

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRES
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
« HOUARI BOUMEDIENE »
FACULTE DE PHYSIQUE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

En PHYSIQUE

Spécialité : Matériaux et Composants

Par

M. KHALFALLAH Abdelkader

Sujet

ÉTUDE DES PROPRIÉTÉS DIÉLECTRIQUES DE SOLUTIONS IONIQUES PAR RÉFLECTOMÉTRIE TEMPORELLE

Soutenu publiquement le 17/06/2012, devant le jury composé de :

M. M. KADI HANIFI	Professeur à L'USTHB	Président.
M. A. SOUALMIA	Professeur à L'USTHB	Directeur de Mémoire.
M. S. SEBIH	Professeur à L'USTHB	Examineur.
M. N. BENRAKAA	Maître de Conférences A à L'USTHB	Examineur.

REMERCIEMENTS

Avant tout, je remercie dieu de m'avoir donné la foi, la santé et le courage d'amener à terme ce modeste travail.

*Du fond de me cœur je remercie mes chers **parents** qui m'ont toujours guidé encouragé et qui ont fait de leur mieux pour que j'en arrive là aujourd'hui.*

*J'exprime ma profonde gratitude et mes sincères remerciements à Monsieur **A. SOUALMIA**, Professeur à l'U.S.T.H.B, pour le choix du sujet et pour avoir dirigé avec beaucoup dévouement ce travail. Ses qualités scientifiques et techniques m'ont permis de mener à bien cette étude. Qu'il me soit permis de lui exprimer mes plus sincères reconnaissances pour la bienveillance qu'il n'a cessé de manifester à mon regard .*

*J'adresse mes remerciements les plus vifs est les plus sincères à monsieur, **M. KADI HANIFI**, Professeur à l'U.S.T.H.B pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ce mémoire.*

*Monsieur **S. SEBIH**, Professeur à l'U.S.T.H.B et Monsieur **N. BENRAKAA** Maître de Conférence à l'U.S.T.H.B, pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu accepter d'examiner ce travail. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma sincère reconnaissance.*

*Je tiens spécialement à remercie Monsieur **C.A. GUERBI** Maître Assistant à l'U.S.T.H.B pour son aide, et pour la documentation qu'il m'a procuré.*

*Au membre de notre laboratoire de « Spectroscopie Diélectrique »,
M^{me} M. ABDELGUERFI. Mr R.SAoud. Mr C.A. GUERBI.
B. KAHOUADJI*

*Enfin, je n'oublierai mes amis : Mohand Arezki, Mohand Bouakil,
Chaouki Siouani, Badis Kahouadji, Farouk, Bilel, Chemseddine,
Abdelghani, Djemel, Amin, Ramy... etc de les remercier.*

SOMMAIRE

Introduction.....	1
--------------------------	----------

Chapitre

I

PROPRIETES DIELECTRIQUES DE LA MATIERE.....	3
I.1 Polarisation diélectrique.....	4
I.2 Différents types de polarisations diélectriques.....	4
I.2.1 Polarisation électronique.....	4
I.2.2 Polarisation atomique (ionique).....	5
I.2.3 Polarisation d'orientation ou dipolaire.....	6
I.2.4 Polarisation inter-faciale (ou de <i>Maxwell-Wagner-Sillars</i>).....	6
I.3 Relation entre grandeurs macroscopiques et paramètres	
Moléculaires.....	8
I.4 Régime harmonique et permittivité complexe.....	10
I.5 Relaxation diélectrique.....	11
I.5.a Cas d'un temps de relaxation unique.....	12
I.5.b Influence de la conductivité.....	14
I.5.c Cas d'une distribution des temps de relaxation.....	16

Chapitre

II

PROPAGATION D'ONDE ELECTROMGNETIQUE	
DANS UNE LIGNES DE TRANSMISSION.....	19
II.1 Généralités sur les lignes de transmission.....	19
II.2 Modélisation de la ligne et équation de propagation.....	20
II.3 Propagation en régime harmonique sinusoïdal.....	22
II.3.1 Ligne fermée sur une charge terminale.....	25
II.3.1.a Coefficient de réflexion le long de la ligne.....	25

II.3.1.b Impédance le long de la ligne.....	26
Ligne court-circuitée: ($Z_T = 0$)	26
Ligne ouverte: ($Z_T = \infty$).....	26
Ligne adaptée: ($Z_T = Z_c$)	27
II.4 Application à l'étude de la réflexion dans une ligne à air	
coaxiale contenant un diélectrique.....	27
Ligne court-circuitée: ($Z_T = 0$)	28
Ligne ouverte: ($Z_T = \infty$).....	29
Ligne adaptée: ($Z_T = Z_c$)	29
II.4.a Méthode de la ligne adaptée : ($Z_T = Z_c = 50\Omega$).....	29
II.4.b Méthode de la ligne ouverte : ($Z_T = \infty$).....	30
II.5 Calcul de la conductivité électrique statique.....	30

Chapitre

III

TECHNIQUES UTILISEES EN SPECTROSCOPIE

DIELECTRIQUE.....	34
III.1 Introduction.....	34
III.2 Méthodes de résonance.....	35
III.3 Méthodes des lignes (méthodes de non résonance).....	35
III.3.1 Méthodes fréquentielles.....	35
III.3.1.a Analyseurs de réseaux.....	36
III.3.1.b Méthode de la ligne fendue.....	36
III.3.2 Méthodes temporelles.....	37
III.3.2.1 Les méthodes de multiréflexions.....	40
III.3.2.1.a Les méthodes de la ligne adaptée ($Z_T = Z_0$).....	40
III.3.2.1.b Les méthodes de la ligne ouverte ($Z_T = \infty$).....	42

Chapitre

IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION.....	45
<hr/>	
IV.1 Introduction.....	45
IV.2 Montage expérimental.....	46
IV.3 Préparation des solutions.....	47
IV.4 Résultats et discussion.....	48
IV.4.a Mesure avec cellule vide.....	48
IV.4.b Mesures sur échantillons étalons.....	48
IV.4.c Mesures sur les échantillons.....	55
IV.5 La relation entre la composition ionique et la conductivité.....	65
Conclusion générale.....	68
Bibliographie.....	70

Introduction

La caractérisation des milieux diélectriques, ou plus précisément l'étude des phénomènes de relaxation dont ils sont le siège sous l'application d'un champ sinusoïdal, est l'une des préoccupations d'actualité de la physique des matériaux. Cette caractérisation se ramène essentiellement à la détermination expérimentale de la permittivité relative complexe ($\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon''$), dont la partie réelle représente le terme de dispersion et la partie imaginaire représente le terme d'absorption diélectrique.

Diverses techniques ont été mises au point et utilisées dans ce but. On distingue :

- ✓ Les techniques fréquentielles.
- ✓ Les techniques temporelles.

Nous rappelons que les techniques fréquentielles permettent d'obtenir en général de bonnes précisions sur les mesures de la permittivité relative ε^* . Elles utilisent la mesure d'une quantité complexe qui est la réponse de l'échantillon à une onde électromagnétique sinusoïdale de fréquence donnée. L'information qu'on en déduit reste valable uniquement pour la fréquence choisie d'où la nécessité de disposer de plusieurs types d'instruments mesure correspondant à différentes bandes de fréquences afin d'y étudier dans leur grande partie les propriétés diélectriques des matériaux.

Au laboratoire de spectroscopie diélectrique de l'USTHB, plusieurs techniques fréquentielles ont été déjà utilisées pour la caractérisation diélectrique des matériaux. On cite le pont Général Radio pour les basses fréquences [1] et pour les fréquences radio, les mesures sont faites à l'aide d'un Q-mètre de type HP 4342A [2, 3]. La gamme de fréquence a été élargie par la suite jusqu'à 1 GHz, par l'utilisation d'un analyseur d'impédance de type HP4191A qui fonctionne sur une bande de fréquence allant de 10 MHz à 1 GHz [1]

Les techniques temporelles sont apparues au début des années 70 [4, 5] et ont été utilisées par plusieurs auteurs pour la caractérisation des milieux diélectriques [6, 7, 8] et c'est précisément sous l'impulsion de Hewlett-Packard et l'un de ses ingénieurs FELLNER-FELDEGG [4] qu'est née la *Réflexométrie en Domaine de Temps* (Time

Domain Reflectometry), devenue par la suite *Spectroscopie en Domaine de Temps* (SDT) quand on lui a associé la transformée de Fourier permettant le passage du domaine temporel au domaine fréquentiel. Le signal utilisé dans cette technique est un échelon de tension de temps de montée très rapide, de l'ordre de 35 picosecondes ce qui correspond en fréquence à une bande passante d'environ 10 GHz. Cet échelon se propage dans une ligne à air coaxiale contenant l'échantillon à étudier. La réponse obtenue est également temporelle. Le passage au domaine fréquentiel se fait par transformation de Fourier. En une seule mesure, une réponse globale couvrant une large bande de fréquence peut être ainsi obtenue.

Nous avons appliqué cette méthode pour la détermination de la conductivité électrique de solutions ioniques. Les mesures expérimentales ont porté sur des échantillons de solutions aqueuses de NaCl avec des concentrations massiques de sel de table variant de 0.1% à 1%. Les résultats de nos mesures ont conduit à l'établissement d'une relation entre la conductivité de la solution et sa composition.

L'essentiel de notre travail est présenté en quatre chapitres :

Dans le premier chapitre sont revues les notions de base concernant le comportement diélectrique de la matière, telles que la polarisation et le phénomène de relaxation diélectrique.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons les aspects théoriques de la propagation guidée des ondes électromagnétiques, ainsi que la méthode de mesure que nous avons utilisée pour déterminer la conductivité électrique statique de nos échantillons.

Le troisième chapitre, est consacré à une présentation des différents protocoles expérimentaux de mesure utilisés pour la caractérisation diélectrique des matériaux.

Enfin, dans le quatrième chapitre, nous décrivons le montage expérimental que nous avons utilisé et nous présentons les résultats expérimentaux relatifs aux échantillons étudiés.

CHAPITRE I

PROPRIETES DIELECTRIQUES DE LA MATIERE

CHAPITRE I

PROPRIETES DIELECTRIQUES DE LA MATIERE

Les grandes lignes du chapitre

I.1 Polarisation diélectrique	4
I.2 Différents types de polarisations diélectriques	4
I.3 Relation entre grandeurs macroscopiques et paramètres moléculaires	8
I.4 Régime harmonique et permittivité complexe	10
I.5 Relaxation diélectrique	11

Un diélectrique est une substance au sein de laquelle apparaît une polarisation \vec{P} sous l'effet d'un champ électrique. La polarisation représente le moment dipolaire total par unité de volume ; elle intervient selon différentes formes comme nous le verrons à la (*section I.2*). La polarisation est caractéristique de la capacité qu'ont les entités polaires (nuages électroniques, atomes ionisés, molécules) à pouvoir s'orienter dans le sens du champ électrique.

Nous rappellerons donc quelques notions fondamentales relatives aux propriétés diélectriques de la matière. Outre la polarisation, nous verrons les notions de déplacement électrique, de permittivité relative complexe, de conductivité statique et aborderons le phénomène de la relaxation diélectrique.

I.1 Polarisation diélectrique

Lorsqu'on applique un champ électrique entre deux armatures métalliques planes et parallèles séparées par le vide, le déplacement électrique \vec{D} induit s'écrit : [9]

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} \quad (I.1)$$

où $\varepsilon_0 = 8.854 * 10^{-12}(\text{Faraday/m})$ est la permittivité du vide. Le déplacement électrique représente la densité superficielle de la charge accumulée sur les armatures.

Si le vide est remplacé par un matériau diélectrique, il faudrait alors prendre en compte l'aptitude que possède le matériau à pouvoir se polariser sous l'action du champ. Le déplacement électrique induit \vec{D} devient alors :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (I.2)$$

Avec :

$$\vec{P} = \chi \varepsilon_0 \vec{E} \quad (I.3)$$

où \vec{P} est la polarisation diélectrique, \vec{E} est le champ macroscopique ; résultante du champ appliqué et du champ de dépolarisation engendré par la polarisation.

χ est la susceptibilité diélectrique. C'est en général un tenseur qui dépend de la position dans le diélectrique. Si ce dernier est homogène et isotrope, la susceptibilité devient une constante scalaire positive et la polarisation aurait le même sens que le champ.

I.2 Différents types de polarisations diélectriques

I.2.1 Polarisation électronique

Sous l'action du champ électrique \vec{E} , le nuage électronique de chaque atome est déplacé légèrement par rapport au noyau créant ainsi un dipôle électrique. Cette déformation induit un moment dipolaire électronique

$$\vec{\mu}_e = \alpha_e \vec{E}_l \quad (I.4)$$

où \vec{E}_l est le champ électrique local agissant au niveau de l'atome.

α_e est la polarisabilité électronique d'un atome.

La polarisation électronique est alors donnée par [10, 11].

$$\vec{P}_e = N\vec{\mu}_e = N\alpha_e\vec{E}_l \quad (I.5)$$

où N est le nombre d'atome par unité de volume,

Si le diélectrique possède plusieurs types d'atomes, la relation (I.5) devient :

$$\vec{P}_e = \sum_j N_j \cdot (\alpha_e)_j \cdot (\vec{E}_l)_j \quad (I.6)$$

où N_j est le nombre d'atome de type (j) par unité de volume,

$(\alpha_e)_j$ est la polarisabilité électronique d'un atome de type (j),

$(\vec{E}_l)_j$ est le champ local qui agit sur l'atome (j).

Cette polarisation est habituellement observée autour des fréquences optiques (de l'ordre de $10^{15} Hz$).

I.2.2 Polarisation atomique (ionique)

Si l'on soumet une molécule ionique à un champ électrique, le déplacement des atomes la constituant les uns par rapport aux autres donne naissance à un moment dipolaire atomique.

$$\vec{\mu}_a = \alpha_a \cdot \vec{E}_l \quad (I.7)$$

où α_a la polarisabilité atomique ; la polarisation atomique est alors donnée par :

$$\vec{P}_a = N\vec{\mu}_a = N\alpha_a\vec{E}_l \quad (I.8)$$

Cette dernière intervient dans la gamme des fréquences infrarouges entre 10^{12} et $10^{13} Hz$.

Les deux types de polarisations électronique et ionique constituent la polarisation induite

$$\vec{P}_i = \vec{P}_e + \vec{P}_a = N \cdot \alpha_i \cdot \vec{E}_l \quad (I.9)$$

où $\alpha_i = \alpha_e + \alpha_a$ est la polarisabilité induite.

Si le diélectrique possède plusieurs types d'atomes, la relation (I.9) devient :

$$\vec{P}_i = \sum_j N_j \cdot (\alpha_i)_j \cdot (\vec{E}_l)_j \quad (I.10)$$

I.2.3 Polarisation d'orientation (dipolaire)

Cette polarisation a lieu lorsqu'une molécule ou un groupement d'atomes possède un moment dipolaire permanent [10, 11]. En l'absence de champ électrique, les moments dipolaires des molécules sont orientés aléatoirement et leur résultante est en moyenne nulle. En présence du champ, l'orientation dipolaire est régie par la loi de distribution de *Boltzmann* [12]. Le moment dipolaire permanent moyen est

$$\vec{\mu} = \frac{\mu^2}{3k_B T} \vec{E}_l \quad (I.11)$$

$k_B = 1,38 \cdot 10^{23} \text{ J/K}$ est la constante de *Boltzmann*, T est la température absolue

L'expression de la polarisation dipolaire [9] est alors donnée par :

$$\vec{P}_\mu = N \frac{\mu^2}{3k_B T} \vec{E}_l \quad (I.12)$$

La polarisation d'orientation est fortement dépendante de la température. Le temps d'orientation des dipôles est beaucoup plus important que dans les deux cas précédents ce qui fait ressentir l'effet de cette polarisation à des fréquences allant du domaine de l'audio à celui des radiofréquences ($\sim 10^2$ à 10^8 Hz).

I.2.4 Polarisation inter-faciale (de *Maxwell-Wagner-Sillars*)

Cette polarisation apparaît dans les matériaux hétérogènes. Elle provient de l'accumulation des charges électriques aux interfaces entre les différentes phases constituant le matériau lorsque celles-ci possèdent des permittivités et conductivités différentes. Son temps d'établissement étant beaucoup plus long que celui de la polarisation d'orientation, on la verra à des fréquences très inférieures au domaine des audiofréquences ($\sim 10^{-1}$ à 10^2 Hz). Cette polarisation est également fortement dépendante de la température. La *figure (I.1)* illustre les différents types de polarisation.

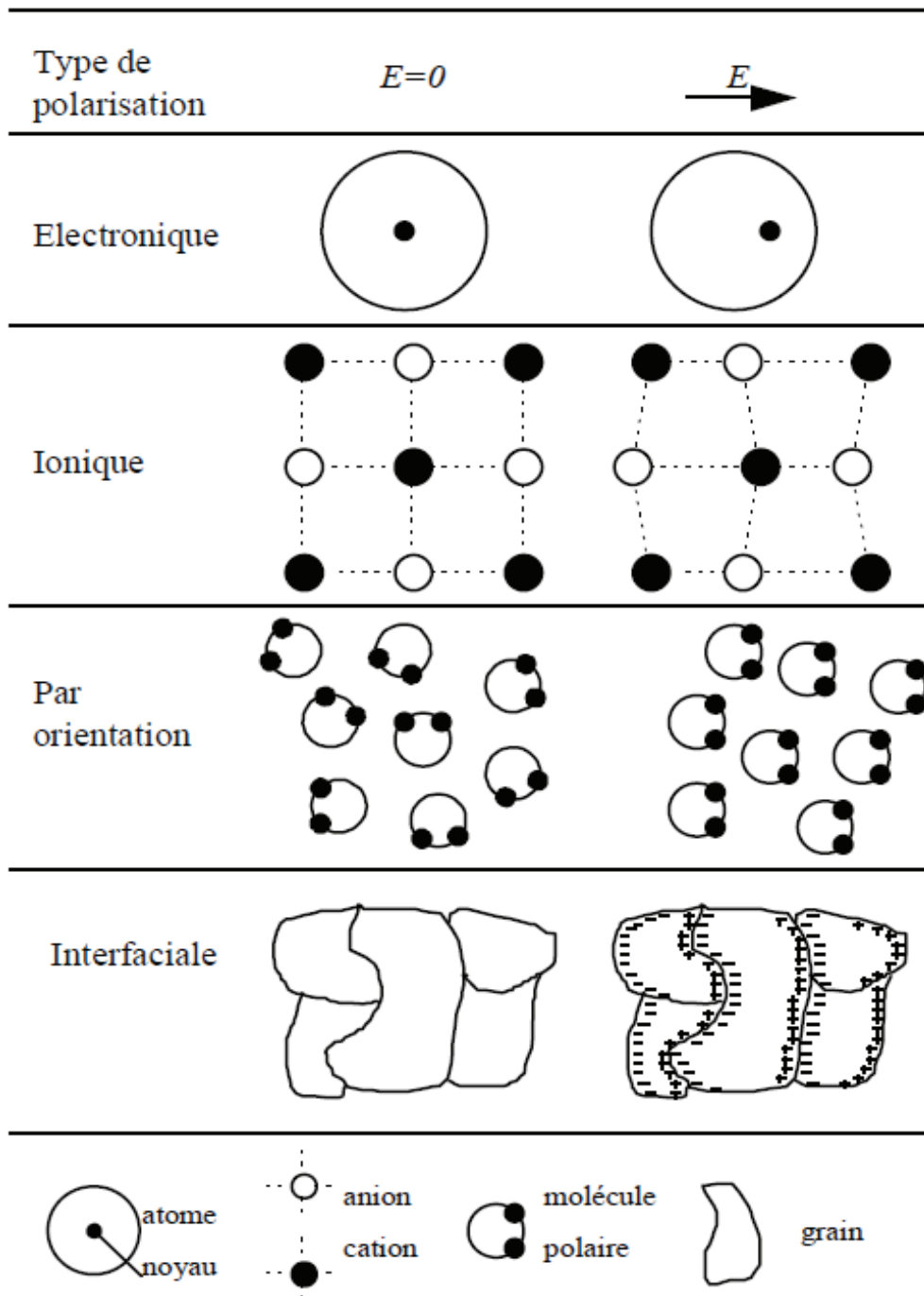


Figure (I.1) : Différents types de polarisation

Lors de l'application d'un champ électrique, ces différentes polarisations apparaissent successivement selon leur temps d'établissement respectif. Nous verrons plus en détails dans la (*section I.4*) traitant le cas du régime harmonique les variations en fonction de la fréquence de la polarisation à travers l'introduction de la permittivité complexe.

I.3 Relation entre grandeurs macroscopiques et paramètres moléculaires

On a vu qu'il est possible d'exprimer la polarisation totale dans un matériau à l'aide de grandeurs microscopiques par (*section I.2*):

$$\vec{P} = \vec{P}_i + \vec{P}_\mu \quad (I.13)$$

Par ailleurs, on a exprimé la polarisation par une formulation macroscopique dans la relation (*I.3*), dans laquelle apparait la susceptibilité diélectrique du matériau. On introduit aussi une autre grandeur macroscopique liée à la susceptibilité, qui est la permittivité absolue ε telle que [9].

$$\vec{P} = (\varepsilon - \varepsilon_0)\vec{E} \quad (I.14.a)$$

ce qui d'après la relation (*I.3*) conduit à :

$$\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \chi) \quad (I.14.b)$$

Souvent, on utilise la permittivité relative par rapport à la permittivité absolue du vide :

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \quad (I.14.c)$$

et d'après la relation (*I.2*), le déplacement se réécrit :

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E} = \varepsilon_0\varepsilon_r\vec{E} \quad (I.14.d)$$

En basses fréquences, les deux polarisations (induite et d'orientation) interviennent. Par contre, en hautes fréquences, seule la polarisation induite est présente. En désignant par ε_s et \vec{P}_s respectivement, la permittivité relative statique et la polarisation à basses fréquences et par ε_∞ et \vec{P}_∞ celles associées aux hautes fréquences, on peut écrire :

- En basses fréquences :

$$\vec{P}_s = \vec{P}_i + \vec{P}_\mu = (\varepsilon_s - 1)\varepsilon_0\vec{E} \quad (I.15)$$

- En hautes fréquences :

$$\vec{P}_\infty = \vec{P}_i = (\varepsilon_\infty - 1)\varepsilon_0\vec{E} \quad (I.16)$$

Pour des phases diluées telles que les gaz apolaires ou polaires à pressions inférieures à la normale et pour des solutions diluées de particules polaires dans un solvant non polaire, le champ local se confond au champ macroscopique ce qui permet d'obtenir à partir des relations (I.15), (I.16) et (I.12):

$$\varepsilon_s - \varepsilon_\infty = \frac{N\mu^2}{3\varepsilon_0k_B T} \quad (I.17)$$

Dans le cas où les dipôles interagissent entre eux (cas des phases condensées), il n'est plus possible de confondre le champ macroscopique \vec{E} avec le champ local \vec{E}_l . Ce dernier étant égal à la somme du champ macroscopique et microscopique, on écrit alors :

$$\vec{E}_l = \vec{E} + \vec{E}' \quad (I.18)$$

où \vec{E}' est le champ microscopique.

