

N° d'ordre : 29/ 2007.M/ PH

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENE
(USTHB)-ALGER
FACULTE DE PHYSIQUE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de Magister

EN : PHYSIQUE

Spécialité : MATERIAUX ET COMPOSANTS

Par : Karima BRAHIMI

SUJET

**MESURE DE PERMITTIVITES DIELECTRIQUES DE
LIQUIDES EN HYPERFREQUENCE PAR LA METHODE DU
COURT-CIRCUIT VARIABLE.**

Soutenu publiquement le 18/07/2007, devant le jury composé de

Mr.Dj. BRADAI

Mr. T. BOUTEKDJIRT

Mr. N. BENREKAA

Mr. N. HAINE

Professeur USTHB

Maître de conférences USTHB

Docteur USTHB

Maître de conférences USTHB

Président

Examineur

Examineur

Directeur de thèse

Je dédie ce travail

A mes parents

A mon mari

Et à ma petite fille

REMERCIEMENTS

Le présent travail a été mené dans le cadre de la présentation d'un Magister au Laboratoire de recherche "*Diélectrique*" de la faculté de physique à l'U.S.T.H.B.

Je remercie chaleureusement Monsieur N. HAINE. Maître de Conférence à l'USTHB , pour avoir proposé ce sujet et de m'avoir guidée durant sa réalisation.

Mes remerciements vont plus particulièrement à:

Monsieur DJ. BRADAI, professeur à l'U.S.T.H.B pour avoir bien voulu me faire l'honneur d'accepter la présidence du jury de cette thèse.

Mes remerciements vont également à Messieurs, T. BOUTEKDJIRT Maître de Conférence à l'USTHB, N. BENREKAA, Docteur à l'U.S.T.H.B, qui ont bien accepté de juger ce travail.

Qu'il me soit permis de remercier tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin dans l'élaboration de ce modeste travail.

SOMMAIRE

LISTE DES SYMBOLES

INTRODUCTION.....1

CHAPITRE I : LES DIELECTRIQUES.

1. Généralités.....	3
1.1. Polarisation diélectrique.....	3
1.2. Champ de Maxwell, champ local et champ directeur.....	5
1.3. Modèles de calcul du moment dipolaire moyen.....	7.
1.4. Relaxation diélectrique.....	9
1.5. Forces de Van der Walls.....	12
1.5.1. Interaction entre dipôles permanents	12
1.5.1.1. Liaison hydrogène.....	13
1.5.2. Interaction dipôle permanent- dipôle induit.....	14
1.5.3. Interaction entre dipôles instantanés.....	15
1.6. Les Liquides.....	15
1.6.1. Propriétés des liquides.....	15
Tension superficielle.....	16
Viscosité.....	16
Pression de vapeur.....	17
1.7. Les hydrocarbures.....	18
2. Eau.....	19
2.1. Structure et interaction.....	19
2.2. L'eau et la liaison hydrogène.....	19
2.3. Permittivité de l'eau.....	21

CHAPITRE II : PROPAGATION GUIDEE EN HYPERFREQUENCES

1. Introduction.....	23
2. Propagation guidée.....	26
2.1. Equations de Maxwell et relations de passage.....	26

2.2. Propagation guidée dans le cas harmonique	29
2.2.1. Définition d'un guide d'onde.....	29
2.2.2. Equations de propagation guidée.....	30
2.2.3. Conditions aux limites.....	31
2.3. Modes propres.....	32
2.4. Guide rectangulaire. Mode T.E.....	34
2.5. Technique des guides d'ondes.....	37

CHAPITRE III : DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET METHODE DE MESURE

1. Ensemble hyperfréquence.....	39
1.1. Klystron réflexe.....	39
1.2. Ondemètre à absorption.....	41
1.3. Atténuateur calibré.....	42
1.4. Ligne de mesure à fente	42
1.5. Cellule de mesure.....	44
2. Ensemble mécanique.....	46
3. Ensemble de régulation de température.....	47
4. Carte d'acquisition.....	47
5. Méthode de mesure.....	48
5.1. Coefficient de réflexion.....	48
5.2. Taux d'ondes stationnaires.....	49
6. Méthode du court circuit variable.....	53

CHAPITRE IV : RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

1. Etalonnage en température.....	55
2. Etalonnage du cristal.....	56
3. Etude de l'eau.....	57
3.1 Eau bidistillée.....	58
3.2 Eau distillée.....	62
3.3 Eau désionisée.....	66
4. Décane.....	72
5. Limonène.....	74

CONCLUSION	77
ANNEXE	80
BIBLIOGRAPHIE	86

LISTE DES SYMBOLES

Lettres latines majuscules

A	(dB)	: Atténuation
D	(C m ⁻²)	: Champ déplacement
E	(Vm ⁻¹)	: Champ électrique moyen appliqué
H	(A m ⁻¹)	: Champ magnétique
P	(W)	: Puissance hyperfréquence
S	(m ²)	: Surface
T	(°C)	: Température
TOS		: Taux d'ondes stationnaires
V _t	(V)	: Tension électrique

Lettres latines minuscules

a,b	(m)	: Dimensions du guide rectangulaire
d		: Densité
f	(Hz)	: Fréquence
h	(m)	: Hauteur de diélectrique
k	(m ⁻¹)	: Module du vecteur d'onde
k _c	(m ⁻¹)	: Module du vecteur d'onde de coupure
k _g	(m ⁻¹)	: Module du vecteur d'onde dans le guide
v	(m s ⁻¹)	: Vitesse linéaire
v _t	(V)	: Tension électrique
x, y, z	(m)	: Coordonnées cartésiennes

