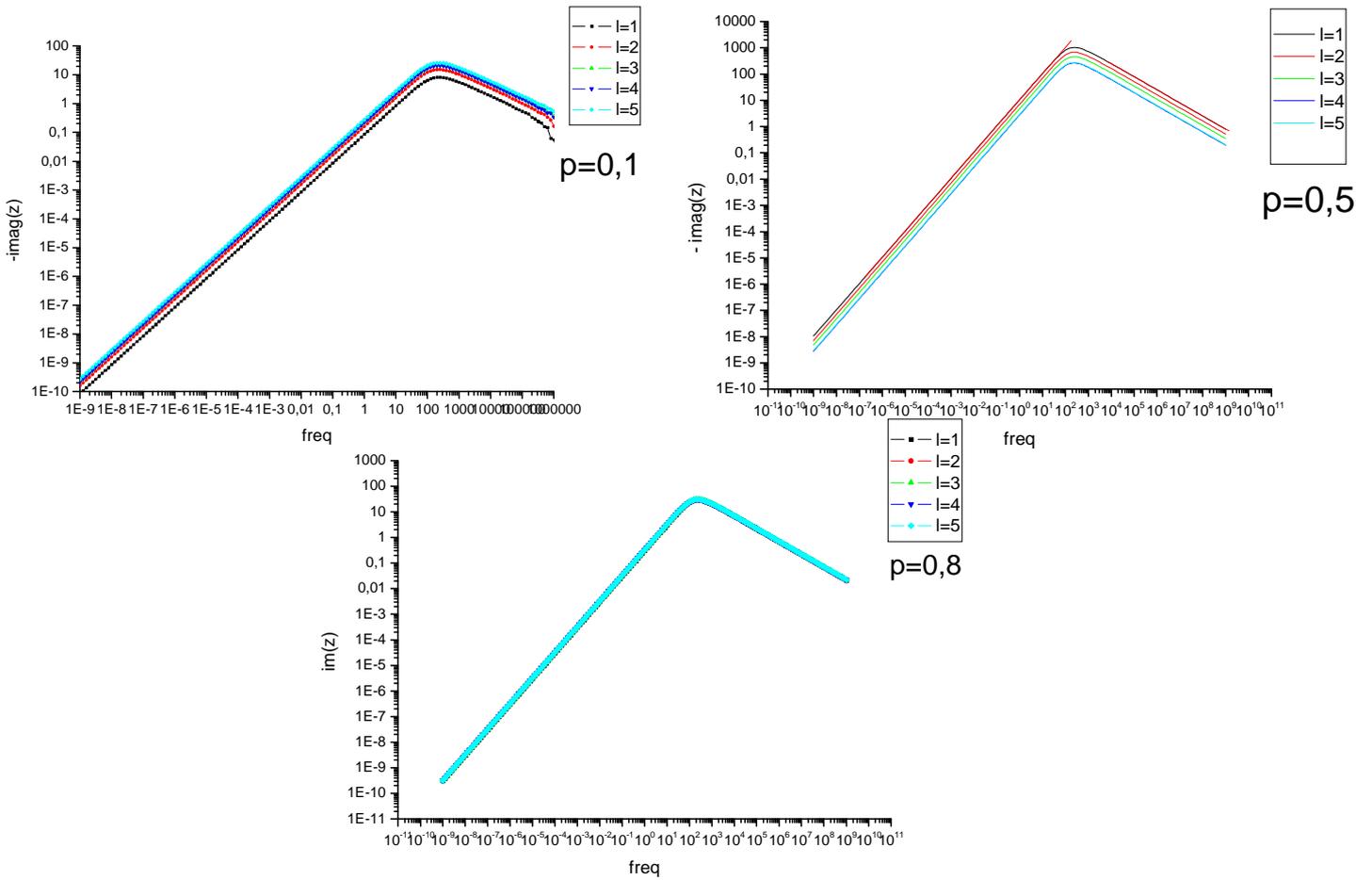


Figure (IV.7) La variation de la partie imaginaire de z en fonction de la fréquence

Discussion :

Pour la partie imaginaire nous avons :

- Quand $\omega \ll 0 \Rightarrow Tg \varphi \sim \varphi \Rightarrow \omega \cong C_1 R_3 \varphi \Rightarrow \begin{cases} \sin \varphi/2 \rightarrow \varphi/2 \\ \cos \varphi \rightarrow \left(1 - \varphi^2/2\right) \rightarrow 1 \end{cases}$

$$\Rightarrow Im(Z_1) \rightarrow \frac{\varphi \sqrt{R_3 R_4}}{2} = \frac{\omega \sqrt{R_3 R_4}}{2 C_1 R_3}$$

$$\Rightarrow Im(Z_1) \propto A \omega \quad Tq: A > 0$$

- Mais quand $\omega \gg 0 \Rightarrow \varphi \rightarrow \frac{\pi}{2} \Rightarrow \begin{cases} \cos \varphi = 0 \\ \sin \varphi/2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \end{cases} \Rightarrow Im(Z_1) \rightarrow 0$

IV-3- 4- Etude de l'asymétrie du digramme col et col :

Voilà les diagrammes Cole & Cole tracer pour chaque valeur le L et pour les concentration 0.1, 0.5 et 0.8