Dans le cas d'un cristal isotrope, et en utilisant une cavité sphérique, *Lorentz* a montré que le champ microscopique dû aux charges de polarisation est donné par [12]

$$\vec{E}' = \frac{\vec{P}}{3\varepsilon_0} \quad (I.19)$$

En reportant (I.19) dans (I.18), on obtient :

$$\vec{E}_l = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\varepsilon_0} \quad (I.20)$$

En remplaçant (I.14.a, c) dans (I.20), on trouve :

$$\vec{E}_l = \left(\frac{\varepsilon_r + 2}{3}\right)\vec{E} \quad (I.21)$$

A partir des relations (I.12), (I.15), (I.16) et (I.21), la relation (I.17) devient :

$$\varepsilon_s - \varepsilon_\infty = \frac{(\varepsilon_s + 2)(\varepsilon_\infty + 2)}{9} \frac{N\mu^2}{3\varepsilon_0 k_B T} \quad (I.22)$$

Le terme $\frac{1}{9}(\varepsilon_s + 2)(\varepsilon_\infty + 2)$ est un facteur de correction qui tient compte du champ local. Par la suite, *Onsager* [9] a proposé un modèle plus général qui tient compte de l'interaction entre les dipôles et l'influence de l'environnement. Sa formule est :

$$\varepsilon_s - \varepsilon_\infty = \frac{\varepsilon_s(\varepsilon_\infty + 2)^2}{3(\varepsilon_\infty + 2\varepsilon_s)} \frac{N\mu^2}{3\varepsilon_0 k_B T} \quad (I.23)$$

où $\frac{\varepsilon_s(\varepsilon_\infty + 2)^2}{3(\varepsilon_\infty + 2\varepsilon_s)}$ est le nouveau terme de correction.

I.4 Régime harmonique et permittivité complexe

Lorsque le champ appliqué est une fonction sinusoïdale du temps, la polarisation et le déplacement le sont aussi avec la même fréquence, mais en général avec un certain déphasage qui dépend de la fréquence. Cela est vrai en présence de polarisation d'orientation, du fait que les dipôles permanents n'arrivent pas à suivre les variations du champ à cause de leur inertie. En adoptant la notation complexe, le champ et le déplacement s'écrivent :

$$E^* = E_0 e^{j\omega t} \quad (I.24)$$

$$D^* = D_0 e^{j(\omega t - \delta)} \quad (I.25)$$

On définit alors la permittivité complexe du diélectrique comme étant le rapport du déplacement et du champ complexes :

$$\varepsilon^* = \frac{D^*}{E^*} = \varepsilon' - j\varepsilon'' \quad (I.26)$$

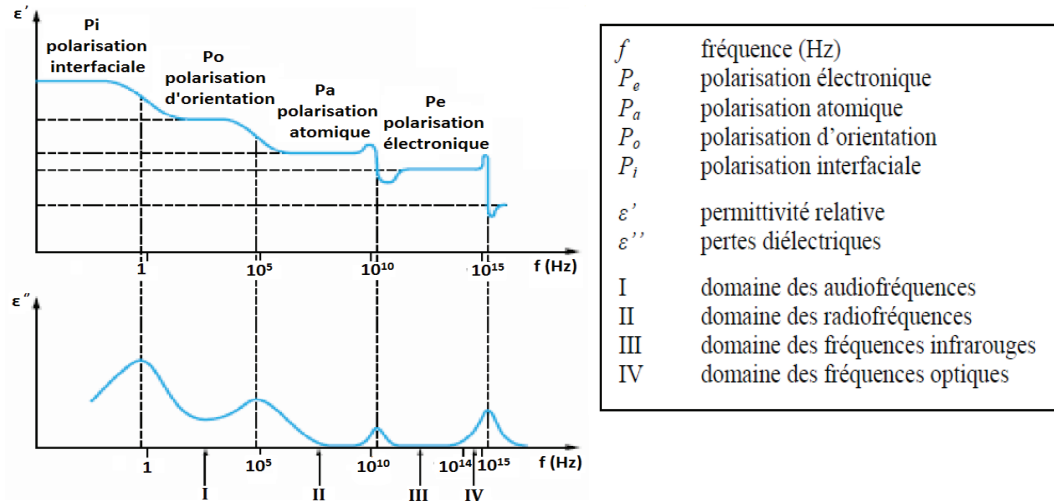
La partie réelle ε' caractérise l'effet de dispersion dans le diélectrique ; elle est liée à la quantité d'énergie emmagasinée dans le matériau. La partie imaginaire ε'' est le facteur de pertes, et caractérise l'absorption d'énergie dans le matériau. Ces deux facteurs dépendent de la fréquence.

Le déphasage δ entre le déplacement et le champ est tel que :

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \quad (I.27)$$

Le terme δ est appelé angle de pertes.

La figure(I.2) présente les variations en fonction de la fréquence des facteurs de dispersion et d'absorption pour un matériau polaire typique ; qu'on désigne par spectres de dispersion et d'absorption. Il faut signaler toutefois qu'afin de couvrir une large gamme de fréquences, il faudrait utiliser plusieurs techniques et appareillages (pont radio, Q-mètres, pont d'impédances pour les fréquences radio et micro-ondes, interféromètres pour le domaine infrarouge et visible).



Figure(I.2) : Signature diélectrique des différents types de polarisation en fonction de la fréquence [13]

I.5 Relaxation diélectrique

Dans les matériaux polaires, le mouvement d'orientation des dipôles est un phénomène de relaxation du fait que l'équilibre n'est pas atteint instantanément dès l'application du champ. En fait, l'évolution de la polarisation dipolaire au cours du temps est décrite par l'équation différentielle suivante [14].

$$\frac{dP_\mu(t)}{dt} = \frac{1}{\tau} \left[(P_\mu)_s - P_\mu(t) \right] \quad (I.28)$$

où $(P_\mu)_s$ est la valeur statique de la polarisation dipolaire,

τ est le temps de relaxation, paramètre qui dépend de la nature des dipôles de leur environnement.

I.5.a Cas d'un temps de relaxation unique

Dans ce modèle simplifié, *Debye* [15] a supposé que le matériau est formé d'éléments polarisables identiques, sans interaction ni entre eux, ni avec leur environnement. A l'équilibre la polarisation totale \vec{P}_S est donnée par :

$$\vec{P}_S = \vec{P}_\infty + (\vec{P}_\mu)_S \quad (I.29)$$

En remplaçant (I.15) et (I.16) dans (I.29), on trouve :

$$(\varepsilon_s - 1)\varepsilon_0\vec{E} = (\varepsilon_\infty - 1)\varepsilon_0\vec{E} + (\vec{P}_\mu)_S \quad (I.30)$$

ou encore :

$$(\vec{P}_\mu)_S = (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\varepsilon_0\vec{E} \quad (I.31)$$

L'équation (I.28) devient :

$$\frac{dP_\mu(t)}{dt} + \frac{P_\mu(t)}{\tau} = (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\varepsilon_0 \frac{E}{\tau} \quad (I.32)$$

Sa solution pour une polarisation initiale nulle est :

$$P_\mu(t) = (P_\mu)_S \left(1 - e^{-t/\tau}\right) \quad (I.33)$$

Dans le cas d'un champ appliqué harmonique :

$$E^*(t) = E_0 e^{j\omega t} \quad (I.34)$$

la solution de l'équation différentielle serait :

$$P_\mu^*(t) = A e^{-t/\tau} + \varepsilon_0 \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} E_0 e^{j\omega t} \quad (I.35)$$

où A est une constante d'intégration.

Généralement, le premier terme disparaît très rapidement compte tenu de la valeur de τ , seule la solution harmonique (régime stationnaire) est retenue :

$$P_\mu^*(t) = \varepsilon_0 \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} E_0 e^{j\omega t} \quad (I.36)$$

Comme la permittivité complexe relative intervient dans l'expression de la polarisation totale par :

$$P^* = \varepsilon_0(\varepsilon^* - 1)E^* = P_\infty + P_\mu^* \quad (I.37)$$

on en déduit alors sur la base des relations (I.15), (I.16), (I.36) que :

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_S - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau} \quad (I.39)$$

et comme : $\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon'(\omega) - j\varepsilon''(\omega)$ (I.40)

Il en découle alors les parties réelle et imaginaire :

$$\varepsilon'(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_S - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (I.41)$$

$$\varepsilon''(\omega) = \omega\tau \frac{\varepsilon_S - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (I.42)$$

Les spectres de dispersion et d'absorption associés à (I.41) et (I.42) sont reportés dans la figure(I.3). On peut montrer aisément que la courbe $\varepsilon'(\ln\omega)$ est centrosymétrique par rapport à $\omega = 1/\tau$ et que la courbe $\varepsilon''(\ln\omega)$ est symétrique par rapport à $\omega = 1/\tau$.

Il existe d'autres représentations graphiques qui permettent de savoir si un diélectrique relaxe avec un seul temps de relaxation ou non. L'une de ces représentations consiste à tracer ε'' en fonction de ε' (diagramme d'Argand). A partir de (I.41) et (I.42), on montre que :

$$\left(\varepsilon' - \frac{\varepsilon_S + \varepsilon_\infty}{2}\right)^2 + \varepsilon''^2 = \left(\frac{\varepsilon_S - \varepsilon_\infty}{2}\right)^2 \quad (I.43)$$

Cette relation montre que le diagramme d'Argand, plus connu par diagramme de COLE-COLE, dans le cas d'un seul temps de relaxation ce diagramme est un demi-cercle de rayon $(\varepsilon_S - \varepsilon_\infty)/2$ centré en $(\frac{\varepsilon_S + \varepsilon_\infty}{2}, 0)$, Figure(I.4).

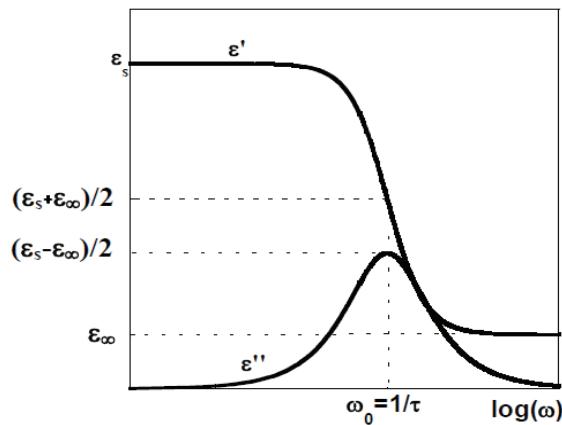
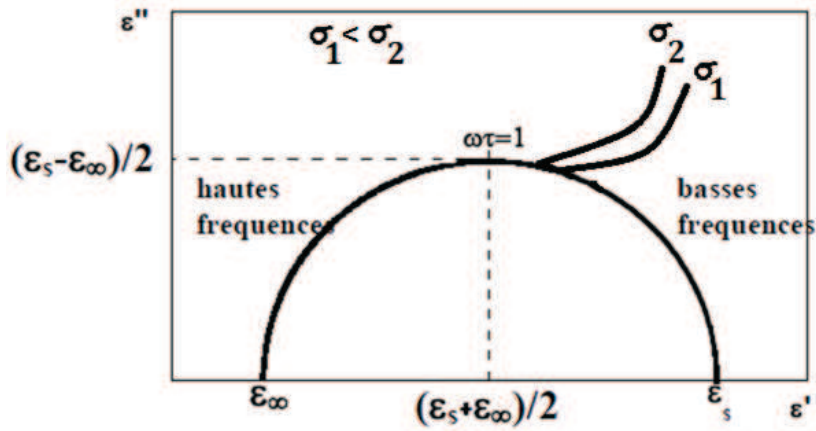


Figure (I.3) : Spectres de dispersion et d'absorption pour un seul temps de relaxation (modèle de Debye) [16]



Figure(I.4) : Diagramme d'Argand dans le modèle de Debye [16]

I.5.b Influence de la conductivité électrique

Tous les diélectriques ne sont pas des isolants électriques parfaits. Lorsque qu'un milieu diélectrique homogène et isotrope contient des charges conductrices libres, il apparaît sous l'effet du champ un certain courant de conduction dont la densité est donnée par [17, 18].

$$\vec{J}_c = \sigma \vec{E} \quad (I.44)$$

où σ est la conductivité électrique.

D'autre part, d'après les équations de *Maxwell*, la densité de courant totale est donnée par :

$$\overline{\text{rot}} \vec{H} = \vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (I.45)$$

où \vec{H} est le champ magnétique et \vec{D} est le déplacement électrique,

Le terme $\vec{J}_D = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ est appelé courant de déplacement.

En régime sinusoïdal, la relation (I.45) se réécrit en notation complexe :

$$\overline{\text{rot}} \vec{H} = \vec{J}_c + j\omega \vec{D} = (\sigma + j\omega \epsilon^*) \vec{E} \quad (I.46)$$

❖ S'il n'y a pas de conductivité, on aura :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = j\omega \varepsilon^* \vec{E} \quad (I.47)$$

- ❖ S'il y a de la conductivité, on est amené à définir « par analogie avec (I.47) » une « permittivité effective dans le cas où le matériau présente une certaine conductivité » $\varepsilon_c^* = \varepsilon_c' - j\varepsilon_c''$ telle que :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = j\omega \varepsilon_c^* \vec{E} = (\sigma + j\omega \varepsilon^*) \vec{E} \quad (I.48)$$

Par conséquent :

$$\varepsilon_c^* = \varepsilon^* - j \frac{\sigma}{\omega} \quad (I.49)$$

Ce qui conduit aussi à :

$$\varepsilon_c' = \varepsilon' \quad (I.50.a)$$

$$\varepsilon_c'' = \varepsilon'' + \frac{\sigma}{\omega} \quad (I.50.b)$$

Le terme $\frac{\sigma}{\omega}$ représente alors les pertes par conduction.

La contribution de ces pertes au diagramme de *Cole-Cole* va se traduire par un écart par rapport au demi-cercle dans le domaine des basses fréquences *figure(I.4)*.

- En HF : $\frac{\sigma}{\omega} \rightarrow 0$ et on retrouve le demi-cercle.
- En BF : $\frac{\sigma}{\omega}$ devient important.

Ainsi, la conduction n'a aucune influence sur le terme de dispersion, mais elle accroît le terme d'absorption en basses fréquences.

Remarque : Dans toute la suite, nous désignerons par ε^* la permittivité relative complexe effective.

I.5.c Cas d'une distribution des temps de relaxation

En général, les résultats expérimentaux ne sont pas toujours vérifiés par la théorie de *Debye*. Ceci s'explique du fait que des dipôles ne sont pas tous identiques et l'interaction entre eux n'est pas négligeable. La rotation d'une molécule dépend de sa géométrie et de sa position par rapport à ses voisins. Cette complexité fait qu'un dipôle peut posséder un temps de relaxation propre à lui, sinon un groupe restreint de dipôles. Il existe donc réellement une distribution des temps de relaxation.

Pour obtenir un meilleur accord avec l'expérience, *Cole et Cole* [19] ont introduit une expression empirique de la permittivité complexe :

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + (j\omega\tau_m)^{1-h}} \quad (I.51)$$

où h représenté un paramètre de distribution positif, de valeur inférieure à l'unité et τ_m est le temps de relaxation moyen donné par:

$$\tau_m = \frac{1}{\omega_r} = \frac{1}{2\pi f_r} \quad (I.52)$$

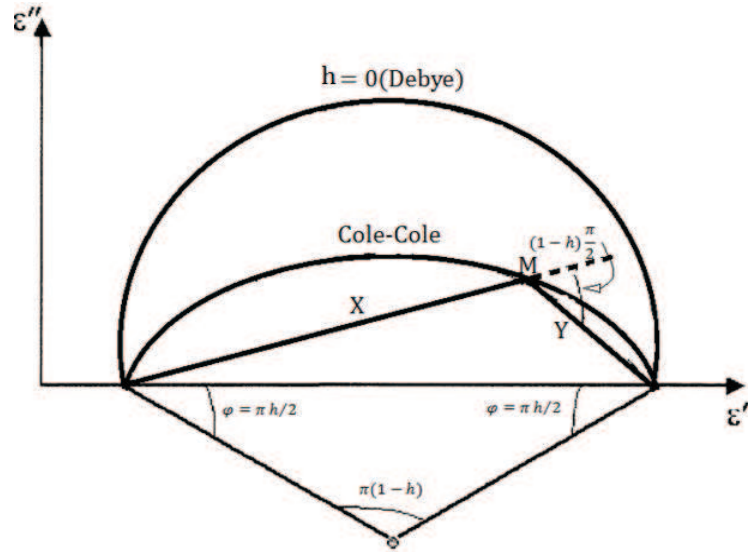
où f_r est la fréquence de relaxation.

Le *diagramme d'Argand* est dans ce cas un arc de cercle centré en dessous de l'axe des abscisses *figure(I.5)*. L'intersection de cet arc avec l'axe des abscisses fournit les valeurs de ε_s et ε_∞ .

Lorsque la fréquence de relaxation f_r n'est pas relevée sur la courbe $\varepsilon''(\omega)$, où elle correspond au maximum d'absorption, on peut la déterminer géométriquement en utilisant la formule déduite de l'expression de *Cole-Cole*, à savoir :

$$\frac{X}{Y} = \left(\frac{f_M}{f_r}\right)^{1-h} \quad (I.53)$$

où f_M est la fréquence correspondant à un point de mesure quelconque pris sur l'arc ; X et Y sont les longueurs des segments représentés sur la *figure(I.5)*. L'axe des abscisses et le rayon vecteur forment un angle $\varphi = h\pi/2$. Il est donc possible de déterminer graphiquement la fréquence de relaxation f_r ou le temps de relaxation τ_m . L'évaluation de la quantité $(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)$ permet d'après l'expression (I.22) de remonter à la quantité $N\mu^2$.



Figure(I.5) : Diagramme d'Argand dans le modèle de Cole-Cole [20].

Il existe d'autres formules empiriques de $\varepsilon^*(\omega)$ qui ont été proposés par Davidson et Cole ainsi que Havrillak et Negami [21]. Ces formules permettent d'étudier le caractère de distribution des temps de relaxation dans les polymères.

D'autre part, Jonscher [22] a proposé une « loi universelle » permettant de vérifier pratiquement tous les modèles de relaxation. Cette loi est formulée par l'expression suivante :

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{\varepsilon''_{max}}{(\omega/\omega_r)^{-m} + (\omega/\omega_r)^{1-n}} \quad (I.54)$$

où ω_r est la fréquence de relaxation,

m et n sont des constantes comprises entre zéro et un.

La figure (I.6) illustre la représentation bi-logarithmique de $(\varepsilon''(\omega)/\varepsilon''_{max})$ en fonction de ω/ω_r .

On notera deux cas particuliers :

❖ $\omega/\omega_r \ll 1$: l'expression (I.54) devient :

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{\varepsilon''_{max}}{(\omega/\omega_r)^{-m}} \quad (I.55)$$

ou encore :

$$\log(\varepsilon''(\omega)/\varepsilon''_{max}) = +m \log(\omega/\omega_r) \quad (I.56)$$

On obtient dans ce cas une représentation linéaire de pente m .

❖ $\omega/\omega_r \gg 1$: l'expression (I.54) devient :

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{\varepsilon''_{max}}{(\omega/\omega_r)^{1-n}} \quad (I.57)$$

ou encore :

$$\log(\varepsilon''(\omega)/\varepsilon''_{max}) = (1 - n) \log(\omega/\omega_r) \quad (I.58)$$

On obtient ici une représentation linéaire de pente $(1 - n)$

Remarquons que dans le cas où $m = 1$ et $n = 0$ on retrouve la loi de *Debye*, les autres cas possibles correspondent aux valeurs de m et n comprises entre zéro et un.

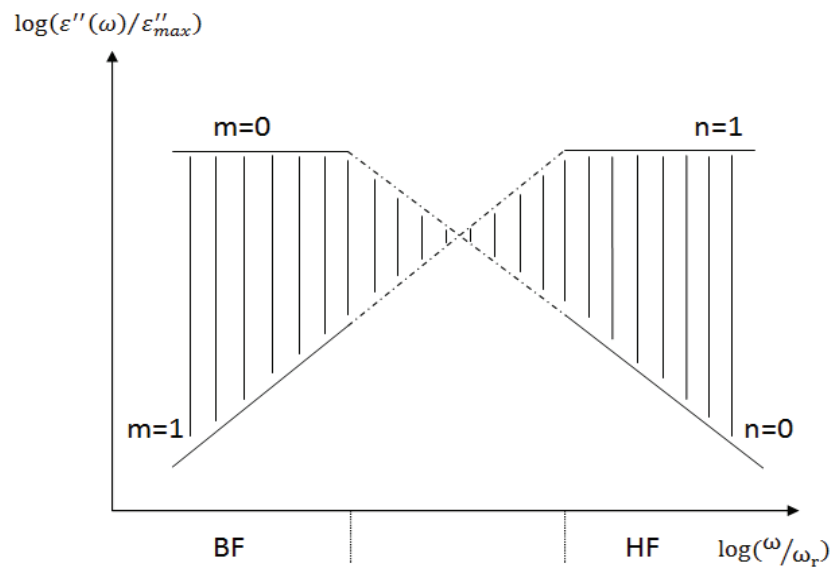


Figure (I.6) : Représentation de Jonscher.