Lettres grecques

σ	(dynes cm ⁻¹)	: Tension superficielle ou interfaciale
ω	(rd s ⁻¹)	: Pulsation
α	(m ⁻¹)	: Coefficient d'amortissement
β	(m ⁻¹)	: Constante de propagation
β _g	(m ⁻¹)	: Constante de propagation guidée
ε ₀	(F m ⁻¹)	: Permittivité diélectrique absolue du vide
Γ		: Coefficient de réflexion
η	(Pa s)	: Coefficient de viscosité
μ ₀	(H m ⁻¹)	: Perméabilité magnétique absolue du vide

INTRODUCTION

Les mesures de permittivités diélectriques $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$ permettent de caractériser les propriétés diélectriques des matériaux en hyperfréquences.

La technique de mesure s'adaptant au mieux aux liquides est celle du guide court-circuité.

Le but de notre travail est d'améliorer cette technique de mesure d'une part et d'étudier les variations thermiques de la permittivité diélectrique de liquides polaire, apolaire, et à caractère polaire à 9460 MHz d'autre part.

Le liquide est injecté dans la cellule de mesure, portion de guide court circuité, grâce à une pompe rotative. Les ondes hyperfréquences générées par un klystron reflex, se réfléchissent à l'entrée de la cellule. Il s'établit dans la cellule des ondes stationnaires caractérisées par le coefficient de propagation guidée βg et le coefficient d'amortissement α . Une sonde de mesure placée avant l'entrée de la cellule sur un maximum de tension, permet de délivrer une tension proportionnelle à la puissance hyperfréquence.

En faisant varier la hauteur du liquide par un piston mobile, les tensions proportionnelles à la puissance hyperfréquence et aux hauteurs de liquide sont enregistrées sur micro-ordinateur à l'aide d'une carte d'acquisition gérée par un programme informatique réalisé en Visual basic.

Un lissage des valeurs expérimentales à l'aide d'une formule théorique issue des relations établies par la théorie des ondes guidées, conduit aux valeurs de permittivités diélectriques ε' et ε'' avec une précision appréciable.

Le premier chapitre est consacré aux diélectriques, plus particulièrement aux liquides, le second traite les hyperfréquences et résume les principales équations de la propagation guidée.

Dans le troisième chapitre nous exposons la méthode de mesure et le dispositif expérimental.

Enfin dans le quatrième chapitre les principaux résultats expérimentaux obtenus sont regroupés et comparés à ceux de la littérature.

CHAPITRE I

LES DIELECTRIQUES LINEAIRES HOMOGENES ISOTROPES

1. Généralité. [1-5]

1.1. La polarisation diélectrique :

La polarisation diélectrique est l'effet observé dans un matériau diélectrique soumis à un champ électrique statique ou alternatif. Ce phénomène est lié au déplacement des charges positives et négatives et permet au matériau d'emmagasiner de l'énergie, fournie par le champ électrique appliqué.

Certaines molécules, sont dites polaires car elles présentent une polarisation moléculaire permanente due à une répartition non homogène des charges électriques.

L'apparition d'un champ électrique au sein du diélectrique provoque une déformation des molécules ainsi qu'une réorientation de ses moments dipolaires permanents. Dans chacune d'elles, le barycentre des charges positives et celui des charges négatives s'écartent alors que la molécule s'oriente, car des forces de sens contraires s'exercent sur les charges positives et négatives. La molécule polaire entre en rotation de sorte à s'aligner parallèlement au champ électrique. C'est cet alignement des molécules suivant la direction du champ qu'on appelle la polarisation diélectrique P.

On distingue trois types de polarisations diélectriques : électronique, ionique (ou atomique), d'orientation (ou dipolaire).

On associe à chaque type de polarisation une grandeur microscopique appelée polarisabilité et notée α ; c'est le coefficient de proportionnalité entre le moment dipolaire $\vec{\mu}$ et le champ interne appliqué sur ce dipôle.

La polarisation électronique :

Les électrons gravitant autour du noyau seront sollicités dans le sens opposé à celui du champ appliqué mais ils seront également retenus par l'attraction du noyau. Ils seront légèrement déplacés par rapport au noyau produisant ainsi un moment dipolaire induit dans l'atome. L'existence de ce moment dipolaire par déplacements relatifs des électrons et des noyaux est appelée: polarisation électronique. Elle est caractérisée par sa polarisabilité α_e .

La polarisation ionique :

Elle représente les déplacements en sens inverse des ions des molécules sous l'action du champ électrique. On lui attribue une polarisabilité α_a .

La polarisation orientationnelle :

Une molécule polaire présente une asymétrie géométrique même en l'absence de champ électrique, car le barycentre des charges positives ne coïncide pas avec celui des charges négatives.

En l'absence de champ, les molécules s'orientent de manière aléatoire et le moment dipolaire global est nul.

En présence de champ électrique continu, les molécules tendent à s'orienter dans la direction du champ. Cet effet croît avec l'intensité du champ et s'oppose à l'agitation thermique. Ce phénomène d'alignement est contrarié par l'existence de divers types de liaisons chimiques assurant la cohésion du matériau : les liaisons par pont hydrogène et les liaisons de Van der Waals.