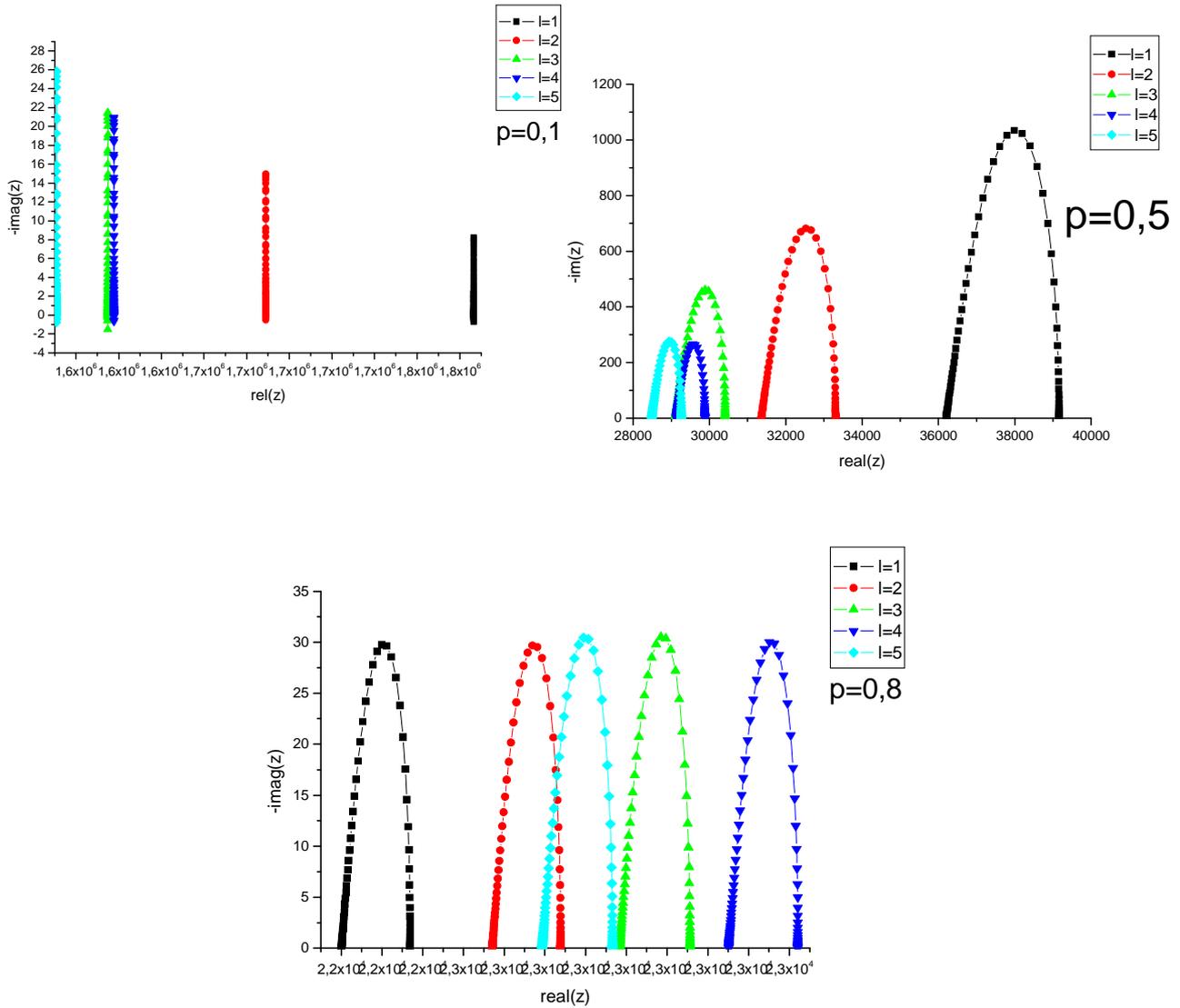


Figure (IV.8) le diagramme col & col de z en fonction de la fréquence

Chapitre IV– résultats de simulation

En traçant les digrammes col et col du système pour chaque valeur de P et L ,on voie bien l'asymétrie :

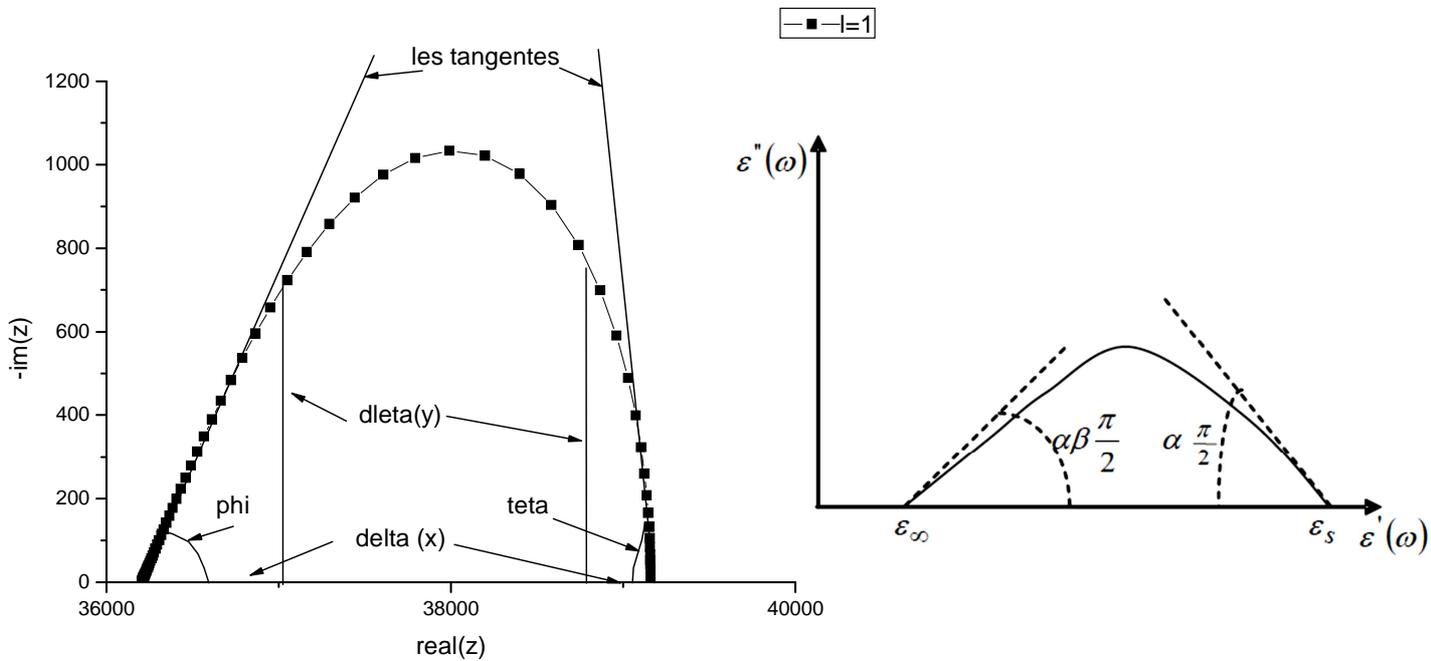


Figure (IV.9) le diagramme col & col de z en fonction de la fréquence

Alors on a essayé de déterminer les angles φ et θ géométriquement on utilisant la tangente de cette courbe au point d'intersection avec l'axe des y pour déduire par suite les paramètres α et β .