CHAPITRE II

PROPAGATION D'ONDES ELECTROMAGNETIQUES DANS LES LIGNES DE TRANSMISSION

CHAPITRE **II**

PROPAGATION D'ONDES ELECTROMAGNETIQUES DANS LES LIGNES DE TRANSMISSION

Les grandes lignes du chapitre

II.1 Généralités sur les lignes de transmission	19
II.2 Modélisation de la ligne et équation de propagation	20
II.3 Propagation en régime harmonique sinusoïdal	22
II.4 Application à l'étude de la réflexion dans une ligne à air coaxiale contenant un diélectrique	27
II.5 Calcul de la conductivité électrique statique	30

II.1 Généralités sur les lignes de transmission

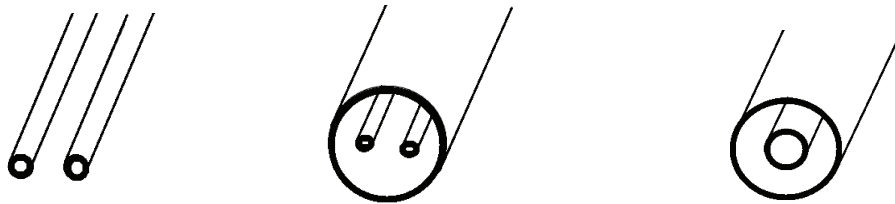
Une ligne de transmission est constituée de conducteurs reliant un générateur (une source) à une charge. Elle sert à transporter l'énergie électromagnétique de la source vers la charge de manière guidée à travers les conducteurs.

En hautes fréquences, on utilise trois types principaux de lignes, *figure (II.1)*:

- ✓ Ligne bifilaire : elle est constituée de deux conducteurs parallèles.
- ✓ Ligne bifilaire blindée : c'est une ligne bifilaire entourée d'une gaine formant écran.

- ✓ Ligne coaxiale : elle est constituée d'un conducteur intérieur de forme cylindrique, entouré d'un second conducteur tubulaire de même axe.

Dans le cadre de nos mesures expérimentales, nous avons utilisé la ligne à air coaxiale où le concept de courant et de tension s'applique aisément. En fait, le caractère transversal du champ électromagnétique permet d'introduire la notion d'onde de courant et de tension pour l'étude de la propagation. Cela permet de mener un traitement beaucoup plus simple que celui basé sur une étude électromagnétique.



(a) : Ligne bifilaire (b) : Ligne bifilaire blindée (c) : Ligne coaxiale

Figure (II.1) : quelques exemples de lignes.

II.2 Modélisation de la ligne et équation de propagation

Lorsque le signal émis par la source est une onde E.M sinusoïdale de fréquence déterminée, la ligne se comporte par rapport à la propagation de l'onde différemment selon la fréquence. En effet aux basses fréquences, la longueur d'onde est grande comparée à la dimension de la ligne ; par conséquent, les variations de courant et de tension sont négligeables le long de la ligne ; dans ce cas, celle-ci se comporte comme un circuit à constantes localisées où les lois de *Kirchoff* sont directement applicables, [23, 24, 25].

Par contre, en hautes fréquences, lorsque la longueur d'onde devient comparable à la dimension de la ligne, le courant et la tension varient le long de la ligne et celle-ci se comporte comme un circuit à constantes réparties où il n'est plus possible d'appliquer les lois de *Kirchoff*, *Figure (II.2.a)*. Pour pouvoir le faire, on décompose la ligne en élément identiques de longueur dx , très petite devant la longueur d'onde de sorte que l'on puisse le considérer comme un circuit à constantes localisées qui obéit aux lois de *Kirchoff*. L'élément de ligne est équivalent au quadripôle de la *figure(II.2.b)* Les constantes caractérisant ce quadripôle sont alors Rdx, Ldx, Cdx et Gdx , où :

- ✓ R, L : résistance (en Ω/m) et inductance (en H/m) par unité de longueur, représentant respectivement les pertes d'énergie active et réactive dans les conducteurs de la ligne.
- ✓ G, C : conductance (en S/m) et capacité (en F/m) par unité de longueur, représentant respectivement les pertes d'énergie active et réactive dans les diélectriques de la ligne.

Pour étudier la propagation sur une ligne, on applique les lois de *Kirchhoff* au circuit de la *figure (II.2.b)*, en orientant par commodité l'axe des abscisses de la charge vers le générateur avec l'origine au niveau de la charge.

La variation de tension et de courant quand on se déplace de dx sur la ligne est telle que [25, 26] :

$$v(x + dx) - v(x) = \frac{\partial v}{\partial x} dx = Ri dx + L dx \frac{\partial i}{\partial t} \quad (II.1)$$

$$i(x + dx) - i(x) = \frac{\partial i}{\partial x} dx = Gv dx + C dx \frac{\partial v}{\partial t} \quad (II.2)$$

Ces équations peuvent être réécrites comme suit :

$$\frac{\partial v}{\partial x} = Ri + L \frac{\partial i}{\partial t} \quad (II.3)$$

$$\frac{\partial i}{\partial x} = Gv + C \frac{\partial v}{\partial t} \quad (II.4)$$

En dérivant une deuxième fois et en combinant les deux égalités, on obtient:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = RGv + (RC + LG) \frac{\partial v}{\partial t} + LC \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \quad (II.5)$$

$$\frac{\partial^2 i}{\partial x^2} = RGi + (RC + LG) \frac{\partial i}{\partial t} + LC \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} \quad (II.6)$$

Ces équations sont dites « équations des télégraphistes ». Elles régissent la propagation du courant et de la tension électrique le long d'une ligne de transmission.

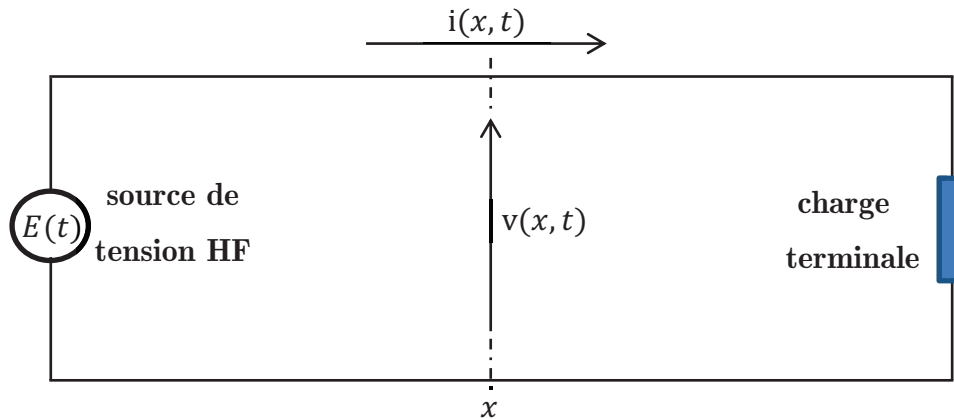


Figure (II.2.a) : Ligne de transmission fermée sur une charge terminale

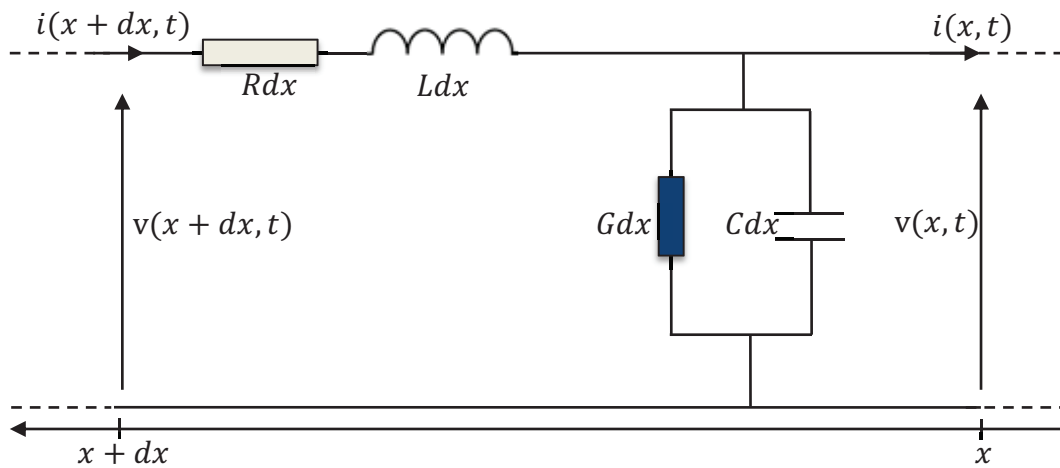


Figure (II.2.b) : Schéma équivalent d'un élément dx d'une ligne de transmission

II.3 Propagation en régime harmonique sinusoïdal

Pour une onde sinusoïdale de pulsation $\omega = 2\pi f$ (f étant la fréquence), la tension et le courant se mettent en notation complexe sous la forme [27, 28].

$$v(x, t) = V(x) \exp(j\omega t) \quad (II.7)$$

$$i(x, t) = I(x) \exp(j\omega t) \quad (II.8)$$

$V(x)$ et $I(x)$ sont respectivement les amplitudes complexes de la tension et du courant.

Les équations (II.3, 4, 5 et 6) deviennent alors :

$$\frac{\partial V}{\partial x} = (R + j\omega L)I \quad (II.9)$$

$$\frac{\partial I}{\partial x} = (G + j\omega C)V \quad (II.10)$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = (R + j\omega L)(G + j\omega C)V \quad (II.11)$$

$$\frac{\partial^2 I}{\partial x^2} = (R + j\omega L)(G + j\omega C)I \quad (II.12)$$

La quantité $(R + j\omega L)(G + j\omega C)$ représente le carré de la constante de propagation :

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \quad (II.13)$$

La constante de propagation γ est une quantité complexe, donc : [29].

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (II.14)$$

Où α représente l'atténuation de l'onde,

β est le coefficient de phase.

En reportant la quantité (II.13) dans les équations (II.11) et (II.12), on obtient :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \gamma^2 V = 0 \quad (II.15)$$

$$\frac{\partial^2 I}{\partial x^2} - \gamma^2 I = 0 \quad (II.16)$$

(II.15) et (II.16) sont les équations de propagation de la tension et du courant le long de la ligne, elles admettent pour solutions :

$$V(x) = V_i \exp(\gamma x) + V_r \exp(-\gamma x) \quad (II.17)$$

$$I(x) = I_i \exp(\gamma x) + I_r \exp(-\gamma x) \quad (II.18)$$

Les deux premiers termes de la somme dans (II.17) et (II.18) représentent une onde qui se propage du générateur vers la charge ; c'est l'onde incidente. Les autres représentent l'onde réfléchie qui se propage de la charge vers le générateur. Les constantes V_i, V_r, I_i et I_r sont des constantes d'intégration ; elles sont liées deux à deux par la relation :

$$\frac{V_i}{I_i} = -\frac{V_r}{I_r} = Z_C \quad (II.19)$$

Avec :

$$Z_C = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}} \quad (II.20)$$

où Z_C représente l'impédance caractéristique de la ligne. Elle dépend de deux termes :

$(R + jL\omega)$, qui est l'impédance linéique de la ligne,

$(G + jC\omega)$, qui est l'admittance linéique de la ligne.

Compte-tenu de (II.14, 17, 18 et 19), les expressions (II.7 et 8) deviennent :

$$v(x, t) = V_i \exp(\alpha x) \exp j(\omega t + \beta x) + V_r \exp(-\alpha x) \exp j(\omega t - \beta x) \quad (II.21)$$

$$i(x, t) = \frac{1}{Z_C} [V_i \exp(\alpha x) \exp j(\omega t + \beta x) - V_r \exp(-\alpha x) \exp j(\omega t - \beta x)] \quad (II.22)$$

Ces expressions sont la somme de deux termes [24, 25]

- ✓ L'un dont l'amplitude diminue lorsque x diminue, c'est-à-dire pour un déplacement du générateur vers le récepteur. Il représente l'onde incidente.
- ✓ L'autre a une amplitude qui diminue lorsque x croît, c'est-à-dire pour un déplacement de la charge vers le générateur. Il représente l'onde réfléchie par la charge.

Par ailleurs, on montre en électromagnétique que le coefficient de phase β est lié à la longueur d'onde λ par la relation :

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (II.23.a)$$

$$\text{avec : } \lambda = \frac{2\pi v}{\omega} \quad (II.23.b)$$

où v la vitesse de propagation de l'onde.

Si le diélectrique dans la ligne est l'air, que l'on peut d'ailleurs considérer comme une bonne approximation du vide, le coefficient de phase devient :

$$\beta_0 = \frac{\omega}{c} \quad (II.24)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide.

Dans l'air, il n'y a pas de pertes diélectriques ($G = 0$). Si en plus la ligne ne présente pas des pertes de conduction ($R = 0$), le coefficient d'atténuation sera alors nul. La constante de propagation se réduit dans ce cas à un imaginaire pur :

$$\gamma_0 = j\beta_0 = j\frac{\omega}{c} \quad (II.25)$$

Lorsqu'on remplace l'air par un diélectrique non magnétique ($\mu = 1$) de permittivité complexe relative ϵ^* , la constante de propagation devient :

$$\gamma = \gamma_0\sqrt{\epsilon^*} = j\frac{\omega}{c}\sqrt{\epsilon^*} \quad (II.26)$$

Ici, l'amplitude de l'onde subit une atténuation due à l'existence de pertes diélectriques.

II.3.1 Ligne fermée sur une charge terminale

II.3.1.a Coefficient de réflexion le long de la ligne

Considérons une ligne sans pertes, fermée sur une impédance Z_T , *figure(II.3)*. Le coefficient de réflexion en un point quelconque de la ligne est défini comme étant le rapport de la tension réfléchie et la tension incidente :

$$\Gamma(x) = \frac{V_r \exp(-\gamma x)}{V_i \exp(\gamma x)} \quad (II.27)$$

Au niveau de la charge ($x = 0$) le coefficient de réflexion est :

$$\Gamma(0) = \Gamma_T = \frac{V_r}{V_i} \quad (II.28)$$

qui est en général une grandeur complexe.

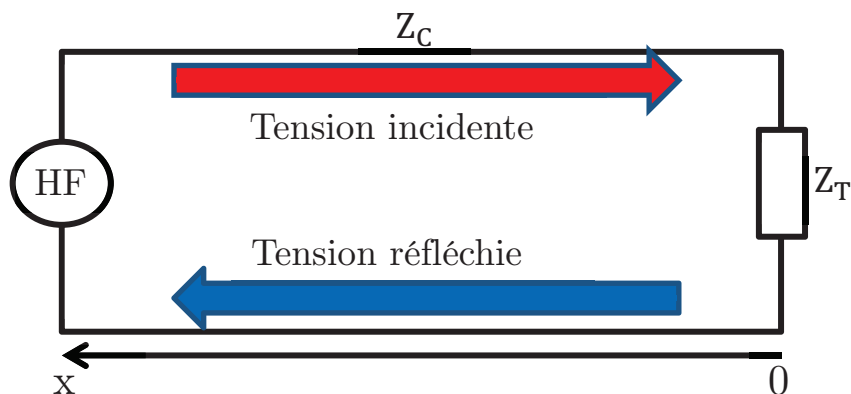


Figure (II.3): Ligne de transmission fermée sur une impédance terminale Z_T

II.3.1.b Impédance le long de la ligne

Rappelons ici les expressions de la tension et du courant:

$$v(x, t) = [V_i \exp(\gamma x) + V_r \exp(-\gamma x)] \exp(j\omega t) \quad (II.29)$$

$$i(x, t) = \frac{1}{Z_c} [V_i \exp(\gamma x) - V_r \exp(-\gamma x)] \exp(j\omega t) \quad (II.30)$$

L'impédance en un point quelconque de la ligne est le rapport de la tension et du courant :

$$Z(x) = \frac{v(x, t)}{i(x, t)} = Z_c \frac{V_i \exp(\gamma x) + V_r \exp(-\gamma x)}{V_i \exp(\gamma x) - V_r \exp(-\gamma x)} \quad (II.31)$$

et utilisant (II.28), on peut écrire :

$$Z(x) = Z_c \left\{ \frac{1 + \Gamma(0) \exp(-2\gamma x)}{1 - \Gamma(0) \exp(-2\gamma x)} \right\} \quad (II.32)$$

Au niveau de la charge ($x = 0$), on a $Z(0) = Z_T$ ce qui conduit à:

$$Z_T = Z_c \frac{1 + \Gamma(0)}{1 - \Gamma(0)} \quad (II.33)$$

Cela implique:

$$\Gamma(0) = \frac{Z_T - Z_c}{Z_T + Z_c} \quad (II.34)$$

Cas particuliers

✓ **Ligne court-circuitée:** ($Z_T = 0$)

Pour une ligne terminée par un court-circuit, l'impédance terminale est nulle, ce qui conduit à $\Gamma_{cc}(0) = -1$. L'onde réfléchie a ainsi la même amplitude que l'onde incidente mais en opposition de phase. La relation (II.32) devient :

$$Z_{cc}(x) = Z_c \left\{ \frac{1 - \exp(-2\gamma x)}{1 + \exp(-2\gamma x)} \right\} \quad (II.35)$$

✓ **Ligne ouverte:** ($Z_T = \infty$)

Dans ce cas, l'impédance terminale est infinie ce qui donne $\Gamma_{co}(0) = +1$. Il y a réflexion totale de la tension sans changement de phase et la relation (II.32) devient :

$$Z_{co}(x) = Z_c \left\{ \frac{1 + \exp(-2\gamma x)}{1 - \exp(-2\gamma x)} \right\} \quad (II.36)$$

✓ **Ligne adaptée:** ($Z_T = Z_c$).

Il n'y a aucune réflexion dans ce cas car $\Gamma_{ca}(0) = 0$. L'onde incidente sera totalement absorbée par la charge ; la relation (II.32) devient dans ce cas :

$$Z_{ca}(x) = Z_c \quad (II.37)$$

L'impédance en tout point de la ligne est égale à l'impédance caractéristique.

II.4 Application à l'étude de la réflexion dans une ligne à air coaxiale contenant un diélectrique

Dans cette partie, nous allons exploiter les formules développées précédemment dans la *section II.3* pour remonter à la permittivité complexe. En effet, nous verrons dans ce qui suit que la connaissance du coefficient de réflexion permet de déduire la permittivité relative complexe ϵ^* du milieu étudié.

Pour cela, considérons une ligne à air coaxiale fermée par une impédance terminale Z_T et contenant un échantillon diélectrique non magnétique sur un tronçon de longueur d . Cette configuration est illustrée par la *figure(II.4)*.

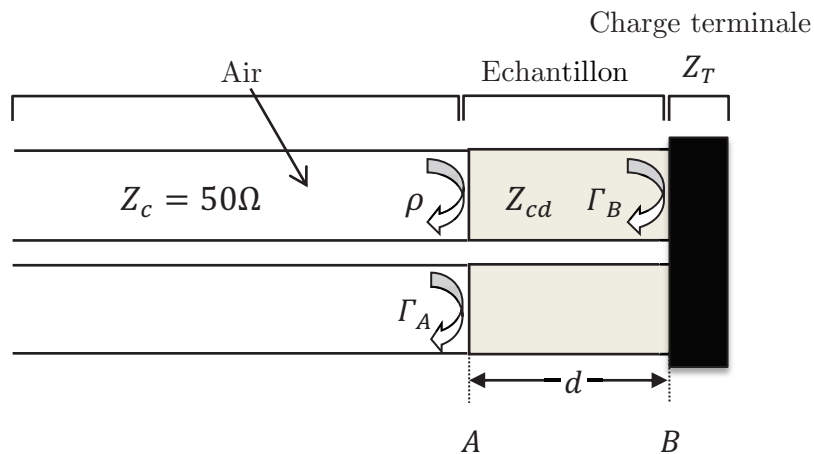


Figure (II.4): Tronçon de ligne coaxiale rempli d'un milieu diélectrique.

$Z_c = 50\Omega$ Impédance caractéristique dans l'air,

Z_{cd} Impédance caractéristique dans l'échantillon,

Z_T Impédance terminale,

Γ_A et Γ_B Sont respectivement, le coefficient de réflexion totale aux plans A et B .

L'interface « air-échantillon » (plan A) est le siège d'une première réflexion dont le coefficient est donné par [7, 30, 31].

$$\rho = \frac{Z_{cd} - Z_c}{Z_{cd} + Z_c} \quad (II.38)$$

Par ailleurs, on montre que l'impédance caractéristique du tronçon de ligne contenant le diélectrique est [4]

$$Z_{cd} = \frac{Z_c}{\sqrt{\varepsilon^*}} \quad (II.39)$$

La relation (II.38) devient alors :

$$\rho = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon^*}}{1 + \sqrt{\varepsilon^*}} \quad (II.40)$$

En tenant compte de (II.34) et (II.32) on peut écrire dans ce cas :

$$\Gamma_A = \frac{Z_A - Z_c}{Z_A + Z_c} \quad (II.41)$$

$$Z_A = Z_{cd} \left\{ \frac{1 + \Gamma_B \exp(-2\gamma d)}{1 - \Gamma_B \exp(-2\gamma d)} \right\} \quad (II.42)$$

où Z_A est l'impédance au plan (A) et γ est la constante de propagation dans le diélectrique, exprimée par (II.26).

Γ_B est le coefficient de réflexion totale au niveau de la charge, il s'exprime en fonction de l'impédance terminale par la relation suivante :

$$\Gamma_B = \frac{Z_T - Z_{cd}}{Z_T + Z_{cd}} \quad (II.43)$$

En remplaçant (II.42) dans (II.41) et en tenant compte de (II.38, 26), on obtient

$$\Gamma_A = \frac{\rho + \Gamma_B \exp(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon^*})}{1 + \rho \Gamma_B \exp(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon^*})} \quad (II.44)$$

Nous pouvons obtenir plusieurs formes du coefficient de réflexion totale Γ_A selon la nature de la charge terminale.