Lorsque le champ électrique appliqué est un champ alternatif, les molécules s'orientent en suivant cette rotation. Celles-ci sont soumises à deux forces :

La force perturbatrice créée par le champ et la résultante de toutes les forces d'interaction avec les molécules voisines. Comme pour les types précédents, on attribue à cette polarisation une polarisabilité α_d . Dans le cas pratique, les champs statiques appliqués sont inférieurs au champ de claquage, dans ces cas, cette polarisabilité, est reliée à la température et moment dipolaire moyen par :

$$\alpha_d = \frac{\mu^2}{3kT}$$

Dans le cas des champs électriques alternatifs, ces polarisabilités sont complexes. Au-delà de 10^{12} Hz la polarisation dipolaire disparaît ($\alpha_d = 0$), en effet les molécules ne peuvent plus suivre les variations du champ électrique. Ensuite viendra le tour des atomes de s'immobiliser, lorsque la fréquence dépassera de peu 10^{14} Hz ; la polarisation atomique disparaît ($\alpha_a = 0$) et ne reste que l'effet de la polarisation électronique.

1.2. Champ de Maxwell, champ local et champ directeur

La théorie des milieux diélectriques repose sur la notion de champ local. Le champ local en un point du diélectrique est la somme du champ appliqué créé par les charges extérieures au milieu et du champ créé par les dipôles intérieurs à l'échantillon, à l'exception du dipôle présent en ce point.

On écrit usuellement le champ créé par les dipôles sous la forme d'une somme de trois termes, $\vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3$. Le champ \vec{E}_1 est le champ dépolarisant, provenant des charges de polarisation sur la surface extérieure de l'échantillon. On imagine ensuite une cavité sphérique fictive creusée dans le diélectrique, autour du point considéré. Les charges de polarisation sur la surface de cette cavité sont à l'origine du champ \vec{E}_2 , dit champ de cavité de Lorentz, et le champ \vec{E}_3 est le champ créé par les dipôles situés à l'intérieur de cette cavité. Compte tenu de ces dispositions, le champ local s'écrit :

$$\vec{E}_\ell = \vec{E}_{\text{ext}} + \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \vec{E}_3$$

Le champ \vec{E}_{Max} qu'on trouve dans les équations de Maxwell, est dit champ de Maxwell. Il est fonction du champ extérieur \vec{E}_{ext} et du champ dépolarisant \vec{E}_1 .
On a :

$$\vec{E}_{\text{Max}} = \vec{E}_{\text{ext}} + \vec{E}_1$$

Le calcul du champ dépolarisant \vec{E}_1 peut s'avérer très difficile dans le cas général. Néanmoins pour des formes de diélectriques simples par exemple cylindrique, sphérique, elliptique et plane, l'expression de champ peut être établie.

Par exemple, lorsqu'un champ \vec{E}_{ext} est appliqué à un cylindre de longueur infini, parallèlement à son axe, le champ de dépolarisation est nul. Pour une sphère, il sera égal à :

$$\vec{E}_1 = -\frac{\vec{P}}{3\epsilon_0}$$

Le champ de Lorentz peut aussi être calculé. Il est relié à \vec{P} par :

$$\vec{E}_2 = \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0}$$

Le champ \vec{E}_3 est la seule contribution au champ local qui dépend de la structure de l'échantillon. Toutefois, dans le cas des diélectriques isotropes ou dans un environnement cubique où les atomes peuvent être remplacés par des dipôles parallèles entre eux, le champ \vec{E}_3 est nul.

Dans le cas des corps polaires, seulement une partie du champ local \vec{E}_ℓ influence la direction des dipôles permanents. Cette partie, notée \vec{E}_d , a été calculée par Böttcher. Il propose comme expression :

$$(\vec{E}_d)_i = \frac{1}{1-f_i\alpha_i} \frac{3\epsilon}{2\epsilon+1} (\vec{E}_{\text{Max}})_i$$

où f est le facteur du champ de réaction qui est égal dans le cas d'une molécule supposée sphérique de rayon a, à :

$$f_i = \frac{1}{a_i} \frac{2(\epsilon-1)}{2\epsilon+1}$$

Ce rayon est relié à la concentration par unité de volume N par la relation :

$$\frac{4\pi}{3} N_i a_i^3 = 1$$

Les différentes polarisations peuvent être reliées aux différents champs de Maxwell \vec{E}_{Max} , local \vec{E}_ℓ et directeur \vec{E}_d par la relation fondamentale :

$$(\varepsilon - 1)\vec{E}_{\text{Max}} = \sum N_i \left[\alpha_i (\vec{E}_\ell)_i + \frac{\mu_k^2}{3kT} (\vec{E}_d)_i \right]$$

où N est le nombre de particules par unité de volume, α la polarisabilité induite ($= \alpha_a + \alpha_e$), l'indice i se réfère au $i^{\text{ème}}$ genre de particule.

Pour les corps apolaires, l'équation fondamentale se réduit à :

$$(\varepsilon - 1)\vec{E}_{\text{Max}} = \sum N_i \alpha_i (\vec{E}_\ell)_i$$

1.3 Modèles de calcul du moment dipolaire moyen

Différentes théories ont été élaborées pour relier la polarisation définie précédemment à des grandeurs macroscopiques mesurables.

Dans le vide, le champ électrique \vec{E}_{Max} et le déplacement \vec{D} sont reliés par la relation :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}_{\text{Max}}$$

ε_0 désigne la permittivité diélectrique du vide.