Pour cela on a calculé les angles φ et θ pour différents points de la partie linéaire du digramme col et col et par suite on a trouvé les valeurs α et β par les expressions suivantes $\varphi = \alpha \cdot \beta \pi / 2$ et $\theta = \alpha \cdot \pi / 2$:

Chapitre IV– résultats de simulation

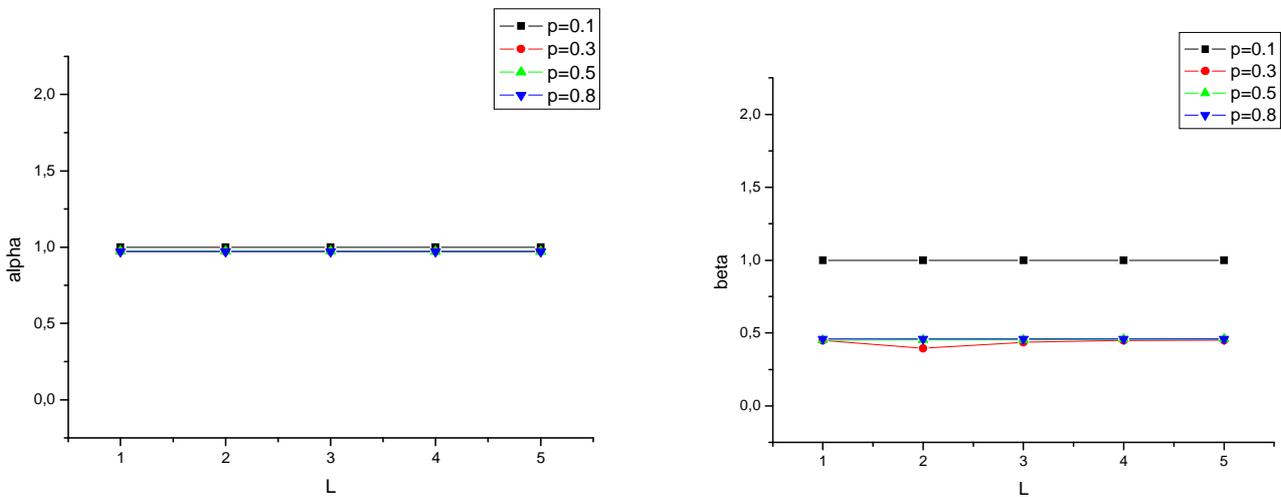


Figure (IV.10) la variation de l'aplatissement et l'asymétrie du diagramme col & col de z en fonction L la longueur d'échantillon

Discussion :

Quand $P=0.1$ le système est dominé par les éléments $Z_2=R_2$ la partie real de Z_t

tend vers 0 on a des impulsions sur le digramme col et col on a par suite $\alpha = \beta=1$

La relaxation du système qui devient homogène est de type **Deby** on a alors une seul fréquence de relaxation **Fc =133 Hz**.

Quand P s'éloigne de **0.1** le systèmes tend vers un comportement dominé par Z_1 , le système est de plus en plus non homogène les diagrammes col et col prendront la

forme d'un demi-cercle avec une certaine asymétrie on a par suite $\alpha = 0.97$, Mais

$\beta=0.49$ La relaxation du système est de type **Davidson-Cole**, on alors une distribution de relaxation autour de **fc**.

Conclusion :

Le seuil de percolation est proportionnel au facteur de forme des inclusions, cela est confirmé par des études faites sur le carbone dopé par des inclusions de fibre .

En effet, **Carmona et coll.** ont étudié l'effet du facteur de forme des fibres sur la valeur de **Pc**.

le pique devient plus large et sa hauteur diminue, les pics de faibles hauteurs se trouvent noyés à l'intérieur des pics de grandes hauteurs ce qui veut dire qu'on a une percolation avant d'atteindre **Pc** cela est due au lien rares (une transition de phase non universel), cet effet est appelé **smearing effects**.

Références bibliographiques

- [1] D. Stauffer, Introduction to percolation theory (1985) Taylor et Francis, London.
- [2] M. Mokhtari mémoire de magister (2007) USTO Dept Physique
- [3] L.Zekri et al Journal of Physics: Condensed Matter 12, 283-291 (2000).
- [4]] L.Zekri et al Journal of Physics: Condensed Matter 12, 293-301 (2000).
- [5] J.P.Clerc et al J. Phys. Letters A 338(2005)169-174
- [6] Bunde, A. and Gouyet, J. F., On scaling relations in growth models for percolating clusters and diffusion fronts. J. Phys. A 1985,18, L285-L287.
- [7] Dani, A. and Ogale, A. A., Electrical percolation behavior of short fiber composites: Experimental characterization and modeling. Compos. Sci. Technol. 1996, 56,911-920.
- [8] Dani, A. A., Experimental characterization and modeling of the electrical percolation phenomenon in short fiber composites. PhD dissertation, Clemson University,1995.
- [9] T. Zhang and Y. B. Yia, Monte Carlo simulations of effective electrical conductivity in short-fiber composites, JOURNAL OF APPLIED PHYSICS 103,014910-2008
- [10]. F. Carmona, P. Delhaès, F. Barreau, D. Ordiera, R. Canet, L. Lafeychine, Rev. Chim.Min. 18 (1981) 498.
- [11].I. Balberg, N. Binenbaum, Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1465.
- [12].Propriétés électromagnétiques de matériaux hétérogènes-Approche expérimentale et modélisation, Thèse de doctorat, UNIVERSITE BORDEAUX 1, 2007

V-1-Introduction

Les essais électriques sur des matériaux étudient leur capacité d'emmagasiner la charge (capacité) et le transfert de charge (conductance).

L'analyse de ces paramètres peut fournir des informations valables en termes de propriétés physiques et chimiques d'un matériau comprenant: impédance, porosité, pertes diélectriques, relaxation moléculaire, constitution granulaire, changements de phase, constante et module diélectrique, et avec beaucoup d'autres paramètres.