Cas particuliers

✓ **Ligne court-circuitée** : ($Z_T = 0$)

D'après (II.43, 44), nous obtenons :

$$\Gamma_{Bcc} = -1 \text{ et } \Gamma_{Acc} = \frac{\rho - \exp(-2j \frac{\omega}{c} d\sqrt{\varepsilon^*})}{1 - \rho \exp(-2j \frac{\omega}{c} d\sqrt{\varepsilon^*})} \quad (\text{II.45})$$

✓ **Ligne ouverte** : ($Z_T = \infty$)

D'après (II.43, 44), nous obtenons :

$$\Gamma_{Bco} = 1 \text{ et } \Gamma_{Aco} = \frac{\rho + \exp(-2j \frac{\omega}{c} d\sqrt{\varepsilon^*})}{1 + \rho \exp(-2j \frac{\omega}{c} d\sqrt{\varepsilon^*})} \quad (\text{II.46})$$

✓ **Ligne adaptée** : ($Z_T = Z_c = 50\Omega$)

D'après (II.43, 44), nous obtenons :

$$\Gamma_{Bca} = -\rho \text{ et } \Gamma_{Aca} = \rho \frac{1 - \exp(-2j \frac{\omega}{c} d\sqrt{\varepsilon^*})}{1 - \rho^2 \exp(-2j \frac{\omega}{c} d\sqrt{\varepsilon^*})} \quad (\text{II.47})$$

A partir de l'expression du coefficient de réflexion totale, nous pouvons déduire l'admittance de l'ensemble (échantillon et charge terminale). En effet [25] :

$$Y = \frac{1}{Z_A} = \frac{1 - \Gamma_A}{1 + \Gamma_A} \quad (\text{II.48})$$

On peut déterminer l'admittance par deux méthodes :

II.4.a Méthode de la ligne adaptée : ($Z_T = Z_c = 50\Omega$)

En portant (II.47) dans (II.48) on obtient :

$$Y_{ca} = \frac{1 - \rho}{1 + \rho} \frac{1 + \rho \exp(-2j \frac{\omega}{c} d\sqrt{\varepsilon^*})}{1 - \rho \exp(-2j \frac{\omega}{c} d\sqrt{\varepsilon^*})} \quad (\text{II.49})$$

En remplaçant (II.40) dans (II.49), on trouve :

$$Y_{ca} = \sqrt{\varepsilon^*} \frac{\left(1 + \exp\left(-2j \frac{\omega}{c} d\sqrt{\varepsilon^*}\right)\right) + \sqrt{\varepsilon^*} \left(1 - \exp\left(-2j \frac{\omega}{c} d\sqrt{\varepsilon^*}\right)\right)}{\left(1 - \exp\left(-2j \frac{\omega}{c} d\sqrt{\varepsilon^*}\right)\right) + \sqrt{\varepsilon^*} \left(1 + \exp\left(-2j \frac{\omega}{c} d\sqrt{\varepsilon^*}\right)\right)} \quad (\text{II.50})$$

que l'on peut encore simplifier pour trouver finalement :

$$Y_{ca} = \sqrt{\varepsilon^*} \frac{1 + \sqrt{\varepsilon^*} \operatorname{th}\left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon^*}\right)}{\sqrt{\varepsilon^*} + \operatorname{th}\left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon^*}\right)} \quad (II.51)$$

II.4.b Méthode de la ligne ouverte : ($Z_T = \infty$)

En portant (II.46) dans (II.48), on obtient :

$$Y_{co} = \frac{1 - \rho}{1 + \rho} \frac{1 - \exp(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon^*})}{1 + \exp(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon^*})} \quad (II.52)$$

soit finalement :

$$Y_{co} = \frac{1 - \rho}{1 + \rho} \operatorname{th}\left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon^*}\right) \quad (II.53)$$

En remplaçant (II.40) dans (II.53), on trouve :

$$Y_{co} = \sqrt{\varepsilon^*} \operatorname{th}\left(j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon^*}\right) \quad (II.54)$$

C'est par les relations (II.51) et (II.54) que nous allons par la suite déterminer la permittivité relative complexe de nos échantillons, et éventuellement la conductivité pour les matériaux légèrement conducteurs.

II.5 Calcul de la conductivité électrique statique

L'une des configurations les plus utilisées pour le calcul de la conductivité électrique statique σ est celle de la ligne adaptée. Dans ce cas, le coefficient de réflexion totale est donné par la relation (II.47); d'autre part, nous avons vu (*voir section I.4*) que la permittivité complexe relative d'un milieu diélectrique légèrement conducteur contient un terme imaginaire supplémentaire qui tient compte de la présence de la conductivité, cela s'écrit :

$$\varepsilon^* = \varepsilon' - j \left(\varepsilon_D'' + \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} \right) \quad (II.55)$$

où ε' est le terme de dispersion, ε_D'' est le facteur de pertes diélectriques, $\sigma/\varepsilon_0\omega$ est le facteur de pertes associé à la conductivité statique et $\varepsilon'' = \varepsilon_D'' + \sigma/\varepsilon_0\omega$ est le facteur de pertes totales.

La détermination de σ se fait en basses fréquences ($\omega \rightarrow 0$) en effectuant le développement en série de *Taylor* au premier ordre du terme exponentiel dans l'expression (II.47). On trouve après calculs :

$$\Gamma_{Aca}(\omega \rightarrow 0) \simeq \frac{(1 - \varepsilon^*)j \frac{\omega}{c} d}{2 + (1 - \sqrt{\varepsilon^*})^2 j \frac{\omega}{c} d} \quad (II.56)$$

En tenant compte de l'expression (II.55), cette relation devient :

$$\Gamma_{Aca}(\omega \rightarrow 0) = \frac{\left(1 - \varepsilon' + j\varepsilon_D'' + j\frac{\sigma_{ca}}{\varepsilon_0\omega}\right)j \frac{\omega}{c} d}{2 + \left(1 - \sqrt{\varepsilon' - j\varepsilon_D'' - j\frac{\sigma_{ca}}{\varepsilon_0\omega}}\right)^2 j \frac{\omega}{c} d} \quad (II.57)$$

et pour $\omega = 0$ on obtient :

$$\Gamma_{Aca}(\omega = 0) = \frac{\frac{\sigma_{ca}}{c\varepsilon_0} d}{2 + \frac{\sigma_{ca}}{c\varepsilon_0} d} \quad (II.58)$$

qui conduit à :

$$\sigma_{ca} = -\frac{2\varepsilon_0 c}{d} \frac{\Gamma_{Aca}(\omega = 0)}{1 + \Gamma_{Aca}(\omega = 0)} \quad (II.59)$$

Une autre technique de mesure de la conductivité électrique statique est celle de la ligne ouverte. Dans ce cas, le coefficient de réflexion totale est donné par la relation (II.46). En utilisant le même développement aux limites précédant, on aboutit à l'expression suivante du coefficient de réflexion totale :

$$\Gamma_{Aco}(\omega \rightarrow 0) = \frac{1 - j\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon^*}d - j\frac{\omega}{c}\varepsilon^*d}{1 - j\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon^*}d + j\frac{\omega}{c}\varepsilon^*d} \quad (II.60)$$

En tenant compte de l'expression (II.55), le coefficient de réflexion se met alors sous la forme suivante :

$$\Gamma_{Aco}(\omega \rightarrow 0) = \frac{1 - j \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon' - j\varepsilon_D'' - j \frac{\sigma_{co}}{\varepsilon_0 \omega}} d - j \frac{\omega}{c} (\varepsilon' - j\varepsilon_D'' - j \frac{\sigma_{co}}{\varepsilon_0 \omega}) d}{1 - j \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon' - j\varepsilon_D'' - j \frac{\sigma_{co}}{\varepsilon_0 \omega}} d + j \frac{\omega}{c} (\varepsilon' - j\varepsilon_D'' - j \frac{\sigma_{co}}{\varepsilon_0 \omega}) d} \quad (II.61)$$

Et pour $\omega = 0$ on obtient :

$$\Gamma_{Aco}(\omega = 0) = \frac{1 - \frac{d \sigma_{co}}{c \varepsilon_0}}{1 + \frac{d \sigma_{co}}{c \varepsilon_0}} \quad (II.62)$$

qui conduit à :

$$\sigma_{co} = \frac{\varepsilon_0 c}{d} \frac{1 - \Gamma_{Aco}(\omega = 0)}{1 + \Gamma_{Aco}(\omega = 0)} \quad (II.63)$$

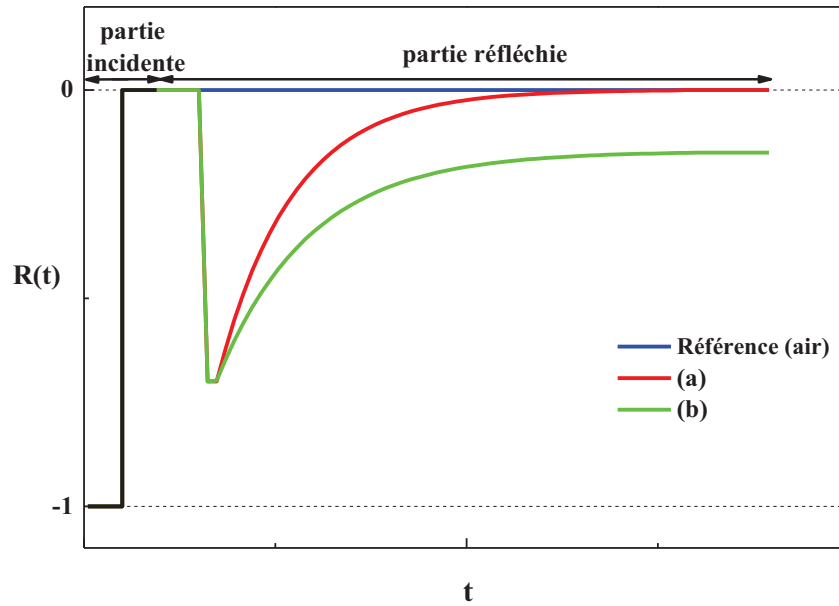
Lorsqu'un analyseur temporel est utilisé, le calcul de la conductivité de l'échantillon peut se faire par les relations (II.46) et (II.47). En effet, au lieu de transposer la réponse temporelle au domaine fréquentiel par une transformation de Fourier, et en déduire ensuite le coefficient de réflexion en basse fréquences $\Gamma_A(\omega \rightarrow 0)$ et l'utiliser finalement dans les relations (II.59) et (II.63) pour le calcul de la conductivité, il est possible de s'affranchir de toutes ces étapes simplement en relevant la valeur asymptotique de la réponse temporelle aux temps longs $R(t \rightarrow \infty)$ et l'introduire dans les relations (II.59) et (II.63) respectivement, à la place de $\Gamma_A(\omega \rightarrow 0)$; en d'autres termes : [2]

$$\sigma_{ca} = -\frac{2\varepsilon_0 c}{d} \frac{\Gamma_{Aca}(\omega = 0)}{1 + \Gamma_{Aca}(\omega = 0)} = -\frac{2\varepsilon_0 c}{d} \frac{R_{ca}(t \rightarrow \infty)}{1 + R_{ca}(t \rightarrow \infty)} \quad (II.64)$$

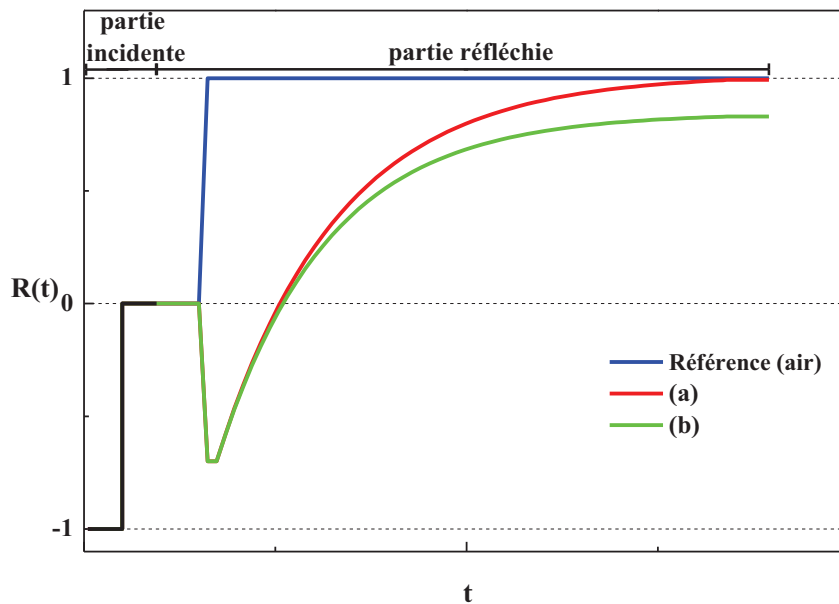
et

$$\sigma_{co} = \frac{\varepsilon_0 c}{d} \frac{1 - \Gamma_{Aco}(\omega = 0)}{1 + \Gamma_{Aco}(\omega = 0)} = \frac{\varepsilon_0 c}{d} \frac{1 - R_{co}(t \rightarrow \infty)}{1 + R_{co}(t \rightarrow \infty)} \quad (II.65)$$

Nous avons reporté dans les *figure(II.5)* et *(II.6)* l'allure typique des réponses temporelles d'échantillons diélectriques non magnétiques, placés dans une ligne adaptée ou ouverte. Le cas dans lequel l'échantillon est doté d'une certaine conductivité statique se distingue nettement de celui d'un diélectrique parfait (conductivité électrique statique nulle) par la présence d'une valeur asymptotique en dessous de la référence de l'air.



Figure(II.5) : Réponse temporelle obtenue par un échantillon diélectrique non magnétique placé dans une ligne adaptée : (a) absence de conductivité, (b) présence de conductivité



Figure(II.6) : Réponse temporelle obtenue par un échantillon diélectrique non magnétique placé dans une ligne ouverte : (a) absence de conductivité (b) présence de conductivité

CHAPITRE III

TECHNIQUES UTILISEES EN SPECTROSCOPIE DIELECTRIQUE

CHAPITRE **III**

**TECHNIQUES UTILISEES EN
SPECTROSCOPIE DIELECTRIQUE**

Les grandes lignes du chapitre

III.1 Introduction	<i>34</i>
III.2 Méthodes de résonance	<i>35</i>
III.3 Méthodes des lignes (méthodes de non résonance)	<i>35</i>

III.1 Introduction

La caractérisation diélectrique d'un matériau se ramène à la détermination de sa permittivité complexe relative ϵ^* en fonction de la fréquence, grandeur qui traduit l'interaction du champ électromagnétique avec la matière diélectrique.

D'une manière générale, pour déterminer la permittivité relative d'un matériau, on place un échantillon de ce matériau à l'intérieur d'une cellule de mesure appropriée et on soumet l'ensemble à un signal électrique bien choisi, permettant à travers l'analyse de la réponse obtenue de remonter aux propriétés du matériau en fonction de la fréquence. Différentes techniques ont été mises au point pour mesurer la permittivité relative. Ces méthodes se répartissent en deux classes:

- ✓ Méthode de résonance.
- ✓ Méthode de non résonance.

Non allons donner dans ce qui suit une brève description des méthodes de résonance et nous mettrons l'accent surtout sur les méthodes de non résonance, que l'on désigne le plus souvent par « méthodes des lignes ».

III.2 Méthodes de résonance

Les méthodes de résonance s'appliquent dans le domaine fréquentiel, où l'excitation électrique est une fonction sinusoïdale du temps. Ce sont des méthodes très précises mais pas adaptées à des mesures large-bande car elles nécessitent autant de manipulations que le nombre de gammes de fréquences de mesures. Dans ces méthodes, la permittivité est déduite à la résonance par la mesure de la fréquence de résonance et le facteur de qualité [32]. Parmi ces techniques, on cite en exemple : la méthode du *Q-mètre* dans le domaine des radiofréquences [2, 27], et la méthode des *cavités résonantes* dans le domaine micro-ondes [33].

III.3 Méthodes des lignes (méthodes de non résonance)

Dans ce travail, nous nous intéressons plus particulièrement à ces méthodes, qui sont basées sur l'étude de la réflexion d'ondes dans un guide d'onde coaxial métallique contenant l'échantillon à étudier. Elles offrent diverses possibilités pour déterminer la permittivité de l'échantillon. On peut le faire en analysant la première onde réfléchie, la première onde transmise, ou la totalité des ondes réfléchies ou transmises, selon de type d'instrument utilisé et fonctionnement dans le domaine fréquentiel ou temporel:

- ✓ Méthodes fréquentielles.
- ✓ méthodes temporelles.

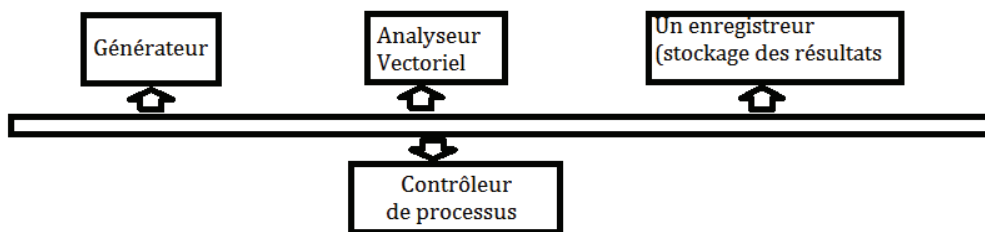
III.3.1 Méthodes fréquentielles

Dans les méthodes fréquentielles, on applique à la ligne contenant l'échantillon une tension sinusoïdale, de fréquence variable sur une certaine gamme. La réponse est obtenue directement en fonction de la fréquence, et n'est autre que le coefficient de réflexion totale à l'entrée de l'échantillon, ou le coefficient de transmission totale à

sa sortie. Par la mesure de l'un ou l'autre de ces coefficients, il est possible de déduire la permittivité relative du matériau sous test.

III.3.1.a Analyseurs de réseaux

Ces sont des appareils complexes qui peuvent couvrir de larges gammes de fréquences, pouvant atteindre une centaine de Gigahertz [28, 34, 8]. On distingue les analyseurs scalaires et les analyseurs vectoriels [35]. Un analyseur scalaire ne mesure que les amplitudes des signaux mis en jeu. Un analyseur vectoriel permet l'acquisition du module et de la phase (*figure III.1*), ce dont on a besoin en caractérisation diélectrique. Particulièrement utilisés en microélectronique pour la caractérisation hyperfréquences de composant HF, ils sont capables de réaliser des mesures en réflexion et transmission totale à l'aide d'une cellule diélectrique appropriée.



Figure(III.1) : Configuration minimale d'un analyseur de réseaux

III.3.1.b Méthode de la ligne fendue

Cette méthode permet de mesurer le coefficient de réflexion totale d'une charge placée à la fin d'une ligne de transmission. Pour cela, on utilise une sonde électrique montée sur un chariot que l'on peut déplacer avec précision le long de la ligne. Cette sonde est reliée à un circuit appelé « indicateur d'onde stationnaire » (*figure III.2*), composé [31, 36].

- ✓ D'un cristal détecteur ;
- ✓ D'une capacité qui peut se réduire parfois à la capacité parasite ;
- ✓ D'un milliampèremètre continu.

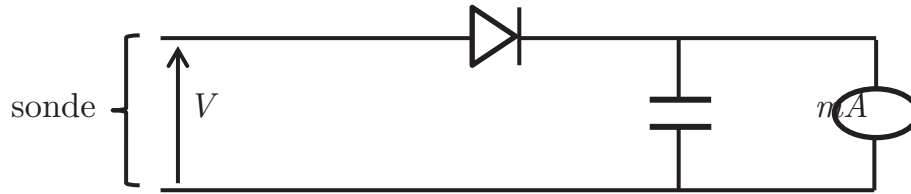
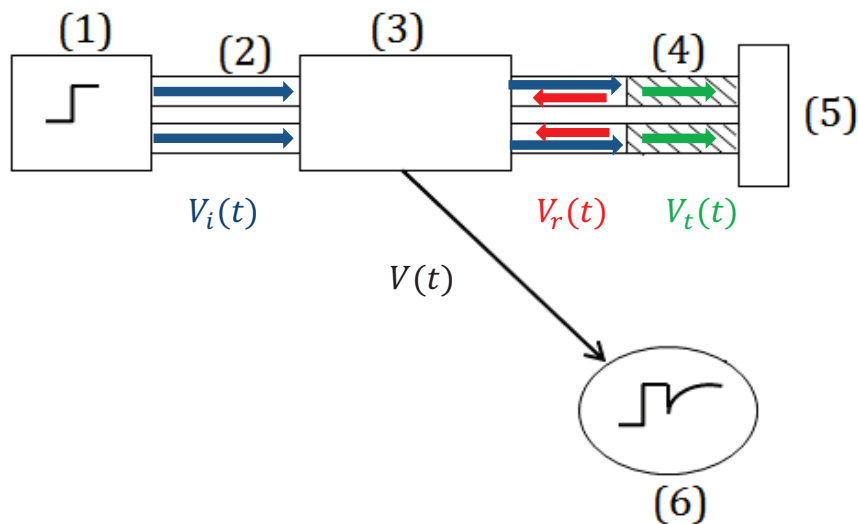


Figure (III.2) : Indicateur d'onde stationnaire

III.3.2 Méthodes temporelles

Ces méthodes font appel à la *réflectométrie en domaine de temps (TDR)*, Les éléments de base du (TDR) sont donnés sur la *figure(III.3)* [8, 37, 38].



Figure(III.3) : Système de base en spectroscopie diélectrique temporelle.

- (1) Générateur d'échelon de tension ;
- (2) Ligne de transmission coaxiale à air sans pertes ;
- (3) Tête d'échantillonnage ;
- (4) Echantillon à étudier ;
- (5) Impédance terminale de la ligne ;
- (6) Oscilloscope à échantillonnage.

Le mode de fonctionnement est le suivant:

Un échelon de tension incident $V_i(t)$ de montée très rapide, de l'ordre de *35 picosecondes*, est produit par un générateur ; il se propage le long de la ligne coaxiale supposée à pertes très faibles.

La forme de l'échelon $V_i(t)$ est conservée tant que les caractéristiques de la ligne restent inchangées; dès la rencontre d'une discontinuité provoquée par la présence d'un matériau, l'échelon se sépare en deux parties l'une $V_r(t)$, réfléchi et l'autre transmise.

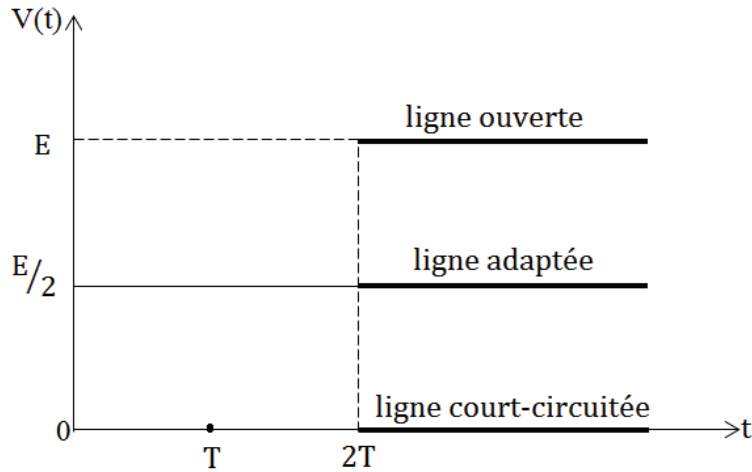
Les deux signaux $V_i(t)$ et $V_r(t)$ sont additionnés lors de leur passage au niveau de la tête d'échantillonnage et leur somme $V(t)$ est visualisée sur l'écran d'un oscilloscope à échantillonnage. La forme du signal $V(t)$ dépend alors des caractéristiques diélectriques de l'échantillon qui remplit la ligne ainsi que de la nature de la charge terminale Z_T . Le cas simple est celui d'une ligne de transmission sans pertes ne contenant pas d'échantillon, fermée sur une charge terminale d'impédance Z_T et alimentée à son entrée par un générateur qui délivre un échelon de tension de temps de montée très rapide et d'amplitude E [39].