Dans un milieu diélectrique de permittivité relative ε_r , la polarisation \vec{P} se traduit par la relation:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}_{\text{Max}} + \vec{P} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}_{\text{Max}}$$

Soit

$$\vec{P} = (\varepsilon_0 \varepsilon_r - \varepsilon_0) \vec{E}_{\text{Max}}$$

En basses fréquences, la polarisation totale est:

$$\vec{P}_s = (\varepsilon_0 \varepsilon_s - \varepsilon_0) \vec{E}_{\text{Max}}$$

En hautes fréquences les dipôles ne suivent plus le champ électrique, la polarisation s'écrit:

$$\vec{P}_\infty = (\varepsilon_0 \varepsilon_\infty - \varepsilon_0) \vec{E}_{\text{Max}}$$

Modèle de Debye

Il considère des molécules quasi sphériques n'interagissant pas entre elles.

$$P_s = \frac{\epsilon_s - 1}{\epsilon_s + 2} \frac{M}{\rho} = P_i + \frac{N_A}{3\epsilon_0} \frac{\mu^2}{3KT}$$

où M est la masse moléculaire, ρ la masse volumique et N_A le nombre d'Avogadro

En hautes fréquences

$$P_\infty = \frac{\epsilon_\infty - 1}{\epsilon_\infty + 2} \frac{M}{\rho} = P_i$$

A partir de ces deux relations, il déduit le moment dipolaire μ .

Modèle de Lorentz

Lorentz considère une cavité remplie de diélectrique et isolée du milieu extérieur. Ce modèle conduit à la relation de Clausius-Mossotti-Lorentz

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N \alpha}{3\epsilon_0}$$

α étant la polarisabilité et N le nombre de molécules par unité de volume

Lorentz aboutit finalement à la relation entre permittivités et moment dipolaire.

$$\frac{N \mu^2}{3 k T} = \frac{9 \epsilon_s^2 (\epsilon_s - \epsilon_\infty)}{(\epsilon_s + 2 \epsilon_\infty)(\epsilon_\infty + 2 \epsilon_s)}$$

Modèle d'Onsager

La cavité de forme sphérique, tend à représenter le volume occupé par une molécule. Onsager néglige les interactions à courte distance. Ce modèle conduit à la formule suivante :

$$\frac{4 \pi N \mu^2}{9 k T} = \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty)(2 \epsilon_s + \epsilon_\infty)}{\epsilon_s (\epsilon_\infty + 2)^2}$$

1.4 La relaxation diélectrique

La relaxation consiste en l'existence d'un délai de réponse pour un système, soumis à une excitation extérieure. Il y a relaxation diélectrique lorsqu'on supprime brusquement le champ électrique qui polarisait un matériau de permittivité $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$. Un temps, dit temps de relaxation, est nécessaire pour que le matériau retourne dans son état de désordre moléculaire de départ. Il est défini comme le temps nécessaire pour que la polarisation décroisse à $1/e$ de sa valeur initiale.

Dans les zones de basses fréquences, où le mouvement imposé aux molécules polarisées est lent, celles-ci se synchronisent sans difficultés sur les oscillations du champ. Mais, si l'on augmente la fréquence progressivement, à une certaine fréquence, l'inertie de la molécule et les forces de liaisons s'opposant au mouvement deviennent prépondérantes.

Entre ces deux zones de fréquences, il existe une bande de fréquences, dite plage de relaxation, sur laquelle il existe un déphasage entre le champ et les dipôles. Ce déphasage est appelé angle de polarité et est noté δ et c'est dans cette bande de fréquences que le matériau retire de l'énergie au champ électrique et la dissipe en chaleur.

Cet angle de perte est relié à la permittivité diélectrique par:

$$\operatorname{tg} \delta = \varepsilon''/\varepsilon'$$

Le terme ε' est le terme de dispersion qui caractérise la capacité du matériau à être polarisé par un champ électrique externe. Le second terme ε'' est le terme d'absorption du matériau qui correspond aux pertes diélectriques dans le matériau, c'est-à-dire à sa capacité de dégrader l'énergie électromagnétique en chaleur.

Les variations de ϵ' et ϵ'' en fonction de la fréquence pour un corps polaire dans un état condensé, sont représentées sur la figure suivante :

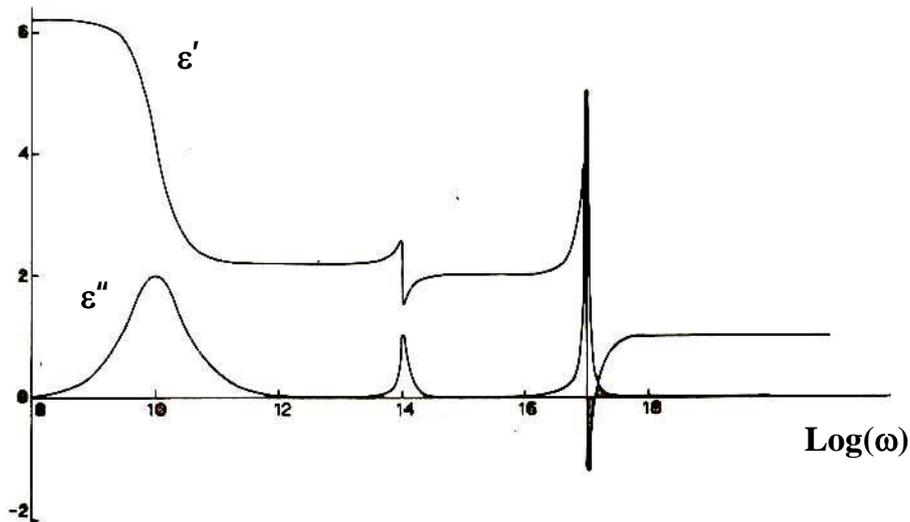


Fig I.1: Permittivité diélectrique d'un composant polaire en phase condensé [5]