L'analyse diélectrique est un outil non destructif et puissant pour caractériser les matériaux; elle peut fournir des résultats précis et qu'on peut être répéter aisément. Les propriétés électriques d'un matériau peuvent être découvertes en employant la dépendance en fréquence de ses composants constitutifs.

Les conditions d'instrumentation pour une utile analyse exigent une mesure extrêmement précise de la grandeur et de la phase, avec des composants de référence et des sous-programmes de normalisation pour réduire au minimum les effets des capacités parasites et bruits dû aux connexions électriques

Dans ce chapitre on va exposer les démarches expérimentales et les différences résultats obtenu, on va commencer par présenter les végétations étudié et l'impédance mètre utilisé et les différentes procédures de mesures suivis des résultats obtenus avec les commentaires.

V-2-Présentation de la végétation utilisée

V-2-1-Feuille de Laurier

Nom botanique : **Laurus nobilis**

Pays d'origine : Croatie

Température d'inflammabilité : 50°C



Figure (V.1) Feuilles de Laurier

V-2-2-Feuille d'olivier

Nom botanique : *Olea europaea folium*

Habitat et origine : bassin méditerranéen,
(cultivé sous les climats chauds).



Figure (V.2) Feuilles d'olivier

V-3-Présentation de l'impédance-mètre alpha A10

L'analyseur alpha est un analyseur de réponse en fréquence mesure la permittivité complexe, la conductivité et la fonction d'impédance de matériaux en fonction de la fréquence et la température avec une grande précision.

Plage de température : -160 .. 400 ° C

Plage de fréquence : 3 μ Hz - 1 MHz

Il est particulièrement optimisé pour les matériaux à haute impédance et facteurs de perte faible sur une large plage de fréquences, mais il peut aussi mesurer avec précision élevée l'impédance des matériaux de faible conductivité.



Figure (V.3) l'impédance-mètre alpha A10

V-3-1-Principe de mesure

Une tension U_0 avec une fréquence fixe $\omega/2\pi$ est appliquée au condensateur d'échantillonnage. U_0 provoque un courant I_0 à la même fréquence dans l'échantillon. En outre, il y aura généralement un déphasage entre courant et de tension décrit par l'angle φ de phase.

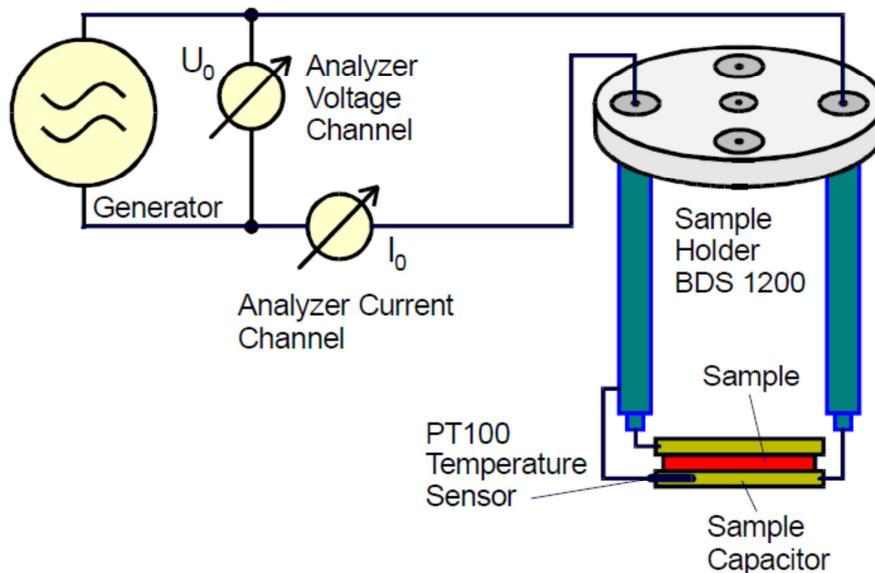


Figure (V.4) Principe de mesure avec l'impédance-mètre alpha A10

V-3-2-Calibration :

Tous les étalonnages peuvent être lancés soit à partir du logiciel **WinDETA** ou **l'Alpha GPIB commande set**.

Effectuer un étalonnage pour une interface de test permet d'améliorer la qualité de résultat et que pour cette interface de test n'aura aucun effet sur les autres interfaces de test connecté à l'ordinateur central plus tard.

Si une interface de test est connectée à l'ordinateur central, il charge automatiquement l'interface appropriée calibration du test de l'ensemble de données. Il n'est donc pas nécessaire de re-calibrer le système à tout moment une interface de test est modifiée.

Chapitre V– résultats expérimentaux

On distingue deux types de calibrations :