Si le générateur est adapté à la ligne, ce qui arrive lorsque l'impédance interne du générateur est égale à l'impédance caractéristique de la ligne, la tension à l'entrée de la ligne serait égale alors à $E/2$ [4, 40]. C'est cet échelon d'amplitude $E/2$ qui va se propager vers la charge pour s'y réfléchir à l'instant $t = T$ puis revenir à l'entrée de la ligne à $t = 2T$.

Si la ligne est ouverte $Z_T = \infty$, Le coefficient de réflexion en bout de ligne sera égal à $(+1)$. Par conséquent, le signal réfléchi aura la même forme et la même amplitude que le signal incident.

Dans le cas d'une ligne adapté $Z_T = Z_0$, le signal incident sera complètement absorbé par la terminaison. Il n'y aura aucun retour d'onde car le coefficient de réflexion est nul.

Dans le cas d'une ligne court-circuitée, ce qui correspond à une impédance terminale nulle, le signal réfléchi aura la même forme que le signal incident, mais une amplitude de valeur opposée car le coefficient de réflexion sera égal à (-1) . Ces trois cas sont illustrés dans la *figure(III.4)*.



Figure(III.4) : Evolution de la tension à la l'entrée de la ligne en régime d'échelon de tension.

Le principal avantage de cette technique est qu'à partir d'une seule et unique mesure, il est possible de couvrir une large gamme de fréquence, pouvant atteindre 10 GHz . Ses faiblesses sont essentiellement attribuées aux erreurs de traitement du signal. On appelle cette technique de caractérisation « *spectroscopie diélectrique en domaine de temps* ».

Comme les techniques fréquentielles, cette méthode temporelle permet la détermination de la permittivité et la conductivité à partir de la mesure du coefficient de réflexion totale. Cependant, les techniques fréquentielles ne permettent pas de quantifier le coefficient de première réflexion. La réflectométrie temporelle permet le calcul de la permittivité par la méthode dite, de la *première réflexion*.

Cette méthode consiste à ne prendre en compte que la première réflexion qui se produit à la première interface air-échantillon (face d'entrée d'échantillon). Pour cela, il faudrait disposer d'une longueur d'échantillon assez importante pour que l'on puisse faire apparaître clairement dans le signal observé la première réflexion bien avant l'arrivée des réflexions secondaire [6, 7, 41]. Il faudrait ensuite jouer sur la largeur de la fenêtre d'observation dans l'écran de l'oscilloscope pour rejeter toutes les réflexions secondaires et ne garder que la première réflexion.

La permittivité relative complexe est déduite à partir du coefficient de première réflexion ρ par la relation (II.39) du précédent chapitre, ce qui conduit à :

$$\varepsilon^* = \left(\frac{1 - \rho}{1 + \rho} \right)^2 \quad (\text{III.2})$$

L'un des inconvénients de cette méthode est le fait d'utiliser de grandes quantités d'échantillons.

Nous avons donc essayé de déterminer les protocoles les mieux adaptés à notre travail en utilisant les propriétés de multiréflexions.

III.3.2.1 Les méthodes de multiréflexions

Nous supposons qu'en amont de l'échantillon l'onde se propage dans une ligne à air parfaite.

Dans ce cas, par rapport à la méthode précédente, il n'est pas nécessaire d'utiliser des échantillons longs afin de les caractériser. Nous allons présenter deux protocoles expérimentaux qui permettent de définir les paramètres diélectriques de matériau.

III.3.2.1.a Les méthodes de la ligne adaptée ($Z_T = Z_0$) [42]

Le matériau est placé dans une ligne à air terminée par son impédance caractéristique Z_0 (50 Ohms), dans ce cas l'onde globale transmise à travers l'échantillon ne pourra revenir sur celui-ci. Nous donnons sur la *figure (III.5)* ci-dessous la configuration expérimentale utilisée.

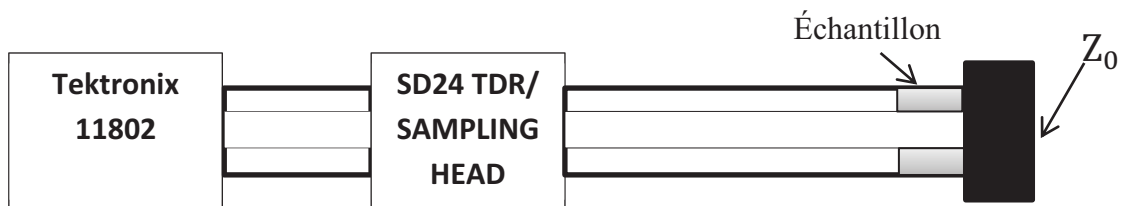


Figure (III.6) : Représentation du dispositif de mesure d'une ligne adaptée

Le signal correspondant est schématisé ci-dessous pour la réflexion Γ_{ca} .

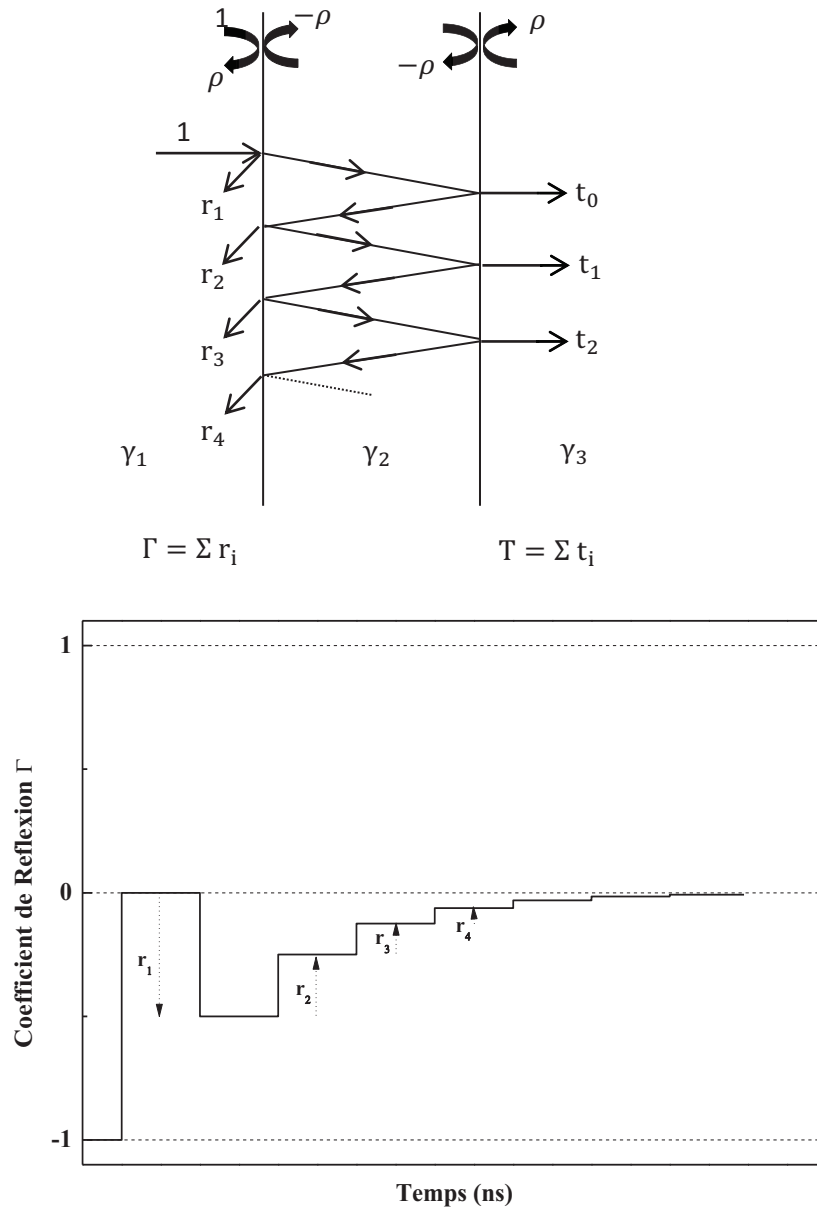


Figure (III.6) : Représentation des multiréflexions pour la méthode de la ligne adaptée

Ce protocole expérimental permet de visualiser directement sur l'écran de l'oscilloscope la première réflexion et la réflexion secondaire

Pour ce protocole expérimental, nous aurons au niveau de la première interface :

$$\rho_1 = \rho = \frac{1 - \sqrt{\epsilon^*}}{1 + \sqrt{\epsilon^*}} \quad (III.3)$$

alors que sur la seconde interface nous aurons :

$$\rho_2 = -\rho = \frac{\sqrt{\epsilon^*} - 1}{\sqrt{\epsilon^*} + 1} \quad (III.4)$$

L'expression de coefficient de réflexion est alors donnée sous la forme, avec

$\gamma_1 = \gamma_3 = \gamma_0$ et $\gamma_2 = \gamma$ constante de propagation du milieu étudié :

$$\Gamma_{ca} = \frac{\rho(1 - \exp(-2\gamma d))}{1 - \rho^2 \exp(-2\gamma d)} \quad (III.5)$$

Soit :

$$\Gamma_{ca} = \rho \frac{1 - \exp(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\epsilon^*})}{1 - \rho^2 \exp(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\epsilon^*})} \quad (III.6)$$

III.3.2.1.b Les méthodes de la ligne ouverte ($Z_T = \infty$)

Nous donnons sur la *figure (III.7)* ci-dessous la configuration expérimentale.

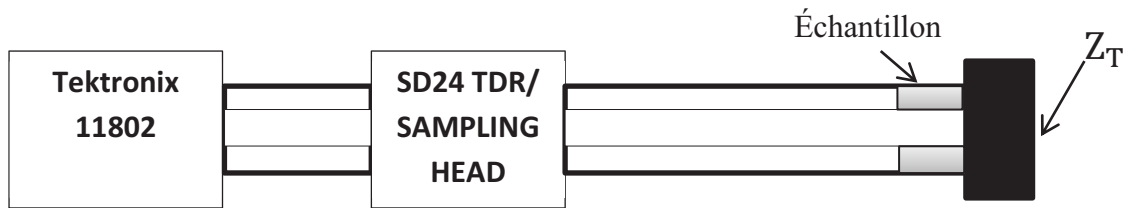


Figure (III.7) : Représentation du dispositif de mesure d'une ligne ouverte

Nous avons schématisé le signal correspondant à cette méthode sur la *figure (III.7)*

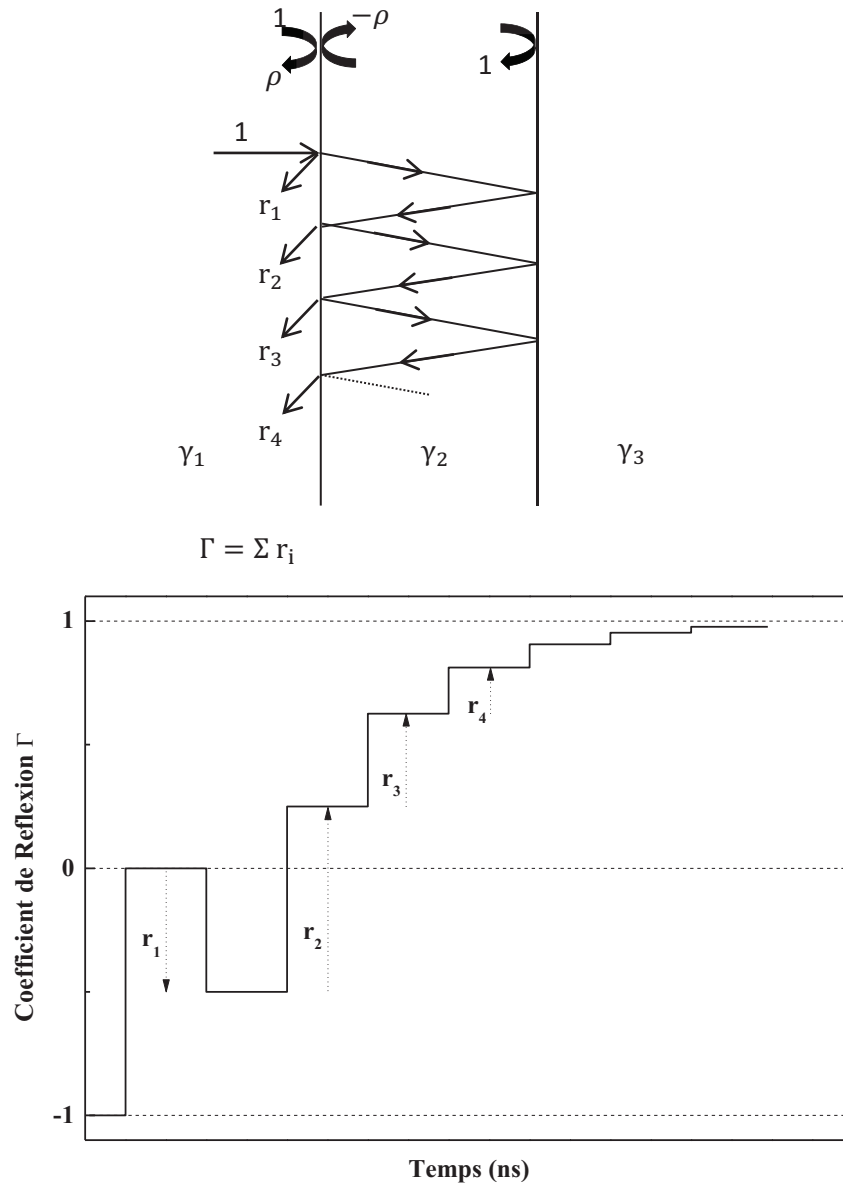


Figure (III.8) : Représentation des multiréflexions pour la méthode de la ligne ouverte

Pour ce protocole expérimental, nous aurons au niveau de la première interface :

$$\rho_1 = \rho = \frac{1 - \sqrt{\varepsilon^*}}{1 + \sqrt{\varepsilon^*}} \quad (III.7)$$

Le coefficient de réflexion est alors donné par :

$$\Gamma_{co} = \frac{\rho + \exp(-2\gamma d)}{1 + \rho \exp(-2\gamma d)} \quad (III.8)$$

Soit :

$$\Gamma_{co} = \frac{\rho + \exp(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon^*})}{1 + \rho \exp(-2j \frac{\omega}{c} d \sqrt{\varepsilon^*})} \quad (III.9)$$

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

Les grandes lignes du chapitre	
IV.1 Introduction	45
IV.2 Montage expérimental	46
IV.3 Préparation des solutions	47
IV.4 Résultats et discussion	48
IV.5 La relation entre la composition ionique et la conductivité	65
Conclusion générale	68
Bibliographie	70

IV.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats obtenus à l'aide des deux méthodes de calcul de la conductivité électrique statique (*voir section II.7*), sur des solutions aqueuses de $NaCl$ à différentes concentrations massiques.

Dans une première étape nous présentons les résultats des mesures du coefficient de réflexion avec la cellule de mesure vide par ligne adaptée et ligne

ouverte, puis procédons aux résultats concernant les mesures sur l'échantillon étalon, à savoir : l'eau distillée et sel comme poudre.

Dans la seconde étape, nous présentons les résultats obtenus pour les différentes solutions de concentrations en (*NaCl*).

Nous avons tracés la variation de la conductivité en fonction de la concentration du sel dans l'eau pour essayer d'établir une relation entre les compositions ioniques et leur conductivité.

Tous les calculs des conductivités ont été effectués à l'aide du programme *Mathematica*.

Toutes nos mesures ont été faites à température ambiante.

IV.2 Montage expérimental

Pour effectuer nos mesures nous avons utilisé le montage expérimental qui comporte les éléments de base suivant :

- Oscilloscope à échantillonnage de type *TEKTRONIX 11820*
- Tête d'échantillonnage de type *SD 24*
- Cellule de mesure port-échantillon *APC7*
- Deux charges de référence correspondant à : un circuit ouvert ($Z_t = \infty$) et une charge adaptée ($Z_t = 50\Omega$)
- Micro-ordinateur muni d'une carte *GPIB-PC2A*

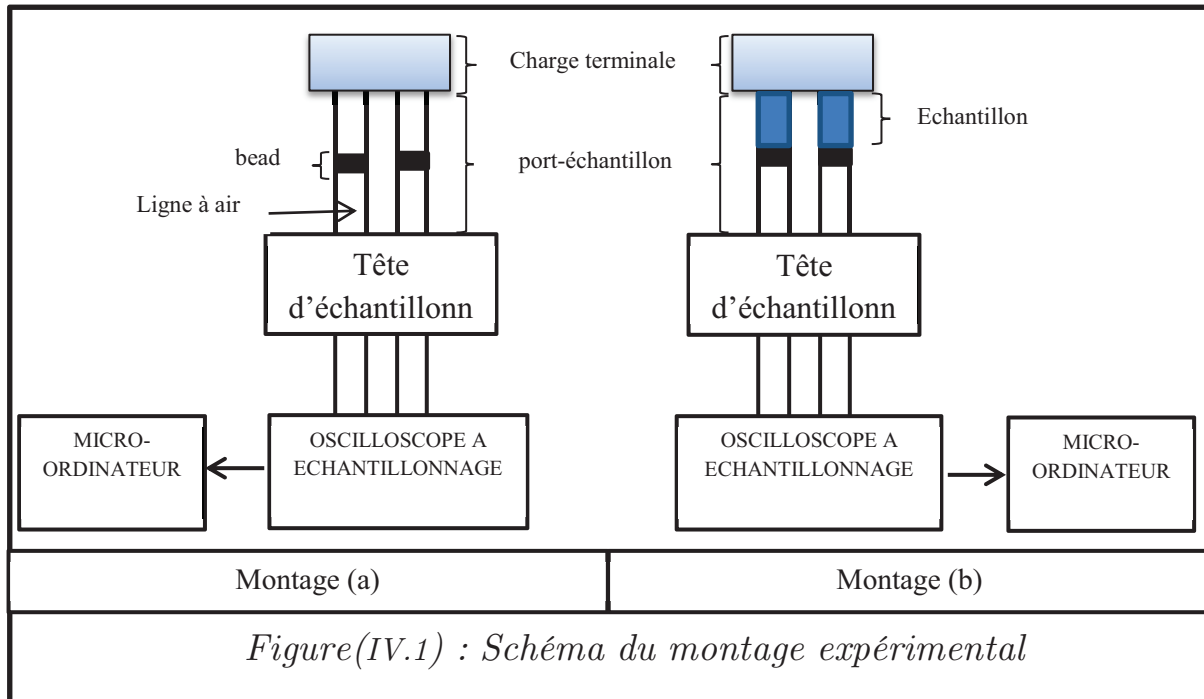
On réalise le montage schématisé sur la *figure(IV.1)* ; on commence d'abord par la mesure du coefficient de réflexion à vide (sans échantillon), ensuite on passe à l'étalonnage de l'oscilloscope par des mesures sur des matériaux de conductivité connues (l'eau distillée pour le liquide, et sel pour le solide), on place alors l'échantillon dans la cellule et on effectue les séries de mesures successives.

Une fois le coefficient de réflexion mesuré, on passe au calcul de l'un des paramètres caractéristiques de l'échantillon à tester qu'est la conductivité électrique statique.

On rappelle que la conductivité électrique statique traduit la capacité d'un matériau à conduire le courant électrique. L'unité de mesure communément utilisée est le Siemens par mètre (S/m). Il a été montré que plusieurs paramètres physiques

tels que le nombre et la vitesse des ions de la molécule, la température, la pression et la concentration peuvent influencer sur la conductivité [7].

Dans ce présent travail, nous nous sommes intéressés à l'évolution de la conductivité électrique en fonction de la concentration.



IV.3 Préparation des solutions

Nous avons défini la concentration des solutions comme étant le rapport entre la masse de sel et la masse totale (la masse de sel ajoutée à la masse de l'eau distillée).

$$C(\%) = \frac{\text{masse de sel}}{\text{masse de sel} + \text{masse de l'eau distillée}} \quad (IV.1)$$

Les solutions que nous avons préparées sont classées dans le tableau suivant

échantillon	masse d'eau distillée (g)	masse de $NaCl$ (g)	concentration massique C (%)
A	99.90	0,10	0,1
B	99.80	0,20	0,2
C	99.70	0,30	0,3
D	99.60	0,40	0,4
E	99.50	0,50	0,5
F	99.40	0,60	0,6
G	99.30	0,70	0,7
H	99.20	0,80	0,8
I	99.10	0,90	0,9
J	99.00	1.00	1

Tableau IV.1 Concentration massique des différentes solutions ioniques de $NaCl$ dans l'eau distillée.

IV.4 Résultats et discussion

IV.4.a Mesure avec cellule vide

Nous avons reporté sur les *figures (IV.2) et (IV.3)* les variations du coefficient de réflexion à vide et respectivement de la ligne adaptée et la ligne ouverte en fonction du temps. Ces variations ont été comparées aux courbes théoriques sur les mêmes figures.

La *figure (IV.4)* illustre la variation de coefficient de réflexion à vide de la ligne adaptée et la ligne ouverte en fonction du temps sur les mêmes figures.

IV.4.b Mesures sur échantillons étalons

L'eau distillée est un matériau liquide de faible conductivité électrique statique (sa valeur est proche de zéro), Les *figures (IV.5) et (IV.6)* illustrent les variations en fonction du temps des coefficients de réflexion de l'eau distillée et l'air de la ligne adaptée et la ligne ouverte respectivement.

La figure (IV.7) représente les coefficients de réflexion en fonction du temps de l'eau distillée de ligne adaptée et ligne ouverte avec les références de l'air.

Le sel que nous avons utilisé est le sel de table Chlorure de Sodium ($NaCl$ 98%), il a une conductivité électrique statique quasi-nulle ; les figures (IV.8) et (IV.9) représentent les coefficients de réflexion du sel et de l'air en ligne adaptée et en ligne ouverte respectivement en fonction du temps.

Le tableau (IV.2) donne les valeurs des conductivités électriques statiques de l'eau distillée et du sel, mesurées par les deux méthodes :

- Méthode de la ligne adaptée
- Méthode de la ligne ouverte

A l'aide du programme *Mathematica*, nous avons utilisé les équations (II.64) (II.65) pour déterminer la conductivité électrique. Pour préciser nos calculs nous avons négligé les bruits de fond comme suit :

Dans le cas d'une ligne adaptée, la conductivité électrique est donnée par l'approximation :

$$\sigma_{ca} = -\frac{2\varepsilon_0 c}{d} \frac{R_{ca}(t \rightarrow \infty)}{1 + R_{ca}(t \rightarrow \infty)} \quad (IV.2)$$

Avec $R_{ca}(t \rightarrow \infty) = R_{éca}(t \rightarrow \infty) - R_{aca}(t \rightarrow \infty)$

où $R_{éca}(t \rightarrow \infty)$ et $R_{aca}(t \rightarrow \infty)$ sont respectivement les valeurs asymptotiques des réponses temporelles aux temps longs de l'échantillon et de l'air mesurées par la méthode de la ligne adaptée.