L'allure de la courbe de $\epsilon'(\omega)$ en fonction de la fréquence ω dans la région de dispersion due à la polarisation d'orientation, est différente de celle de la courbe dans les régions de dispersion due aux polarisations atomique et électronique. Les pics de $\epsilon''(\omega)$ sont beaucoup plus aigus dans le dernier cas. Cette différence est due au fait que les niveaux d'énergie des vibrations moléculaires correspondant à la polarisation atomique et les mouvements d'électrons correspondant à la polarisation électronique, sont discrets. D'un point de vue phénoménologique, il est possible de caractériser cette différence en disant que la polarisation orientationnelle se produit par un processus de relaxation et que la polarisation induite se produit par un nombre de processus de résonance.

Dans les liquides polaires, les constantes diélectriques statiques ont des valeurs importantes. Par exemple, pour l'eau à température ambiante, la constante diélectrique statique ϵ_s vaut 81, tandis que la constante diélectrique ϵ_∞ aux fréquences optiques vaut 1.77. Cette différence est due principalement à la

polarisation orientationnelle effective aux basses fréquences mais négligeable aux fréquences supérieures à environ 10^{10} Hz.

En 1929, P. Debye propose un modèle expliquant les grandes valeurs de ϵ_s dans certains liquides en supposant que les molécules de ces liquides possèdent des moments dipolaires électriques permanents pouvant s'écarter de leur orientation d'équilibre, le retour vers celle-ci étant caractérisé par un temps de relaxation τ . Si la pulsation ω du champ électrique appliqué est très supérieure à $1/\tau$, la molécule ne peut plus suivre le champ.

Debye propose ainsi de formuler la polarisabilité $\alpha(\omega)$ comme suit

$$\alpha(\omega) = \frac{\alpha_0}{1 + j\omega\tau}$$

où α_0 désigne la polarisabilité orientationnelle statique.

Dans un liquide peu dense, on a pratiquement $\epsilon(\omega) \approx 1$. On peut donc simplifier la formule de Clausius-Mossotti en écrivant

$$\epsilon(\omega) - 1 = \frac{N\alpha(\omega)}{3\epsilon_0}$$

Par conséquent :

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{N\alpha_0}{\epsilon_0(1 - j\omega\tau)}$$

Les parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique sont données par :

$$\begin{aligned} \epsilon'(\omega) - 1 &= (\epsilon_s - 1) \frac{1}{1 + \omega^2\tau^2} \\ \epsilon''(\omega) &= (\epsilon_s - 1) \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \end{aligned}$$

$$\text{avec } (\epsilon_s - 1) = \frac{N\alpha_0}{\epsilon_0}.$$

Une autre représentation couramment utilisée dans les problèmes de relaxation diélectrique est le *diagramme Cole-Cole* où on représente ϵ'' en fonction

de ε' . L'expression théorique de cette courbe est obtenue en éliminant le paramètre ω

$$\left(\varepsilon' - \frac{\varepsilon_s + 1}{2}\right)^2 + \varepsilon''^2 = \frac{(\varepsilon_s - 1)^2}{4}$$

Le diagramme de Cole-Cole associé à ce modèle est un demi-cercle centré en $\frac{\varepsilon_s + 1}{2}$, de rayon $\frac{\varepsilon_s - 1}{2}$. Le temps de relaxation du modèle de Debye peut être lu directement sur ce diagramme, puisque $\varepsilon''(\omega)$ devient maximum à $\omega = \frac{1}{\tau}$

1.5 Forces de Van der Walls :

Les forces responsables de la cohésion des liquides et des solides sont des forces d'attractions intermoléculaires. Ces forces sont désignées sous le nom de forces de Van der Walls. Elles sont de natures différentes.

1.5.1. Interactions entre dipôles permanents : Forces de Keesom

Certaines molécules possèdent un moment dipolaire permanent. Il va exister entre ces molécules des interactions électrostatiques importantes en raison de la présence de charges électriques localisées appelés forces de Keesom. Les molécules présentant ce type d'interactions auront tendance à s'orienter les uns par rapport au autres de façon à ce que leurs pôles respectifs s'attirent les uns des autres. Pour vaincre ces attractions intermoléculaires il faudra fournir une énergie supplémentaire.

L'énergie potentielle d'interaction entre deux dipôles de moments dipolaires μ_1 et μ_2 et séparés de r s'exprime par :

$$V = -\frac{2}{3} (9 \cdot 10^9)^2 \frac{(\mu_1 \mu_2)^2}{r^6} \frac{1}{kT}$$

K: constante de Boltzmann

T: température absolue (K)

r: distance intermoléculaire (m)

μ_1, μ_2 : moments dipolaires (Cm)

A 25°C l'énergie d'interaction moyenne d'une paire de molécules avec $\mu=1D$ ($1D=3.33 \cdot 10^{-30}$ Cm) est de -1.4 kJ mol^{-1} pour une distance de séparation de 0.3 nm.

Un type particulier d'une grande importance de cette forme d'interaction, a reçu le nom de liaison hydrogène.