Calibration à courts circuits, calibration de référence

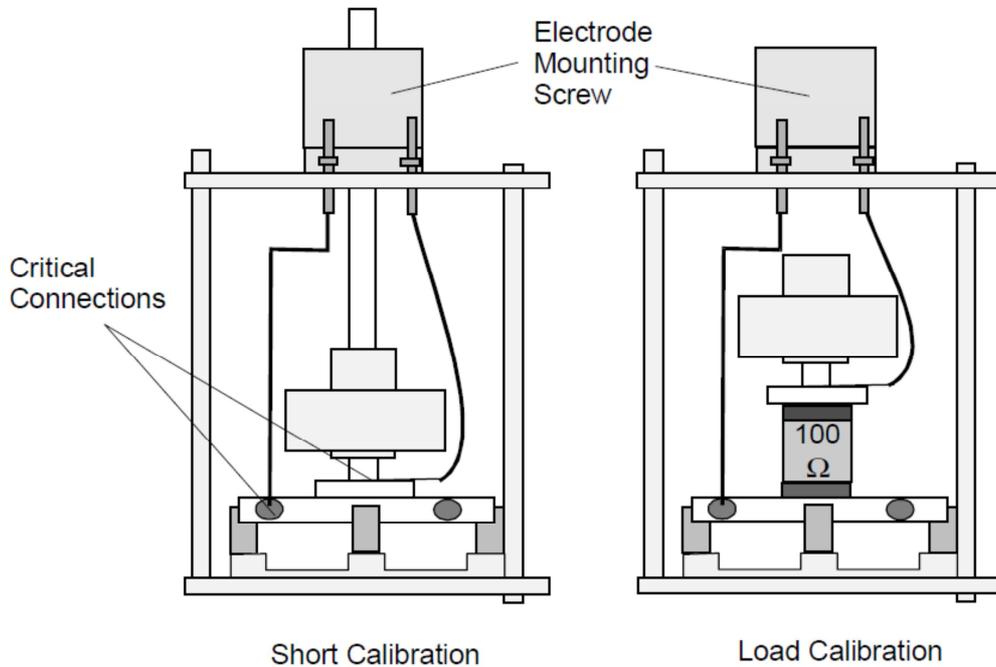


Figure (V.5) procédure de calibration de l'impédance-mètre alpha A10

V-3-3-Procédures de mesures

L'échantillon du matériau (extrais d'une feuille de végétation dans notre cas) est généralement monté dans une cellule d'échantillon entre deux électrodes formant un condensateur, l'échantillon doit être préparé à structure en sandwich entre les électrodes externes comme illustré ci-dessous.

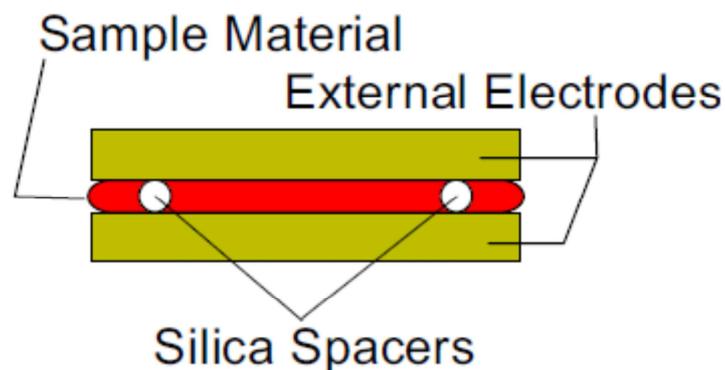


Figure (V.6) -Procédures de mesures général

Chapitre V– résultats expérimentaux

Avec le logiciel WinDETA ou l'Alpha GPIB commande set on fixe les paramètres de mesures (la plage de fréquence et de température)

Puis on lance les mesures, les résultats seront enregistrer sur le disque du pc

On doit les convertir en format texte pour pouvoir l'exploiter sur le programme origine

Notre travail expérimental se devise en deux parties :

V-4-L'étude expérimentale d'une Feuille de Laurier :

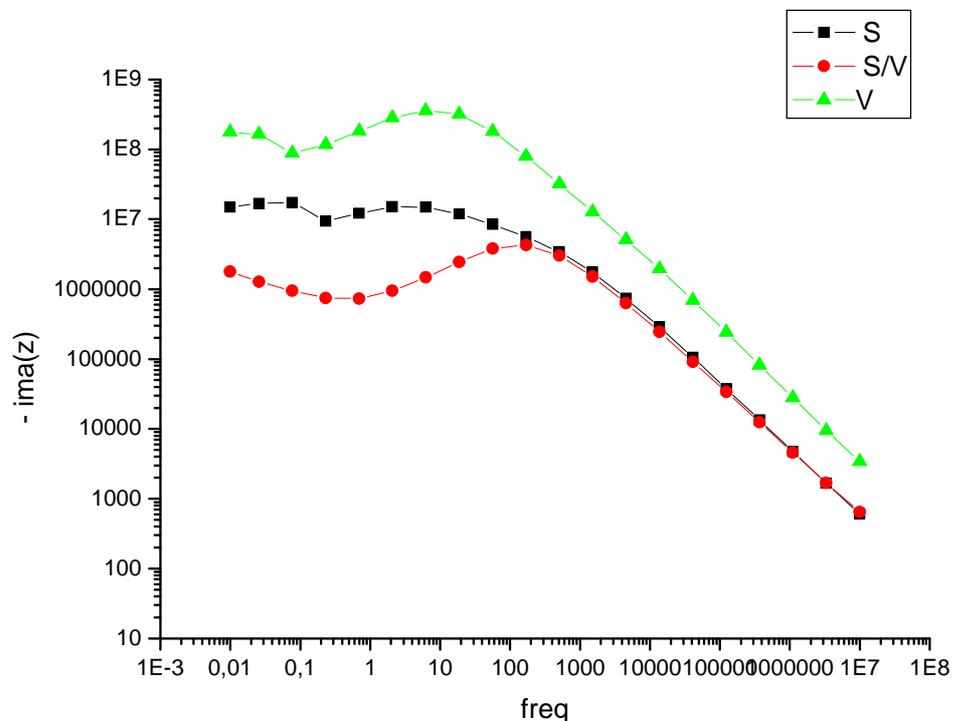
On a mesuré l'impédance **en vitro** de trois feuille de Laurier a différent **taux d'humidité** a température ambiante

SC : sèche (morte)

S/M : demi- sèche

V : verte (encore vivant)

V-4-1-Résultats L'étude expérimentale d'une Feuille de Laurier



Chapitre V – résultats expérimentaux

Figure (V.7) – variation de la partie imaginaire de l'impédance en fonction de la fréquence et de l'état physique d'une Feuille de Laurier