Dans le cas d'une ligne ouverte, la conductivité électrique est donnée par l'approximation :

$$\sigma_{co} = \frac{\varepsilon_0 c}{d} \frac{1 - R_{co}(t \rightarrow \infty)}{1 + R_{co}(t \rightarrow \infty)} \quad (IV.3)$$

Avec $R_{co}(t \rightarrow \infty) = R_{éco}(t \rightarrow \infty) - \{R_{aco}(t \rightarrow \infty) - 1\}$

où $R_{\acute{e}co}(t \rightarrow \infty)$ et $R_{aco}(t \rightarrow \infty)$ sont respectivement les valeurs asymptotiques des réponses temporelles aux temps longs de l'échantillon et de l'air mesurées par la méthode de la ligne ouverte.

Echantillon	Température	σ_{ca} conductivité par ligne adaptée (S/m)	σ_{co} conductivité par ligne ouverte (S/m)
Eau distillée	Ambiante	0.0040	0.0044
Sel (NaCl)	Ambiante	0.0036	0.0030

Tableau (IV.2) : Conductivités électriques statiques de l'eau distillée et du sel comme poudre mesurées par deux méthodes

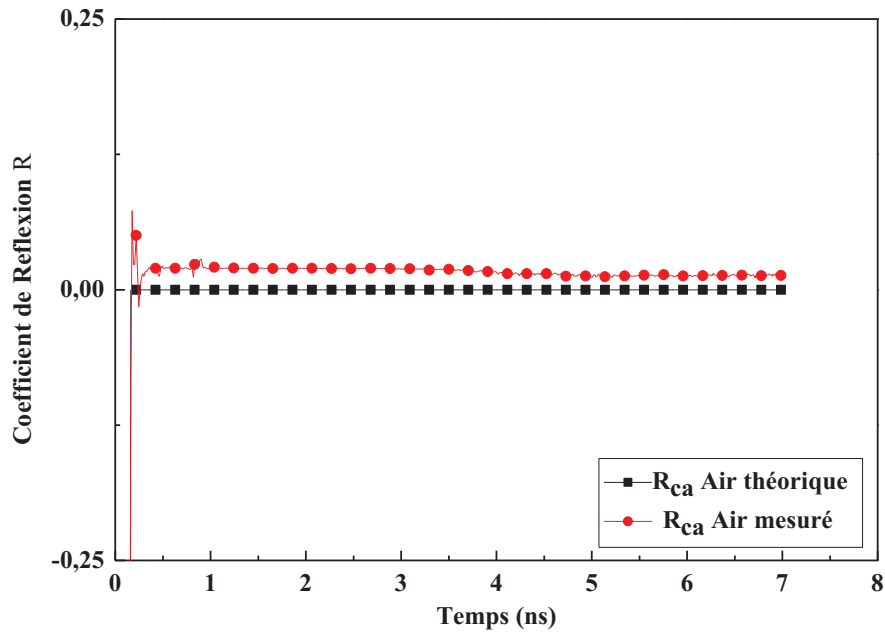


Figure (IV.2) : Variation du coefficient de réflexion de la ligne adaptée à vide en fonction du temps

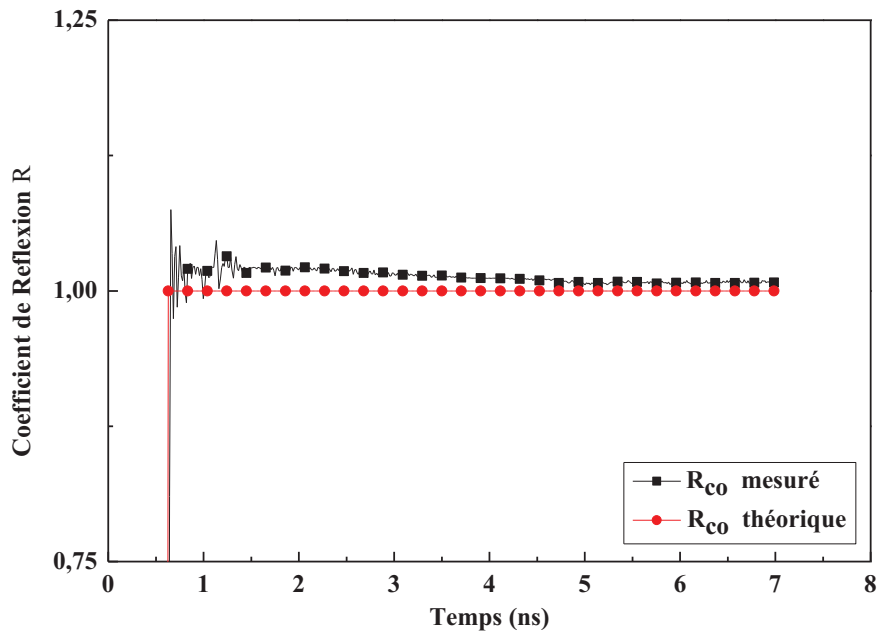


Figure (IV.3) : Variation du coefficient de réflexion de la ligne ouverte à vide en fonction du temps

Ces mesures montrent des valeurs de R non strictement confondues avec les valeurs théoriques cela peut-être dû à la présence des impuretés emprisonnées dans la cellule elle-même ou au mauvais contact de l'échantillon avec la charge adaptée, figure (IV.2) ou plus simplement aux erreurs expérimentales.

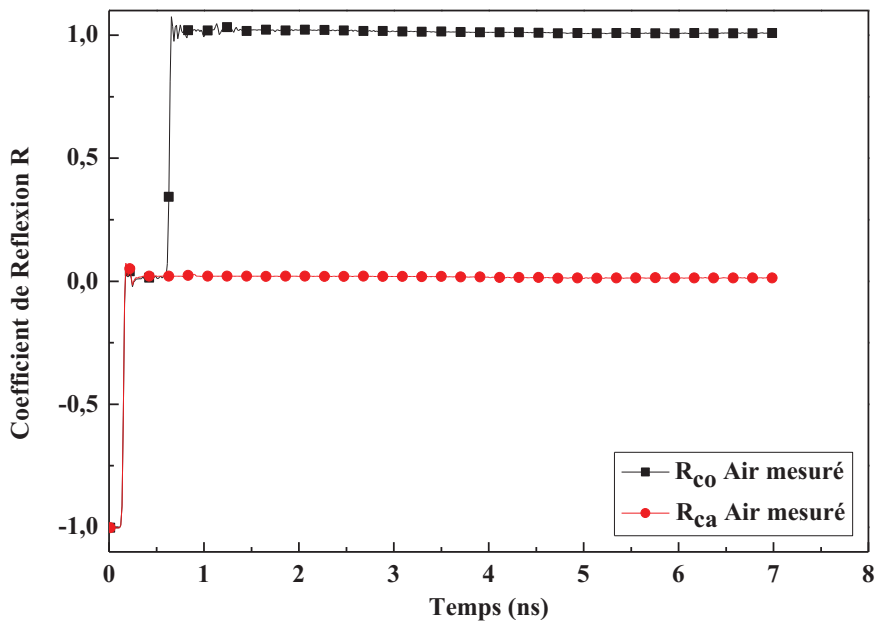


Figure (IV.4) : Variations des coefficients de réflexion de la ligne adaptée et ouverte à vide en fonction du temps

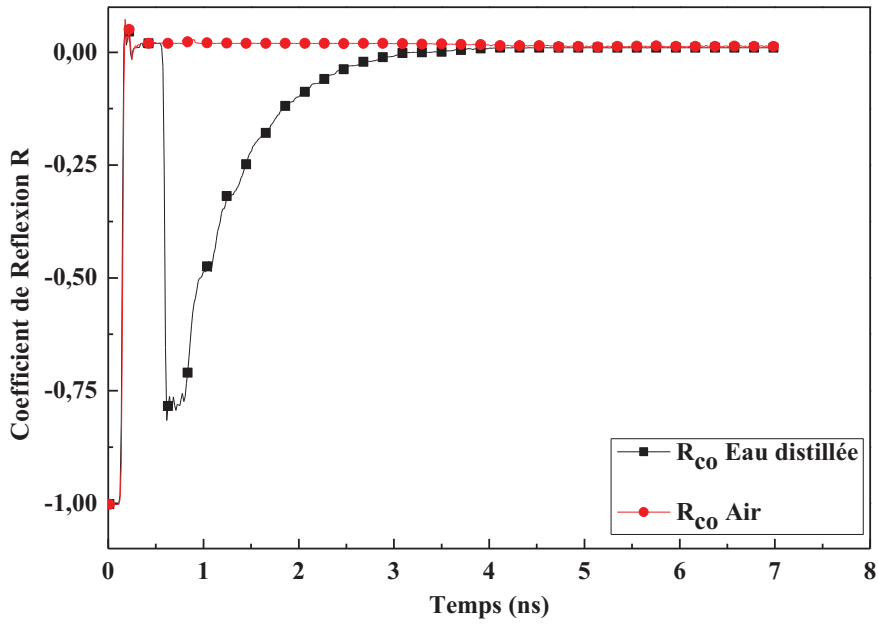


Figure (IV.5) : Variations des coefficients de réflexion de la ligne adaptée à vide et avec l'eau distillée en fonction du temps

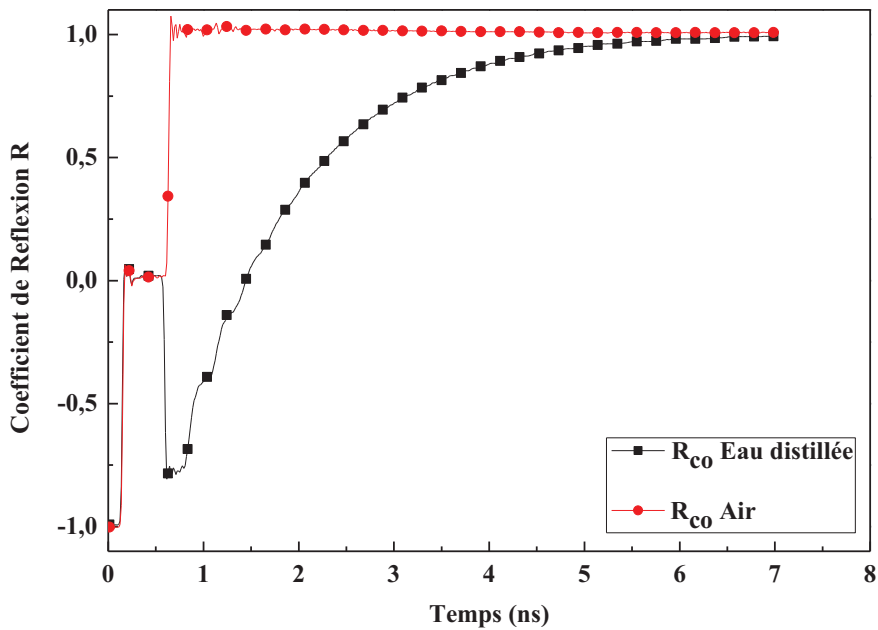


Figure (IV.6) : Variations des coefficients de réflexion de la ligne ouverte à vide et avec l'eau distillée en fonction du temps

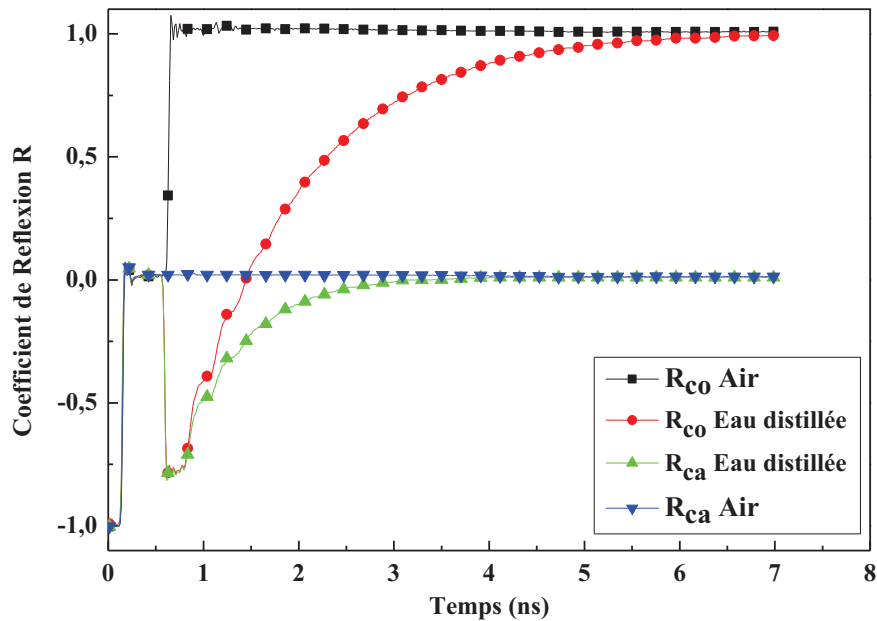


Figure (IV.7) : Variations des coefficients de réflexion de la ligne adaptée et ouverte à vide et avec l'eau distillée en fonction du temps

On voit bien que pour toutes les courbes, le signal incident est le même, jusqu'au point de séparation qui est le point d'arrivée de l'onde réfléchie à la tête d'échantillonnage, et après le point de séparation, il y a différents signaux : l'un pour la réponse en ligne ouverte et l'autre pour la réponse en ligne adaptée.

Ainsi, pour l'air, pris comme échantillon de référence, on observe, après le point de séparation :

- Une réponse confondue avec l'axe de réflexion nulle et cela pour la mesure en charge adaptée.
- Une réponse confondue avec l'axe de réflexion totale (+1).

Et pour tous les autres échantillons on observe, après le point de séparation, les deux réponses confondues représentant la première réflexion jusqu'au point de la deuxième réflexion où l'on voit les deux courbes qui se séparent selon que l'on soit en ligne ouverte ou adaptée. Les valeurs des asymptotes respectives des réponses s'éloignent de l'axe de référence sus-cité suivant leur degré de conductivité. La particularité de l'eau distillée, montre sur la *figure (IV.7)*, une valeur asymptote confondue avec les deux axes de référence en lignes ouverte et adaptée, et par conséquent sa conductivité est quasi-nulle.

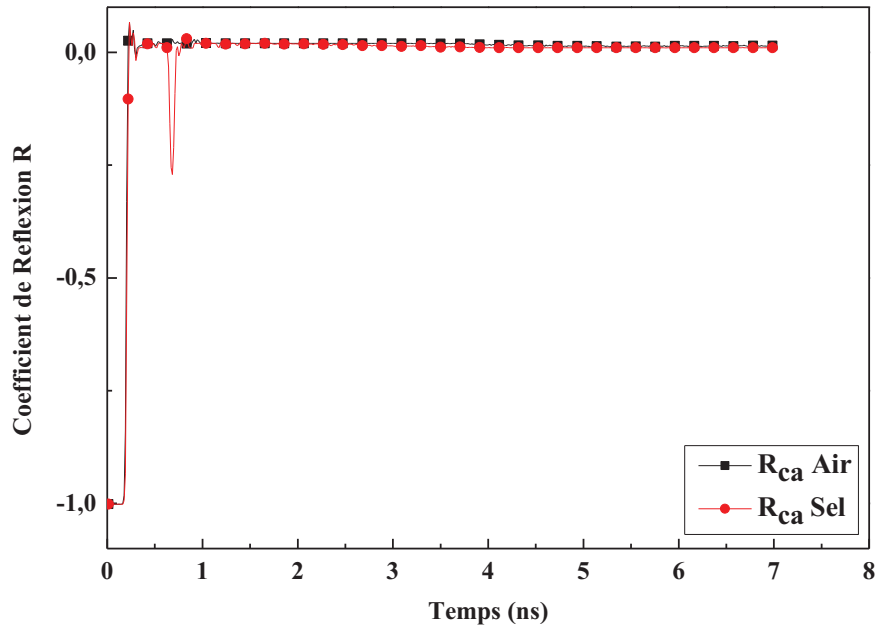


Figure (IV.8) : Variations des coefficients de réflexion de la ligne adaptée à vide et avec le sel en fonction du temps

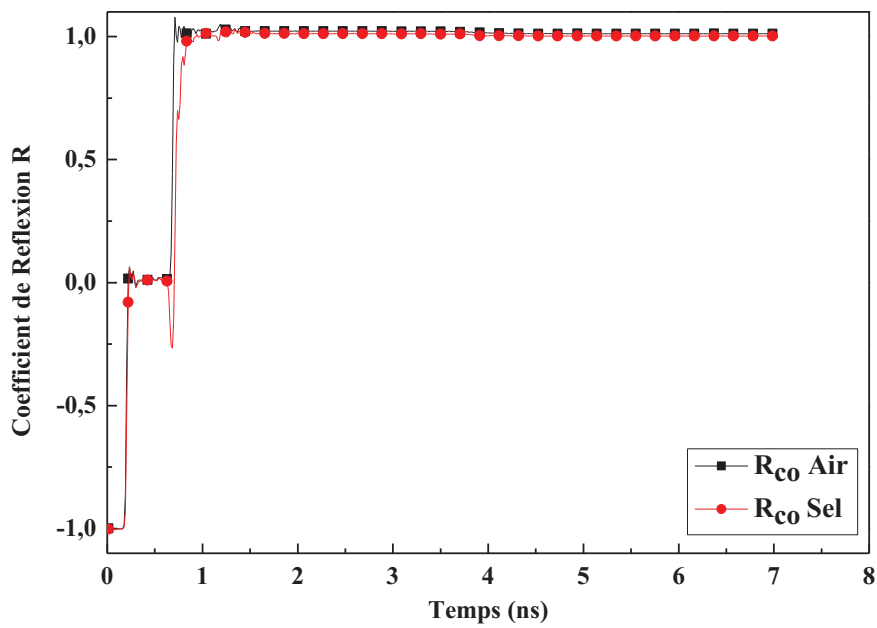


Figure (IV.9) : Variations des coefficients de réflexion de la ligne ouverte à vide et avec le sel en fonction du temps

On voit bien que les valeurs des asymptotes des figures (IV.8) et (IV.9) sont confondues avec celles de l'air pour la ligne adaptée et la ligne ouverte ; cela signifie que le sel présente une conductivité électrique presque nulle.

IV.4.c Mesures sur les échantillons

Les figures ci-dessous représentent les coefficients de réflexion en fonction du temps de l'air et des solutions ioniques que nous avons préparé pour cette étude en ligne adaptée et ligne ouverte.

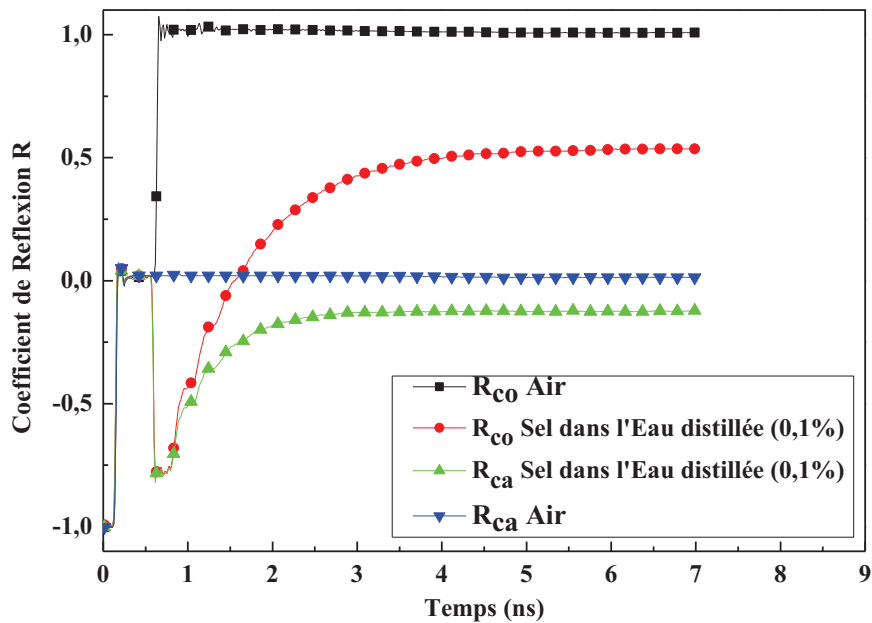


Figure (IV.10) : Variations des coefficients de réflexion de la ligne ouverte et adaptée à vide et avec une solution ionique (0,1%) en fonction du temps

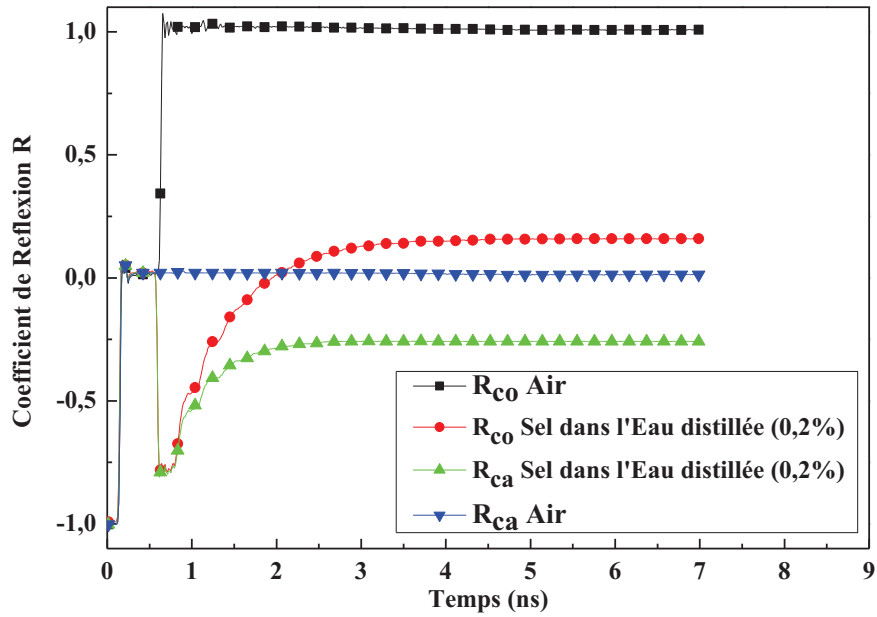


Figure (IV.11) : Variations des coefficients de réflexion de la ligne ouverte et adaptée à vide et avec une solution ionique (0.2%) en fonction du temps