1.5.1.1. Liaison hydrogène :

Cette interaction de type Keesom se rencontre dans les molécules comportant des atomes d'hydrogène liés à des atomes très électronégatifs F, O et N. Dans ce cas les interactions sont si fortes, que l'ordre de grandeur de l'énergie associée atteint de 10 à 30 kJ/mol ce qui les rapprochent des liaisons de covalence (100 kJ/mol). On peut alors parler de véritables associations intermoléculaires qui peuvent même subsister à l'état gazeux. L'existence de liaisons hydrogène va entraîner des modifications importantes des propriétés moléculaires. Un des aspects le plus remarquable étant la forte élévation des températures de changements d'états comme le montre les exemples suivants :

Colonne	molécule	Point de Fusion (°C)	Point d'ébullition (°C)
17	HF	-83	19
17	HCl	-114	-85
17	HI	-51	-35
16	H_2O	0	100
16	H_2S	-85	-60
16	H_2Se	-66	-42
15	NH_3	-77	-33
15	PH_3	-134	-88
15	AsH_3	-117	-62

Les composés H_2O , NH_3 et HF présentent des températures de changement d'état élevées par rapport à leurs homologues de la même colonne de la classification périodique. Ainsi sans les fortes interactions de Keesom l'eau devrait être gazeuse à température ambiante ce qui n'aurait pas permis à la vie de se développer sur terre. Les liaisons hydrogène sont présentes dans de nombreux composés comme les alcools, les aldéhydes, les acides carboxyliques, les amides...

1.5.2. Interactions dipôle permanent- dipôle induit : Force de Debye

Ces interactions se produisent entre des molécules possédant un moment dipolaire permanent μ et des molécules non polaires. Le champ électrique produit par le dipôle permanent déforme le nuage électronique de la molécule non polaire et provoque chez celle-ci l'apparition d'un dipôle induit. Toute molécule non polaire placée dans un champ électrique \vec{E} se polarise avec l'apparition d'un moment dipolaire induit d'intensité $\alpha \epsilon_0 \vec{E}$. Le facteur de proportionnalité α est la polarisabilité induite de la molécule.

L'énergie potentielle de ce type d'interaction s'exprime par :

$$V = -9 \cdot 10^9 \frac{\alpha \mu^2}{r^6}$$

où r est la distance séparant ces deux molécules

L'énergie d'interaction est très faiblement dépendante de la température, le dipôle induit suit le mouvement du dipôle permanent sous l'action du champ électrique et n'est pratiquement pas affecté par l'agitation thermique.

Pour une molécule polaire de $\mu=1D$ (HCl par exemple) et une molécule de polarisabilité $\alpha = 10^{-23} C m^3$ (benzène) séparés de 0.3nm, l'énergie d'interaction moyenne est de $-0.8 kJ mol^{-1}$

1.5.3. Interactions entre dipôles instantanés : Forces de dispersion de London

Les gaz rares sont totalement apolaires et on arrive à les faire liquifier ou les solidifier. Il existe donc des interactions entre molécules (atomes pour les gaz rares) ne faisant pas intervenir de dipôles permanents comme les forces précédentes. Les interactions de ce type sont appelées forces de London. Le modèle quantique de l'atome explique leur origine. Dans ce modèle les électrons se déplacent en permanence, on ne peut pas leur attribuer une position déterminée. Il y a apparition de dipôles si les barycentres des charges positives et négatives sont différents. Pour les molécules apolaires ces barycentres sont confondus en moyenne et le moment dipolaire permanent est nul. Mais à un instant donné à cause du caractère aléatoire du mouvement électronique ces barycentres ne sont pas confondus et il existe un dipôle instantané pour chaque molécule. Ce dipôle instantané va interagir avec les molécules proches, ce qui va donner une cohésion au liquide.

L'énergie potentielle d'interaction s'exprime par :

$$V = -\frac{3}{4} 9 \cdot 10^9 E_i \frac{\alpha^2}{r^6}$$

E_i : est l'énergie d'ionisation de la molécule, α sa polarisabilité, et r est la distance séparant deux molécules.

Cas du méthane $\alpha = 2.6 \cdot 10^{-24} \text{ C m}^3$, $E_i = 7 \text{ eV}$ l'énergie de dispersion est de -5 kJ mol^{-1} pour une séparation de 0.3 nm .

1.6 Les liquides [6-7]

Les liquides possèdent des propriétés physiques particulières à savoir la tension superficielle, la viscosité, la pression de vapeur, la permittivité diélectrique...

1.6.1 Propriétés des liquides

La tension superficielle :

Les molécules liquides polarisées dans un liquide s'arrangent de sorte que les forces de cohésion entre molécules soient réparties entre les molécules voisines donnant une résultante nulle. Cette situation est naturellement la situation énergétique la plus favorable.

A la surface, cet arrangement fait défaut et la résultante des forces n'est pas nulle. L'énergie pour former cette surface divisée par l'aire de cette dernière est appelée tension superficielle.

Elle est aussi la force qui s'oppose par unité de longueur à l'agrandissement de la surface liquide dans un plan tangent à cette surface.

Dans la nature, l'eau est le liquide (à l'exclusion du mercure) qui possède la tension superficielle la plus élevée. Sous température ambiante, la tension superficielle de l'eau est de 72.8 N/m. Si on ajoute un composant actif de surface (agent de surface, détergent, huile) au liquide, ces molécules tendent vers une partition et entraînent une diminution de la tension superficielle.

La tension superficielle de la plupart des liquides décroît à peu près linéairement avec la température. Ceci s'explique par la diminution des attractions moléculaires. La tension devient nulle à l'ébullition lorsque le liquide est transformé en vapeur et cesse d'exister.