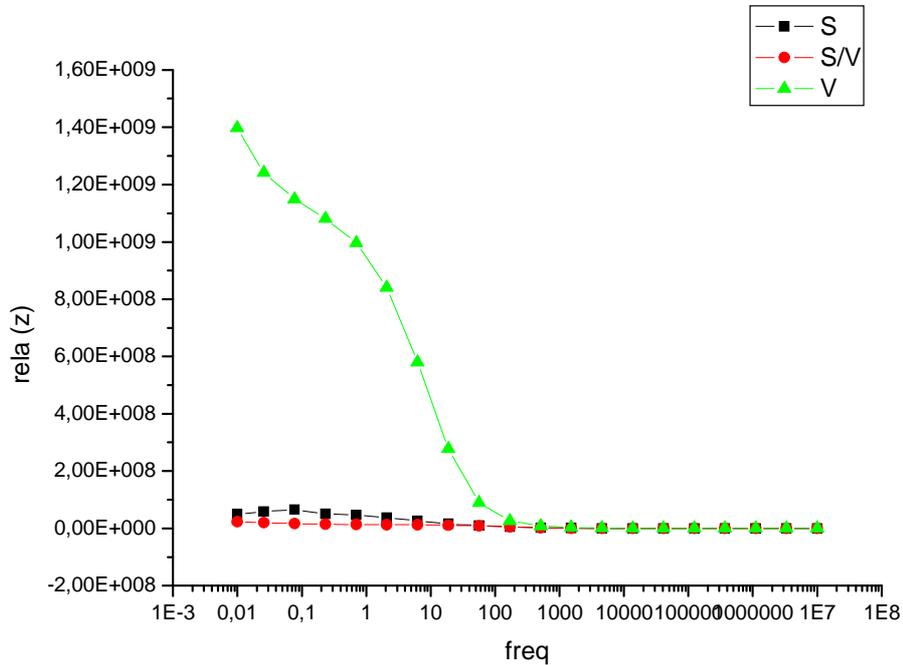


Figure (V.8) – variation de la partie réelle de l'impédance en fonction de la fréquence et de l'état physique d'une Feuille de Laurier

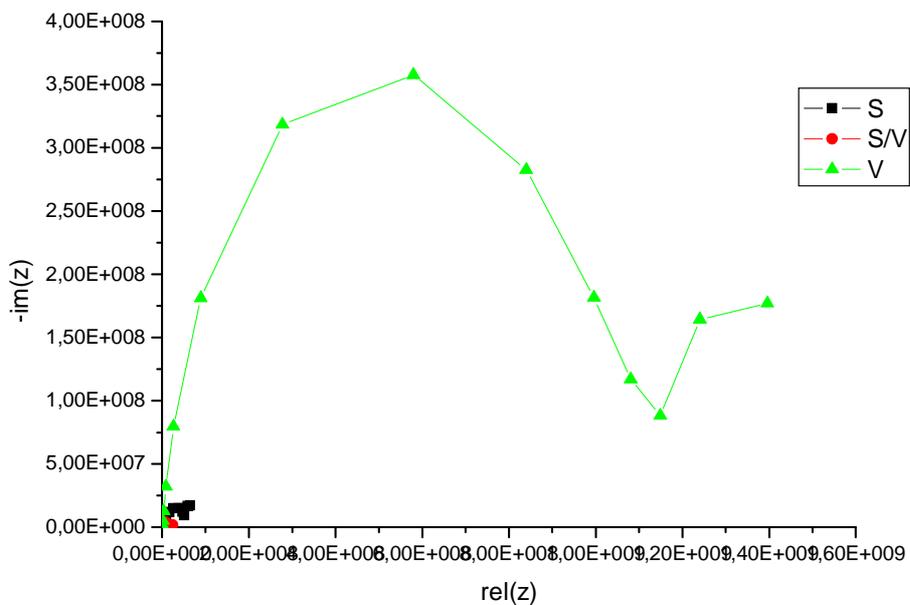


Figure (V.9) – le diagramme col&col de l'impédance en fonction de l'état physique d'une Feuille de Laurier

V-4-2-Discutions des résultats (1):

On distingue trois types de comportement :

1-à basse fréquence $f < 1\text{Hz}$ on doit avoir un pic qui correspond a la relaxation de la partie solide , il faut aller vers le micro hertz pour avoir des résultats plus intéressantes ce qui implique des jours et des jours de mesures (ce qui n'est pas encore possible a causes des coupures du courant)

2-Puis on a un comportement linière due l'effet capacitif due à l'aire qui se trouve entre la végétation et l'électrode car sa surface n'est pas homogène.

3-Pour voire la relaxation de l'eau il faut aller vers le gigahertz ce qui n'est pas possible avec l'impédance mètre qu'on a.

Pour limiter l'effet de de l'aire on a pensé à faire couvrir la végétation avec le polymère conducteur pendant les mesures faites sur l'Olivier a plusieurs températures.

V-5-L'étude expérimentale d'une Feuille d'olivier :

L'impédance a été mesurée *en vitro* de trois feuilles d'olivier à différentes températures : Ambiante (A), 100°C, et 150°C

Pour éviter l'influence de l'inhomogénéité de la surface de la feuille et limiter l'effet de l'aire, on a utilisé du polymère conducteur ce qui permet d'avoir un contact plus homogène avec les électrodes de l'impédance mètre.