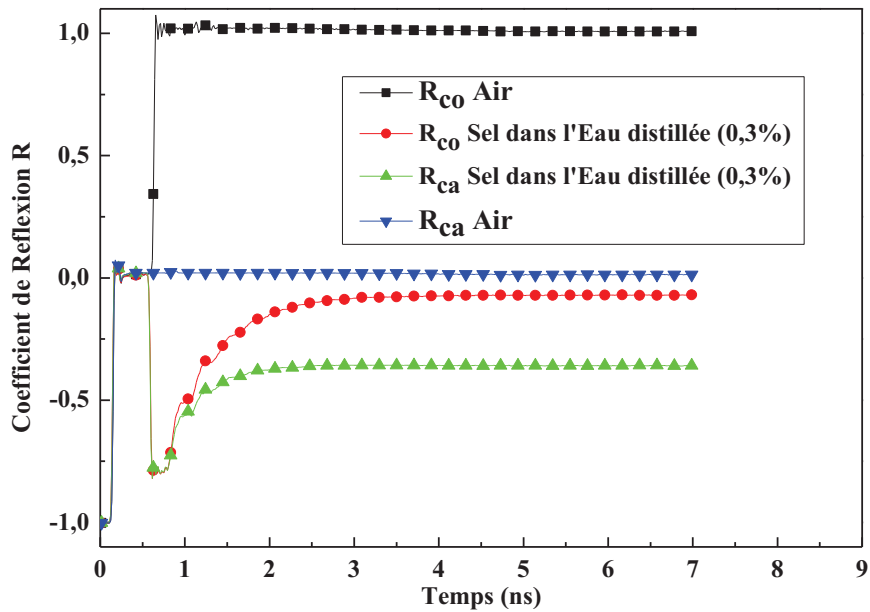


Figure (IV.12) : Variations des coefficients de réflexion de la ligne ouverte et adaptée à vide et avec une solution ionique (0.3%) en fonction du temps

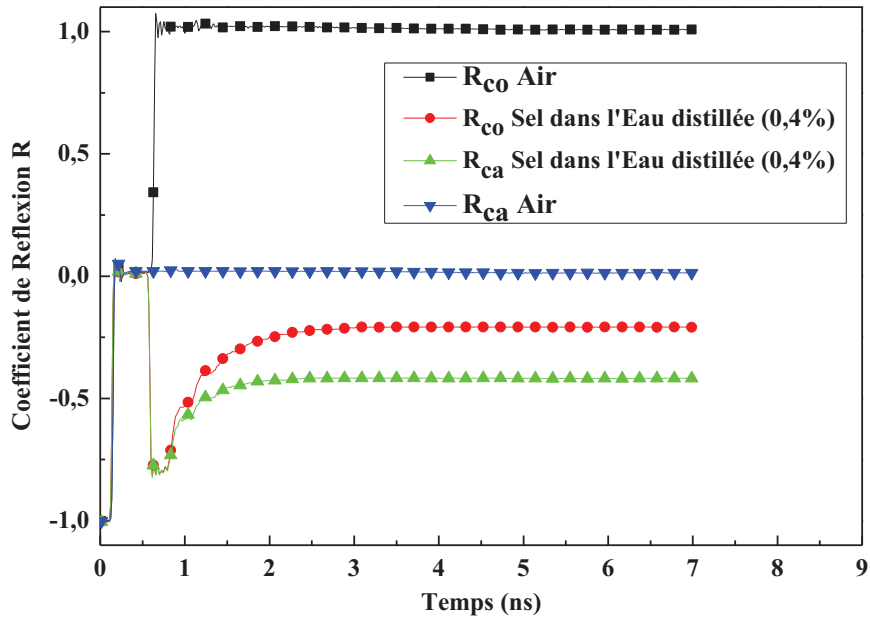


Figure (IV.13) : Variations des coefficients de réflexion de la ligne ouverte et adaptée à vide et avec une solution ionique (0.4%) en fonction du temps

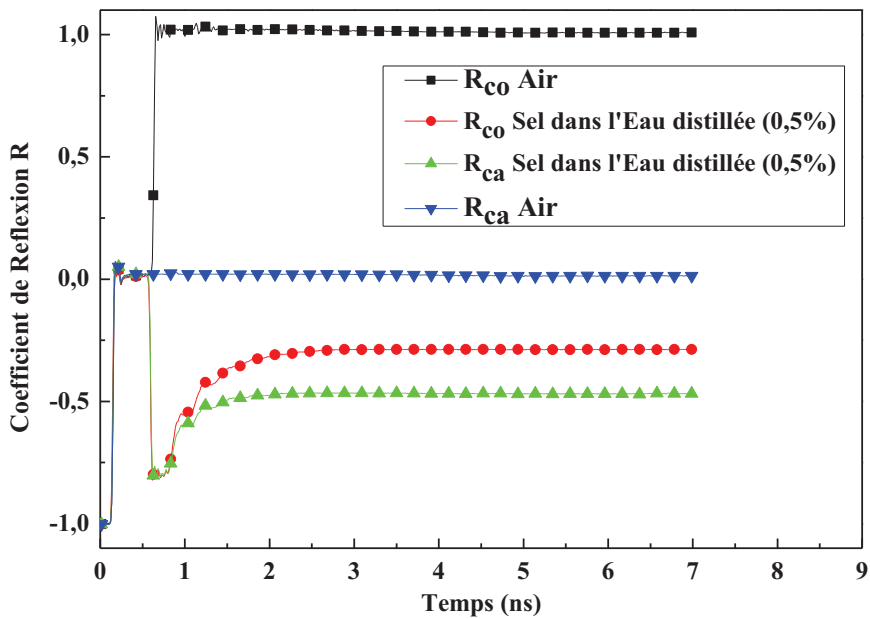


Figure (IV.14) : Variations des coefficients de réflexion de la ligne ouverte et adaptée à vide et avec une solution ionique (0.5%) en fonction du temps

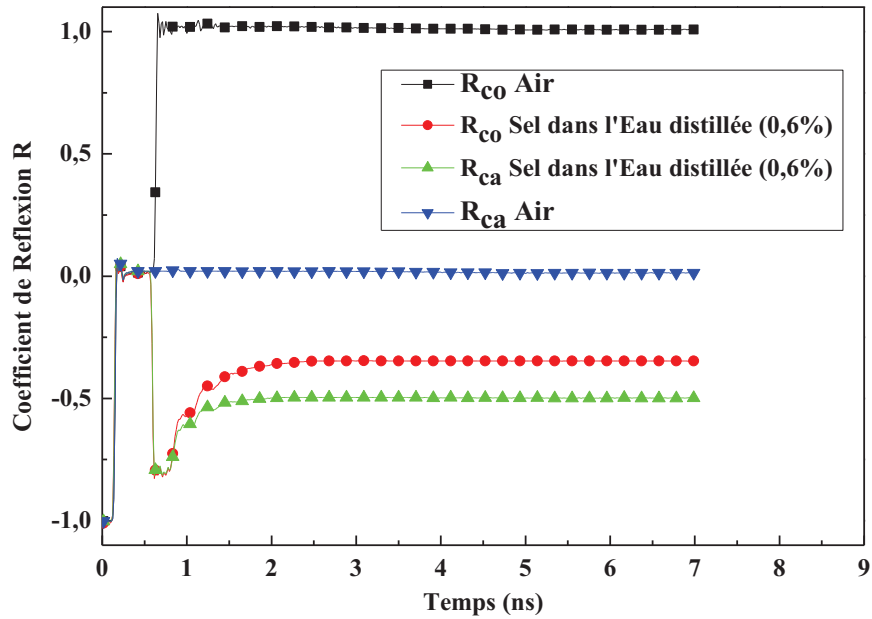


Figure (IV.15) : Variations des coefficients de réflexion de la ligne ouverte et adaptée à vide et avec une solution ionique (0.6%) en fonction du temps

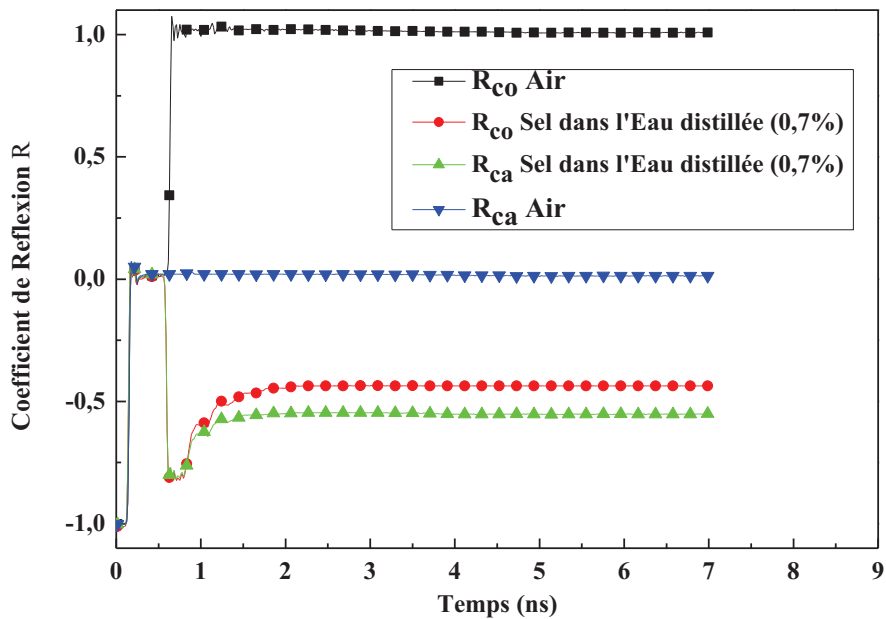


Figure (IV.16) : Variations des coefficients de réflexion de la ligne ouverte et adaptée à vide et avec une solution ionique (0.7%) en fonction du temps

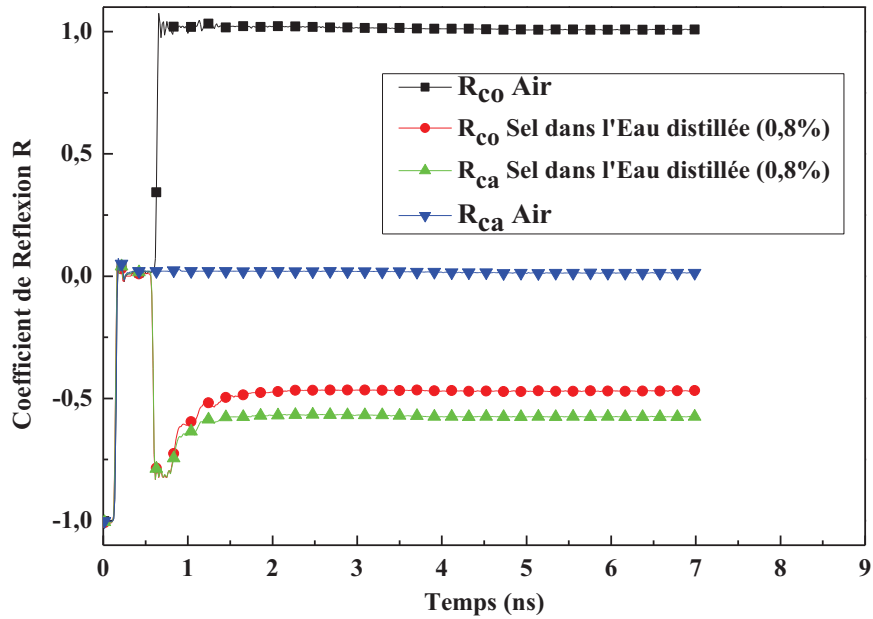


Figure (IV.17) : Variations des coefficients de réflexion de la ligne ouverte et adaptée à vide et avec une solution ionique (0.8%) en fonction du temps

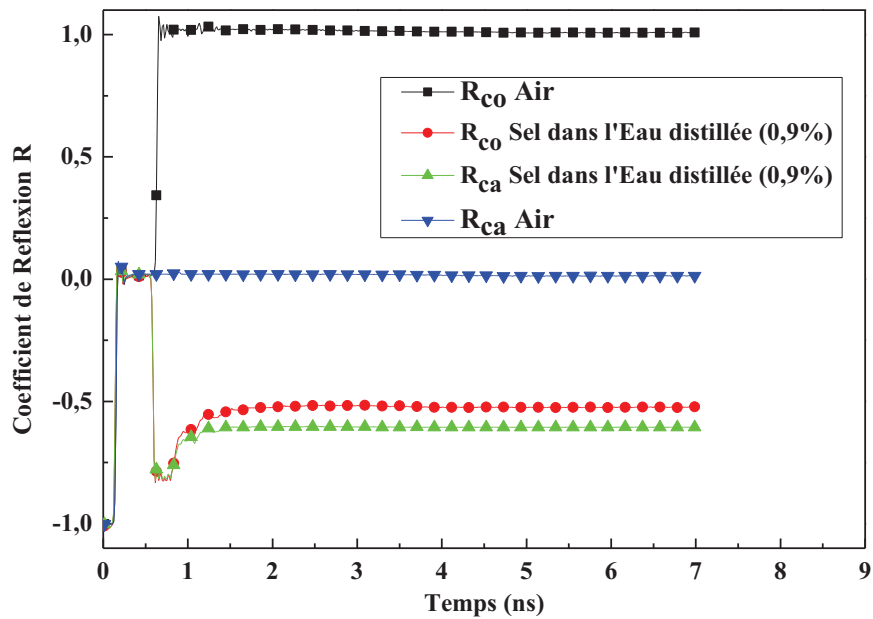


Figure (IV.18) : Variations des coefficients de réflexion de la ligne ouverte et adaptée à vide et avec une solution ionique (0.9%) en fonction du temps

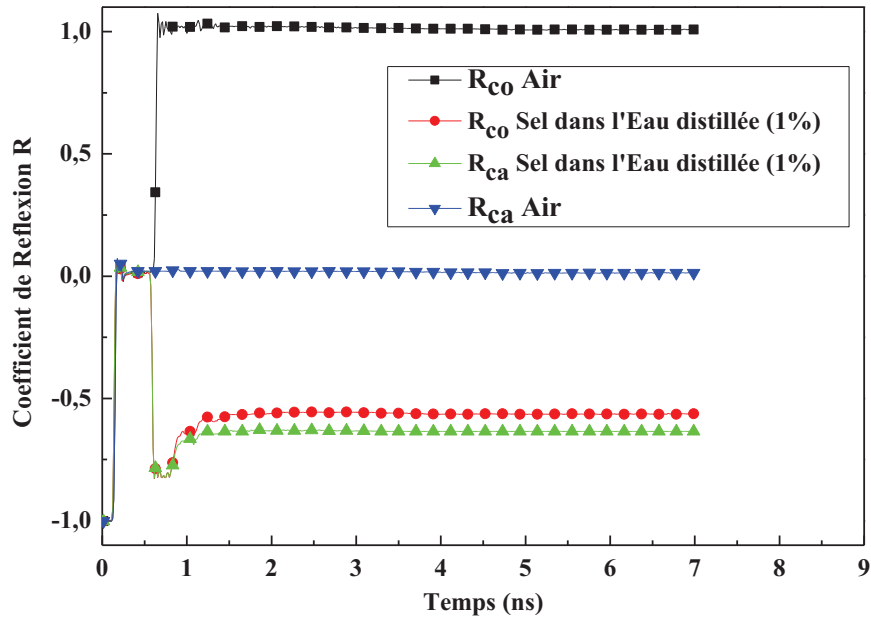
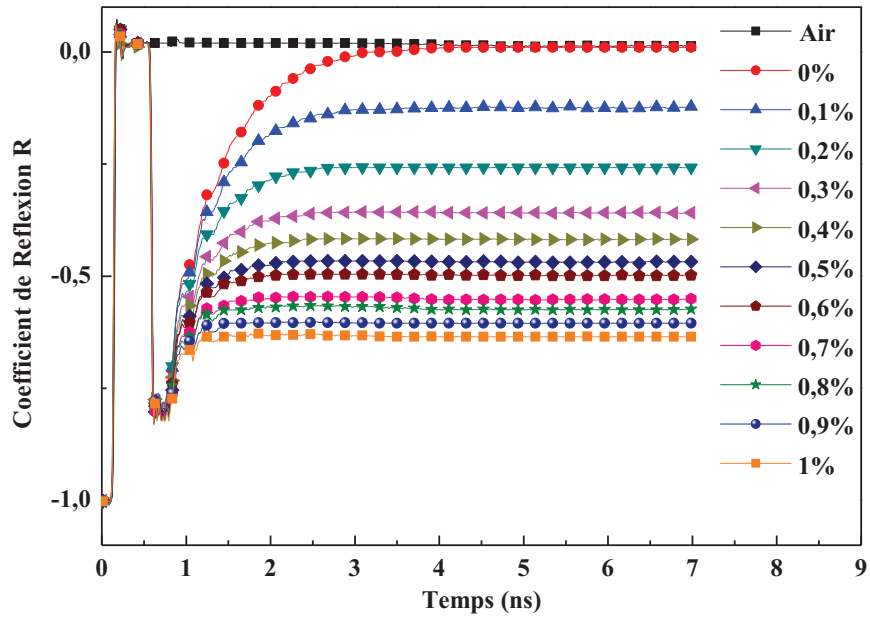


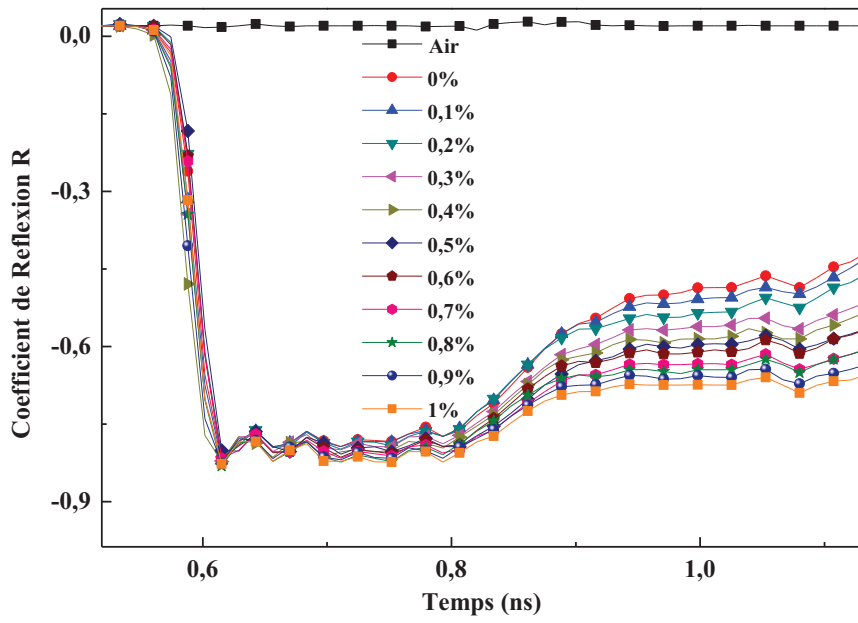
Figure (IV.19) : Variations des coefficients de réflexion de la ligne ouverte et adaptée à vide et avec une solution ionique (1%) en fonction du temps

On constate que pour toutes les figures le signal incident est le même, jusqu'au point de séparation, après le point de séparation, les deux réponses de chaque solution confondues représentent la première réflexion jusqu'au point de la deuxième réflexion où l'on voit les deux courbes qui se séparent selon que l'on soit en ligne ouverte ou adaptée.

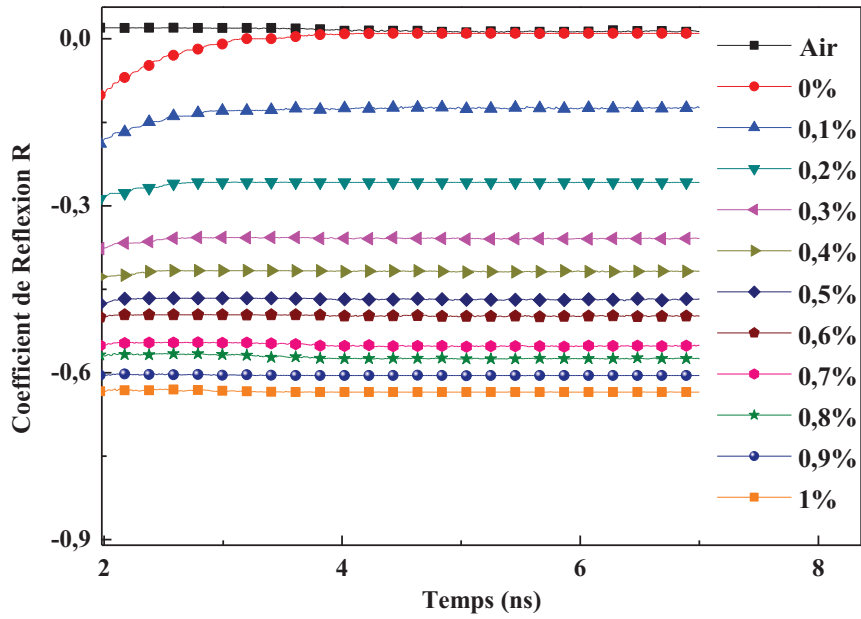
Les figures (IV.20) et (IV.21) représentent les variations des coefficients de réflexion de la ligne adaptée et la ligne ouverte respectivement à vide et avec solutions ioniques des différentes concentrations en fonction du temps.