La viscosité

Elle est la propriété de résistance à l'écoulement uniforme et sans turbulence se produisant dans la masse d'une matière. Elle est exprimée par un coefficient représentant la contrainte de cisaillement nécessaire pour produire un gradient de vitesse d'écoulement d'une unité dans la matière.

La simple observation de l'écoulement d'un fluide tel que l'eau met en évidence son plus ou moins grand arrangement à évoluer d'un mouvement d'ensemble plutôt que par parcelles libres : on dit qu'il présente alors une plus ou moins grande viscosité. Ce sont donc des propriétés cinématiques (liées au déplacement du fluide) et des propriétés physiques (liées à la nature du fluide) que l'on fait intervenir en commun pour décrire un des aspects du comportement d'un fluide en mouvement relatif.

En physique, pour tenir compte de l'effet de la viscosité d'un mouvement fluide en général, on adjoint aux forces externes agissant sur le déplacement du fluide (son poids, diverses forces d'inertie...) une force analogue à un frottement ; Celle-ci, en chaque point du fluide en mouvement, est d'autant plus intense que la viscosité η est plus importante. L'intensité de cette force fait intervenir un "coefficient de viscosité" qui exprime la viscosité du fluide et qui est considéré comme représentatif des conditions d'écoulement de celui-ci.

La meilleure relation qui relie la viscosité des liquides à la température est l'équation de Guzman-Andrade $\eta = A e^{B/T}$ $A, B > 0$ et T la température.

η varie de manière décroissante en fonction de la température. Cette relation ne peut être utilisée que dans la gamme de température entre le point d'ébullition et le point de congélation.

La pression de vapeur

Un liquide s'évapore, lorsque ses molécules acquièrent suffisamment d'énergie pour échapper de la surface du liquide à l'espace gaz entourant.

Considérons un liquide, l'eau par exemple, confiné dans un récipient fermé, il s'évapore toujours. Aux parois, quelques molécules de la vapeur d'eau entrent en collision avec d'autres et perdent de l'énergie en retournant à la phase liquide.

A température constante un équilibre s'établit : La vitesse avec laquelle les molécules quittent la surface du liquide équilibre la vitesse de retour à l'état liquide. Les molécules de la vapeur se comportent comme un gaz, et exercent une pression sur les parois, cette pression est connue sous le nom de pression de vapeur.

La pression de vapeur est donc la pression à laquelle un liquide et sa vapeur sont en équilibre à une température donnée. Ainsi, plus la pression de vapeur d'un liquide est élevée, plus ce liquide s'évapore rapidement.

La pression de vapeur d'un liquide augmente avec la température. L'énergie cinétique des molécules augmente lorsqu'on augmente la température, et les collisions avec les parois du récipient deviennent plus énergétiques.

1.7 Les hydrocarbures

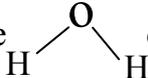
Les hydrocarbures saturés ou alcanes ont pour formule C_nH_{2n+2} . Ils sont très peu réactifs, ceci s'explique par le fait que les liaisons C-C et C-H qui les constituent sont très fortes, donc difficiles à rompre. D'autre part, l'uniformité de leur structure exclut toute perturbation locale de la densité électronique. Les liaisons C-C et C-H ont un caractère covalent (très faible différence d'électronégativité entre C et H).

Les alcènes à la différence des alcanes possèdent un groupe fonctionnel. La double liaison est plus réactive que les enchaînements saturés des alcanes.

2 L'eau :

Les propriétés physiques et les propriétés de solvant singulières de l'eau ont pour origine son extraordinaire cohésion interne comparée à celle des autres liquides.

2.1 Structure et interactions : [8]

La molécule d'eau a une forme courbée avec une distance de 0.958 \AA pour la liaison O—H et un angle  de 104.5°

La différence d'électronégativité importante entre H et O attribue un caractère ionique de 33% à la liaison O—H.

L'eau est une molécule très polaire, de moment dipolaire égale à 1.85 D.

Les interactions électrostatiques entre les dipôles de deux molécules d'eau tendent à les orienter de sorte que la liaison O—H d'une molécule d'eau est dirigée vers le nuage d'un doublet non partagé de l'atome d'oxygène d'autre molécule d'eau, il en résulte une association intermoléculaire vectorielle appelée liaison hydrogène.

La force de cette interaction est maximale quand la liaison covalente O—H est dirigée vers le nuage d'un doublet non partagé de l'atome d'oxygène auquel elle est liée par liaison hydrogène.

2.2 L'eau et la liaison hydrogène :

L'eau liquide est très fluide, les molécules d'eau peuvent facilement glisser les unes sur les autres.

Pour certains, c'est la rupture puis la recombinaison des liaisons hydrogène, pour d'autres c'est leur souplesse, leur capacité à se tordre, qui permet aux molécules d'eau de circuler librement les unes par rapport aux autres.

Sous l'effet de la compression, l'eau liquide devient plus fluide contrairement à ce qu'il se passe pour les autres corps.

Pour des pressions pas trop élevées et des températures voisines de 0°C, les liaisons hydrogène s'affaiblissent de plus en plus avec la compression et se tordent à tel point qu'il est impossible de transformer l'eau liquide en glace par simple compression.

Si les changements d'état de l'eau se produisent à des températures beaucoup plus élevées que la normale, les quantités d'énergie nécessaires pour faire fondre la glace, vaporiser l'eau liquide, ou tout simplement élever la température de l'eau sont aussi très élevés. En effet, pour élever de 1°C la température d'une masse donnée d'eau, il faut dépenser 4 fois plus d'énergie que pour élever de 1°C la température de la même masse d'air et 10 fois plus que pour élever de 1°C la température de la même masse de fer. Cela est encore dû à la présence de liaisons hydrogène. En effet pour élever la température de l'eau, il faut augmenter l'agitation des molécules qui la composent, or les liaisons hydrogène qui lient ces molécules entre elles réduisent leur capacité d'agitation.