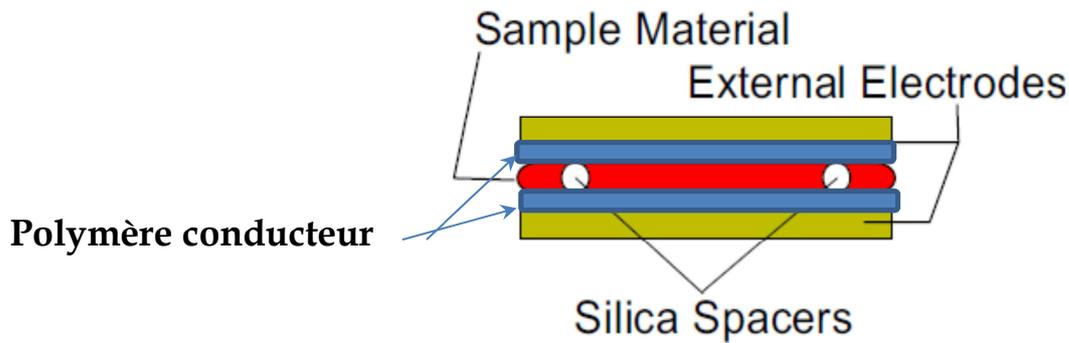


Figure (V.10) -Procédures de mesures avec le Polymère conducteur

V-5-1-Résultats L'étude expérimentale d'une Feuille d'olivier

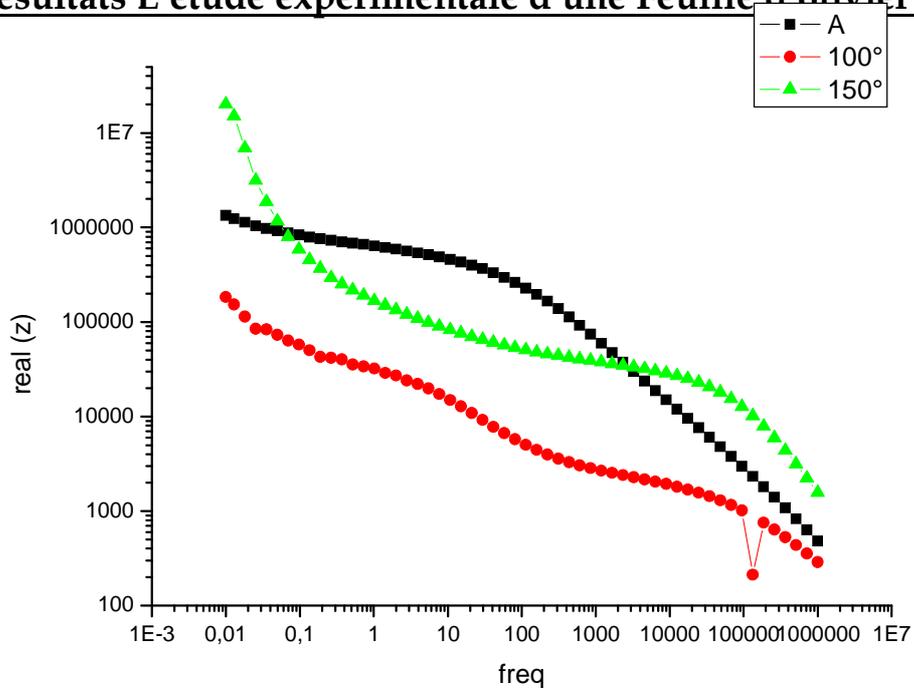


Figure (V.11) –variation de la partie réelle de l'impédance en fonction de la fréquence et de la température d'une Feuille d'olivier

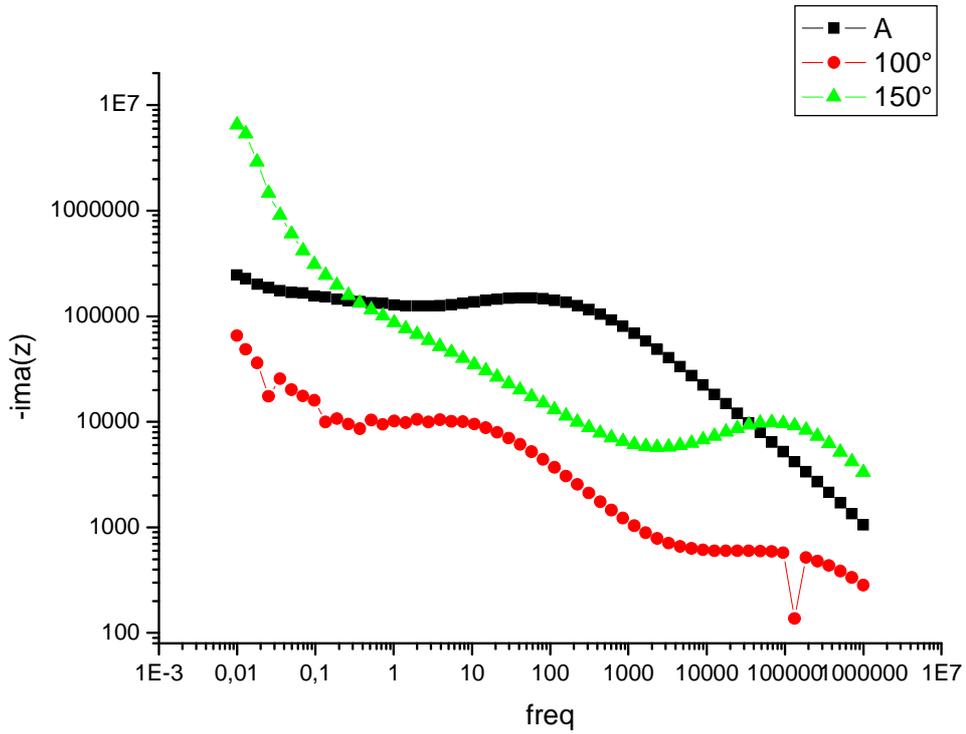


Figure (V.11) –variation de la partie imaginaire de l'impédance en fonction de la fréquence et de la température d'une Feuille d'olivier

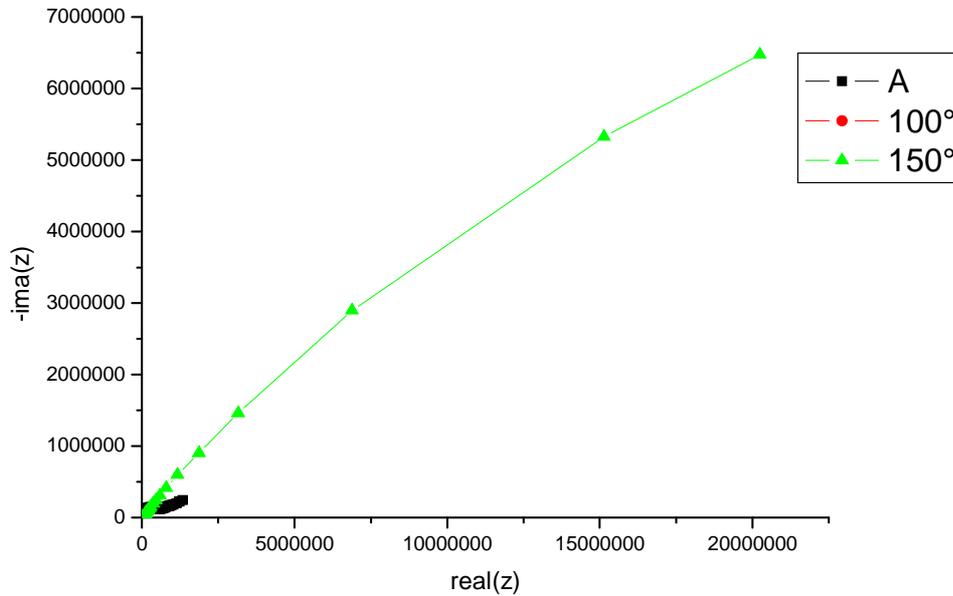


Figure (V.12) –le diagramme col&col de l'impédance en fonction de l'état physique d'une Feuille d'olivier

V-5-2-Discutions des résultats (2):

On distingue aussi trois types de comportement :

1-à basse fréquence $f < 1\text{Hz}$ on doit avoir un pic qui correspond à la relaxation de la partie solide, il faut aller vers des fréquences encore plus petites de l'ordre du micro hertz.