(a)

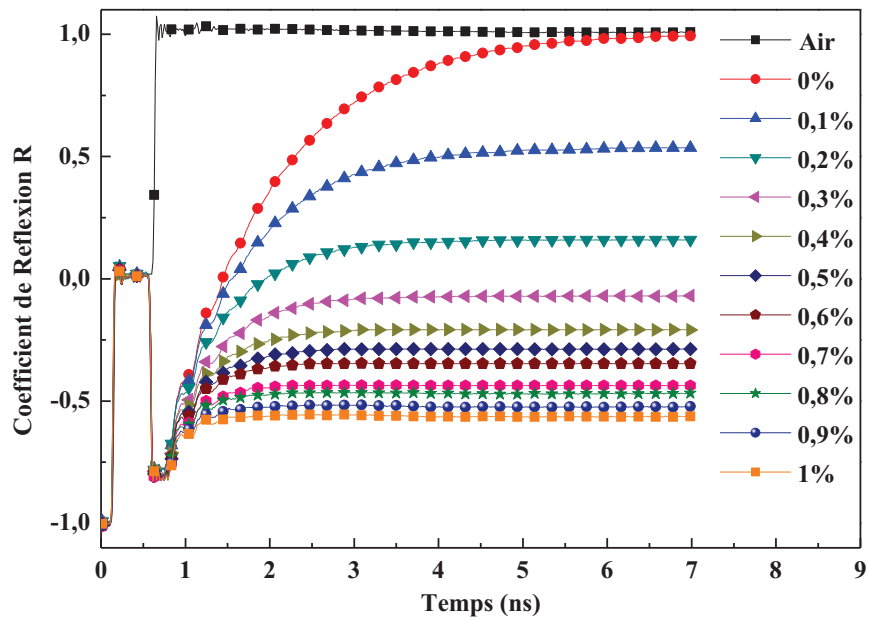


(b)

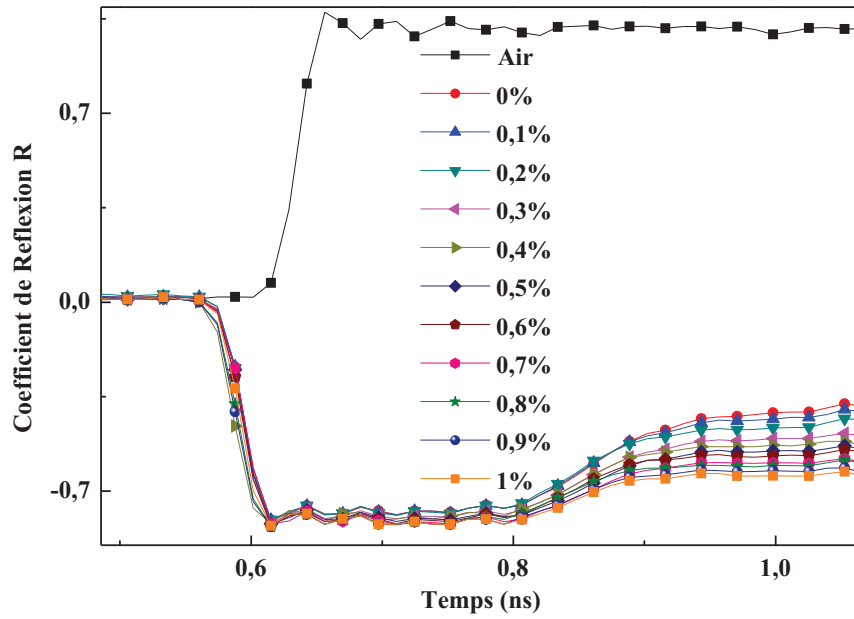


(c)

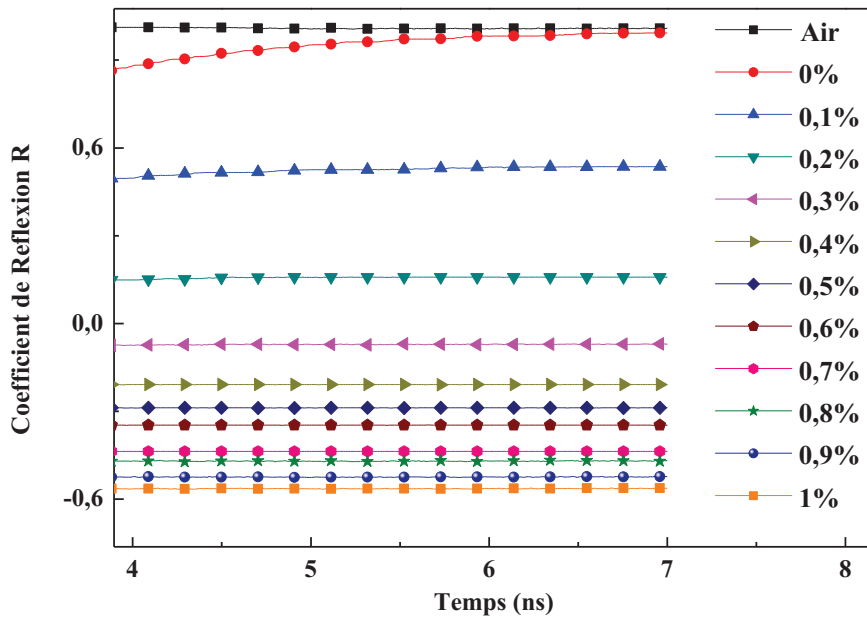
Figure (IV.20) : Variations des coefficients de réflexion de la ligne adaptée à vide et avec les solutions ioniques des différentes concentrations en fonction du temps:(a) signal complet, (b) premières réflexions, (c) valeurs asymptotiques



(a)



(b)

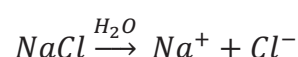


(c)

Figure (IV.21) : Variations des coefficients de réflexion de la ligne ouverte à vide et avec les solutions ioniques des différentes concentrations en fonction du temps : (a) signal complet, (b) premières réflexions, (c) valeurs asymptotiques

On remarque que pour toutes les courbes le signal incident est le même, jusqu'au point de séparation. Après le point de séparation, les deux réponses des solutions confondues représentent la première réflexion, jusqu'au point de la deuxième réflexion *Figure (IV.20.b)* et *Figure (IV.21.b)*, où l'on voit les courbes qui se séparent selon les concentrations des solutions étudiées. Les valeurs asymptotiques respectives de ces réponses s'éloignent de l'axe de référence là encore suivant leurs degrés de conductivité *Figure (IV.20.c)* et *Figure (IV.21.c)*.

La libération ionique est ainsi observée uniquement lorsqu'on a mélangé l'eau distillée et le sel (*NaCl*) suivant la réaction :



Le tableau ci-dessous représente les conductivités électriques statiques de nos solutions calculées par les équations (II.64) et (II.65) en ligne adaptée et ouverte respectivement, nous avons obtenu pour chaque échantillon des valeurs avec une légère différence d'une précision de 10^2 , néanmoins la première méthode utilisée donne des résultats plus précis que l'autre qui est influée par des champs ambiants.

Echantillon	Température	σ_{ca} conductivité en ligne adaptée (S/m)	σ_{co} conductivité en ligne ouverte (S/m)
A	Ambiante	0.189	0.183
B	Ambiante	0.439	0.437
C	Ambiante	0.698	0.692
D	Ambiante	0.906	0.921
E	Ambiante	1.093	1.088
F	Ambiante	1.236	1.243
G	Ambiante	1.529	1.539
H	Ambiante	1.688	1.671
I	Ambiante	1.913	1.930
J	Ambiante	2.175	2.169

Tableau (IV.3) : Conductivités électriques statiques de sel dans de l'eau distillée à différentes concentrations massiques

IV.5 La relation entre la composition ionique et la conductivité

Nous avons par ailleurs tracé dans les *figures (IV.22) et (IV.23)* l'évolution de la conductivité électrique statique en fonction de la concentration massique du sel dans l'eau distillée en ligne adaptée et ouverte respectivement.

La *figure (IV.24)* reprend l'ensemble des résultats obtenus par les deux méthodes : ligne adaptée et ouverte.

Nous soulignons le bon accord entre les résultats des deux méthodes pour les solutions à toutes concentrations.

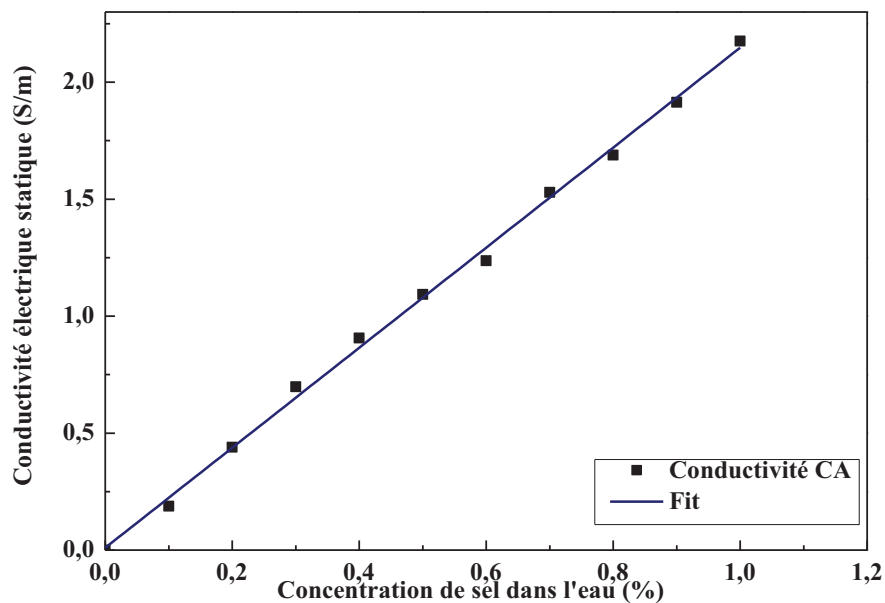


Figure (IV.22) : Evolution de la conductivité électrique statique en fonction de la concentration massique de sel dans l'eau distillée en ligne adaptée

L'ajustement de la courbe est fait par une droite d'équation :

$$\sigma_{ca} = 2.13782 C + 0.00987$$

Avec un coefficient de corrélation

$$R = 0.99749 ; (R \leq 1), \text{ valeur idéale } = 1$$

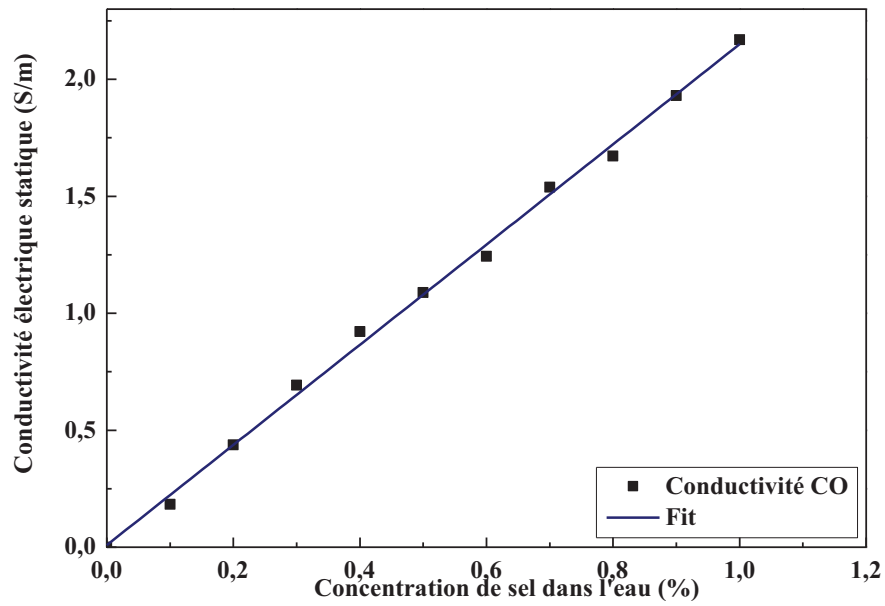


Figure (IV.23) : Evolution de la conductivité électrique statique en fonction de la concentration massique de sel dans l'eau distillée en ligne ouverte

L'ajustement de la courbe est fait par une droite d'équation :

$$\sigma_{co} = 2.14131 C + 0.00887$$

Avec un coefficient de corrélation

$$R = 0.99716$$

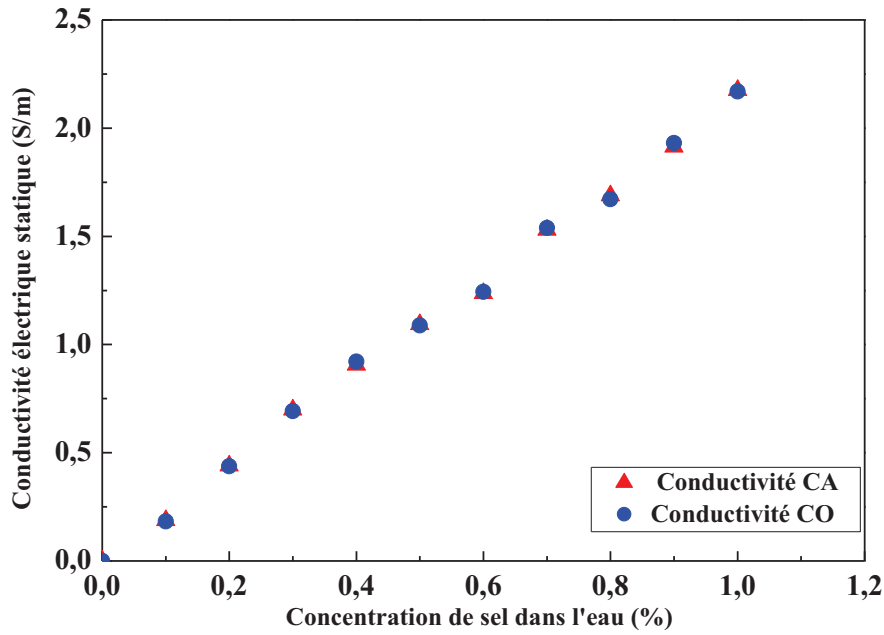


Figure (IV.24) : Comparaison des résultats de mesure de la conductivité par les deux méthodes ligne adaptée et ouverte

On peut donc dire, d'après les deux représentations précédentes *figure (IV.24)* de l'évolution de la conductivité électrique statique en fonction de la concentration que les deux courbes sont des droites de relation $\sigma = aC + b$ avec la pente $a \approx 2.14$ et une valeur à l'origine $b \approx 0$. Ainsi on peut définir la conductivité de la solution ionique par la relation bijective $\sigma = 2.14 C$.

Il est donc possible de dire à partir de la relation précédente, que si l'on augmente la concentration massique et donc le nombre de charges libérées dans la solution, alors la conductivité de la solution ionique augmente.

Conclusion générale

L'objectif principal que nous nous sommes fixé au cours de ce travail au laboratoire Spectroscopie Diélectrique est de mettre en évidence une méthode de caractérisation diélectrique à l'aide d'un oscilloscope à échantillonnage type *Tektronix 11802 Digital Sampling Oscilloscope* qui mesure le coefficient de réflexion par deux méthodes (méthode de la ligne adaptée et celle de la ligne ouverte), il est possible de couvrir une large gamme de fréquence, pouvant atteindre les 10 GHz .

Une fois le coefficient de réflexion mesuré, on a calculé un paramètre caractéristique de l'échantillon à tester, notamment, la conductivité électrique statique. Les échantillons que nous avons testés sont de solutions aqueuses de *NaCl* avec les différentes concentrations massiques de sel de table suivantes (0.1% , 0.2% , 0.3% , 0.4% , 0.5% , 0.6% , 0.7% , 0.8% , 0.9% , 1%).

Nous avons en première étape, mesuré la variation du coefficient de réflexion de l'air en fonction du temps, pris comme échantillon de référence par deux méthodes sus-citées. La rareté des données expérimentales concernant ce type de solutions dans la littérature, nous a amenés à tester la fiabilité de notre dispositif expérimental, en faisant des mesures sur des échantillons étalons dont on connaît la conductivité électrique, notamment l'eau distillée pour le liquide, et le sel pour le solide.

En deuxième étape, nous avons mesuré la variation du coefficient de réflexion en fonction du temps pour chaque solution, pour déterminer par la suite la conductivité électrique, en utilisant le logiciel « *Origin* » pour les représentations du coefficient de réflexion, et le logiciel « *Mathematica* » pour calculer la conductivités électrique de chaque solution.

Et dans la troisième étape, nous avons étudié l'évolution de la conductivité électrique statique en fonction de la concentration massique du sel dans l'eau distillée ; un début de variation linéaire est montré avec les deux méthodes, ce qui

conduit à l'établissement d'une relation entre la conductivité électrique de la solution et sa composition.

Nous soulignons le bon accord entre les résultats des deux méthodes pour les solutions à toutes concentrations, néanmoins la méthode de la ligne adaptée donne des résultats plus précis que celle de la ligne ouverte, qui, elle, est influencée par des champs ambiants.

Bibliographie

- [1] A.Belarni, Etude par la méthode de spectroscopie diélectrique d'une réaction de polymérisation, USTHB Alger: Thèse de magister, 1992.
- [2] T.Charef, Caractérisation diélectrique de réaction de polymérisation, USTHB Alger: Thèse de magister, 1988.
- [3] R.Saoud, caractérisation diélectrique de matériau par méthode de résonance (Q-mètre) et par analyseur radiofréquence (Impedance-Mètre), USTHB, Alger : Thèse de magister , 2003.
- [4] H.Fellner-Feldegg, «The measurement of dielectrics in the time domain,» *Phys. Chem*, vol. 73, pp. 616-621, 1968.
- [5] A.M.Nicholson et G.F.Ross, «Measurement of intrinsic properties of materials by time domain techniques,» *IEEE Trans. Instrum. Meas*, Vol. IM-19, pp. 377-382, 1970.
- [6] A.Soualmia, Etude de réactions de polymérisation par des méthodes de spectroscopie diélectrique, Université Paul Sabatier, Toulouse: Thèse doctorat d'Etat, 1983.
- [7] H.Mezouari, Caractérisation diélectrique des matériaux par spectroscopie temporelle, USTHB Alger: Thèse de magister, 1995.
- [8] M.A.YESSAD, Modélisation et caractérisation des matériaux absorbants dans le domaine des hyperfréquences, Université de Sétif: Thèse de magister, 1998.
- [9] R.Coelho et B.Aladenize, Les Diélectriques : propriétés diélectriques des matériaux isolants, *Traité des nouvelles technologies, série matériaux*: Hermès Paris, 1993.
- [10] R.Coelho, *Physics of dielectrics for the engineer*, Amsterdam: Elsevier Scientific, 1979.
- [11] C.J.F.Böttcher et P.Bordewijk, *Theory of electric polarization*, Vol I et II, 2nd ed: Elsevier Scientific, 1973.
- [12] C.Kittel, *Introduction à la physique de l'Etat solide*, 5ème édition: Dunod University, 1972.
- [13] C.Dubois, «Propriétés Diélectriques des plastiques,» *Techniques de l'Ingénieur, Traité Plastiques et Composites, Article AM 3140*, 2001.
- [14] V.V.Daniel, *Dielectric relaxation*, Academic press Londres , 1967.
- [15] P.Debye, *Polar molecules*, New York: Dover Publishing Co, 1949.
- [16] K. C. Kao, *Dielectric Phenomena in Solids*, Elsevier Scientific, 2004.

- [17] R.Petit, Ondes électromagnétiques en radioélectricité et en optique, Edition, Masson , 1993.
- [18] A. Vorst, Transmission, propagation et rayonnement, Université catholique de Louvain: Cabay, Libraire , 1985.
- [19] K.S.Cole et R.H.Cole, «Dispersion and absorption in dielectrics : Alternating current characteristics,» *Chim. Phys*, n° 9, p. 341, 1941.
- [20] G. G.Raju, Dielectrics in Electric Fields, New york.Basel: Marcel Dekker, Inc, 2003.
- [21] S.Havriliak et S.Negami, «A complex plane analysis of α -dispersion in some polymer systems,» *Polym. Sci*, vol. 14, pp. 99-117, 1966.
- [22] A.K.Jonscher, «Alternating current diagnostics of poorly conducting thin films,» *Thin Solid Films*, vol. 36, pp. 1-20, 1976.
- [23] F.Milsant, Cours d'électronique, tome 1: Ed. Eyrols, 2004.
- [24] P.F.Combes, Transmission en espace libre et sur les lignes, 2ème Edition. Paris: Dunod University, 1988.
- [25] P.F.Combes, Ondes Métriques et Centimétriques, 3 ème Edition, Paris: Dunod University, 1988.
- [26] P.F.Combes, Micro-Ondes. Lignes, guides et cavités, Toulouse: Dunod University, 1995.
- [27] S.Trabelsi, A.Kraszewski et S.Onelson, «Microwave dielectric sensing of bulk density of granular materials,» *Sci. Technol*, vol. 12, pp. 2192-2197, 2001.
- [28] A.Bendahah, Application des loi de propagation d'onde dans un guide coaxial: mesure permittivité diélectrique, USTHB Alger : Thèse de magister, 2006.
- [29] J.Aubic et A.M.Bottreau, «Utilisation de la réflectométrie en domaine temporel pour l'étude des transferts d'humidité en milieu poreux perméable,» *Journal of Hydrology*, vol. 57, pp. 337-357, 1981.
- [30] BUU-Long.Nguyen, A.M.Geels, Johannes.Bruining et E.C.Slob, «Calibration Measurements of dielectric Properties of Porous Media,» *SPE Journal*, vol. 4, n° 4, pp. 353-359, 1999.
- [31] C.A.Guerbi, Caractérisation diélectrique des matériaux par spectroscopie fréquentielle, USTHB Alger: Thèse de magister, 2001.
- [32] J.Krupkay, K.Derzakowskiz, Bill-Riddlex et J.B.Jarvisx, «A dielectric resonator for measurements of complex permittivity of low loss dielectric materials as a function of temperature,» *Sci. Technol*, vol. 9, pp. 1751-1756, 1998.
- [33] R.A.Waldron, «Perturbation theory of resonant cavities,» *Proc.Inst.Elec.Eng*, vol. 107C, pp. 272-

274, 1960.

- [34] A.Peden et D.Bourreau, Caractérisation large bande des matériaux, 12èmes journées nationales Micro-ondes, 2001.
- [35] B.Haroubia, Instrumentation pour analyse large bande dans la gamme V.H.F Application : à analyse de réseaux, au contrôle de composante et à la mesure des propriétés diélectrique des matériaux, USTHB Alger: Thèse docteur ES Sciences , 1988.
- [36] S.O.Nelson, «Dielectric properties measurement techniques and applications,» *Trans.ASAE*, vol. 42, n° 2, pp. 523-529, 1999.
- [37] E.Noreland et B.Gestblom, «Transmission methods in dielectric time domain spectroscopy,» *Phys. Chem*, vol. 81, n° 8, 1977.
- [38] A.M.Bottreau et A.K.Ankou, Etude et réalisation de sondes bifilaires adaptées à la caractérisation diélectrique in-vivo des milieux biologiques, Université de Bordeaux: Laboratoire de Spectroscopie Temporelle et Fréquentielle.
- [39] K.Bouguerra, Modélisation et proposition de résolution de l'équation de propagation d'onde dans un milieu diélectrique, USTHB Alger: Thèse de magister, 2006.
- [40] S.O.Nelson, «Electrical properties of agricultural products - A critical review,» *Trans. ASAE* , vol. 16, pp. 384-400, 1973.
- [41] R.H.Cole, «Evaluation of dielectric behaviour by time domain spectroscopy. II. Complex permittivity,» *Phys. Chem*, vol. 79, n° 14, p. 1469–1474, 1975.
- [42] R.H.Cole, *Phys. Chem*, vol. 78, p. 1440, 1974.