2-Puis on a aussi un comportement linier dû cette fois à l'effet capacitif due au polymère utiliser qui de mémé ordre que l'épaisseur de la feuille de végétation.

3-Pour voire la relaxation de l'eau il faut aller vers le gigahertz ce qui n'est pas possible avec l'impédance mètre qu'on a.

Conclusion

On a mesuré l'impédance **en vitro** de trois feuille a diffèrent **taux d'humidité** a température ambiante

On distingue trois types de comportement :

À basse fréquence $f < 1\text{Hz}$ on a un pic qui correspond a la relaxation de la partie

Puis on a un comportement linière due l'effet capacitif due à l'aire qui se trouve entre la végétation et l'électrode car sa surface n'est pas homogène.

Pour limiter l'effet de de l'aire on a pensé à faire couvrir la végétation avec le polymère conducteur pendant les mesures faites sur l'Olivier a plusieurs températures.

À basse fréquence $f < 1\text{Hz}$ on doit avoir un pic qui correspond à la relaxation de la partie solide, Puis on a aussi un comportement linier dû cette fois à l'effet capacitif due au polymère utiliser qui de mémé ordre que l'épaisseur de la feuille de végétation.

Pour limiter l'effet de de l'aire et à l'effet capacitif due au polymère utiliser il faut penser à faire une couche de peinture conductrice (la laque d'argent par exemple) sur l'échantillon de la feuille à mesurer (perceptives)

Références bibliographiques

[1] Alpha-A High Résolution Dielectric, Conductivity, Impedance and Gain Phase Modular Measurement System USER's Manual

Issue: 5/2009 Rev. 2.9 by Novocontrol Technologies GmbH & Co. KG

[2] WinDETA 5.69 Owner's Manual

Issue: 3/2009 (c) by Novocontrol Technologies

[3] Mizukami ,y,d.sawai and y. yamaguchi 2005. Electrical impédance analysis of tea leaves in the streamin process . tea research j. ,100 :21-28

Conclusion général

Conclusion général

Dans ce travail nous avons analysé la relaxation dans les espèces végétales à différentes températures à partir des spectres diélectriques.

Dans une première partie de simulation de la végétation nous avons modélisé la feuille par un réseau électrique aléatoire de membrane avec un désordre corrélé.

La gamme de la fréquence utilisée pour cette étude est de $[10^{-9}, 10^6]$ Hz ; La partie réelle demeure constante à basse fréquence et présente une déflexion près de la fréquence de relaxation puis tend à devenir négligeable vers les hautes fréquences, tandis que la partie imaginaire présente un pic, elle croît linéairement avec la fréquence jusqu'à atteindre le maximum qui correspond à la fréquence de relaxation puis tend à décroître vers les hautes fréquences.

Le seuil de percolation calculé à partir des fluctuations de la conductivité pour un courant continu décroît proportionnellement avec le facteur de forme des inclusions (La longueur L), plus que la longueur d'inclusion augmente plus que les pics de la conductivité s'élargissent et leur hauteur (*i.e* : les pics de faibles hauteurs se trouvent noyés à l'intérieur des pics de grandes hauteurs). Ce phénomène est traduit par l'apparition d'une percolation avant d'atteindre p_c cela est dû aux liens rares (une transition de phase non universelle), cet effet est appelé *smearing effects*.

La validation expérimentale de notre modèle est basée sur deux mesures, la première est la mesure de l'impédance en vitro de trois feuilles de laurier à différents taux d'humidité et à température ambiante :

À basse fréquence, Le pic de relaxation de la phase solide se situe à la gamme de micro-hertz ce que nous n'avons pas pu l'atteindre à cause du temps de calcul (des jours) et l'absence des alimentations ondulées.

À la zone intermédiaire de fréquence, on a un comportement linéaire dû à l'effet capacitif d'aire qui se trouve entre la végétation et l'électrode car la surface de la végétation n'est pas homogène.

Conclusion général

La deuxième mesure expérimentale de l'impédance est pour trois feuilles d'olivier à différentes températures : Ambiante (A), 100°C, et 150°C :

A basse fréquence, Le pic de relaxation de la phase solide se situe toujours à la gamme de micro-hertz.

A la zone intermédiaire de fréquence, le comportement de l'impédance reste linéaire dû à l'effet capacitif du polymère utilisé qui est de même ordre que l'épaisseur de la feuille de végétation.

La relaxation de l'eau nécessite une gamme de fréquence de l'ordre du gigahertz ce qui n'est pas possible avec notre impédance mètre.

Comme perspective, nous cherchons à éliminer l'effet capacitif de l'air et du polymère par l'utilisation d'une couche de peinture conductrice (la laque d'argent par exemple) sur l'échantillon de la feuille à mesurer (perceptives)

Résumé:

L'objet de ce mémoire est d'étudier à travers une analyse de spectres diélectrique obtenus expérimentalement sur des espèces végétales grâce au spectromètre diélectrique existant au LEPM, mon travail est basé sur deux parties :

1-Une modélisation numérique de la feuille de végétation comme un système désordonné corrélé composé d'une partie liquide et d'une autre partie solide disposée comme une inclusion de longueur L . on a étudié le seuil de percolation et le spectre en fréquence de l'impédance.

2-Une mesure du spectre diélectrique de feuilles de laurier dans différents états (sec, $\frac{1}{2}$ sec et mouillé) et aussi pour des feuilles d'olivier à différentes températures afin d'examiner l'effet de l'évaporation de l'eau.

Mots clefs: spectre diélectrique- relaxation- espèces végétales