Les conséquences sur le climat d'un tel comportement sont très importantes car les grandes masses d'eau océaniques peuvent emmagasiner le jour puis restituer la nuit de grandes quantités d'énergie solaire sans que leur température ne varie beaucoup. Les océans sont ainsi d'excellents régulateurs de la température du globe terrestre.

2.3 Permittivité de l'eau : [9]

Il est intéressant d'avoir une représentation graphique de la permittivité en fonction de la fréquence et de la température.

La figure (I.1) représente les permittivités de l'eau à 25°C, dans la gamme de fréquence 0.1-1000 GHz. La figure (I.2) représente les variations en températures des permittivités ϵ' et ϵ'' à 5 fréquences fixes.

L'absorption maximale, à 18 GHz approximativement, est due à une relaxation de type Debye d'origine moléculaire.

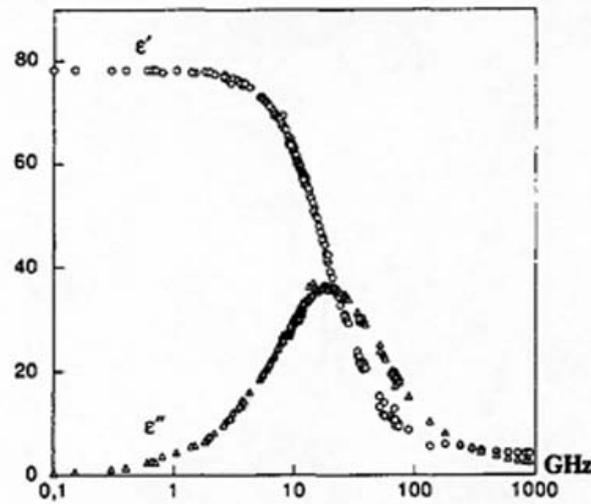


Fig I.2 : Permittivité de l'eau à 25 °C, données expérimentales dans la bande 0,1-1000 Ghz [9]

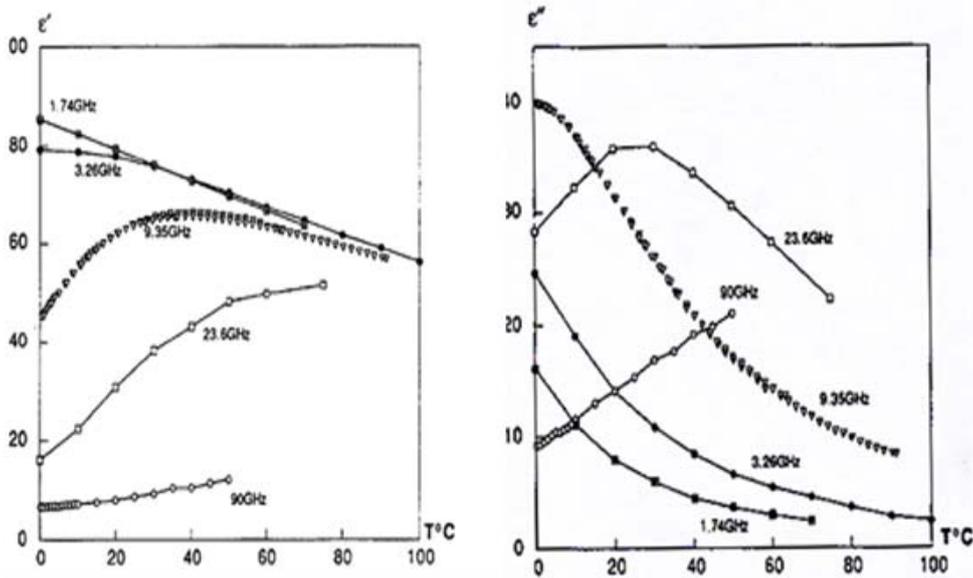


Fig I.3 : Données expérimentales de l'eau, ϵ' et ϵ'' en fonction de la température à 5 fréquences. [9]

CHAPITRE II

PROPAGATION GUIDEE EN HYPERFREQUENCES

1. INTRODUCTION [10]

On appelle hyperfréquences -ou micro-ondes- la bande de fréquences auxquelles les dimensions géométriques des objets utilisés sont de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde électromagnétique. Il s'agit donc des longueurs d'onde allant environ de 1 mètre à 1 millimètre, ce qui correspond à des fréquences s'étendant environ de 300 MHz à 300 GHz .

Aux hyperfréquences, il n'est plus question d'utiliser des modèles à paramètres localisés. On se base sur la théorie des circuits distribués, définissant des ondes de tension et de courant, correspondant aux ondes de champ électromagnétique et se propageant le long de structure de guidage. De plus, on s'intéresse surtout à la puissance transmise et à l'énergie emmagasinée.

La dérivation des équations régissant la propagation des ondes guidées se fait à partir des équations de Maxwell. C'est aux hyperfréquences qu'on peut vérifier la validité de ces équations. En effet, alors que des termes peuvent être négligés en basses fréquences, aucune simplification n'est en général autorisée aux hyperfréquences, précisément par suite de l'égalité entre dimension physique et longueur d'onde.

Analysons la place qu'occupent les micro-ondes dans le spectre des fréquences des ondes électromagnétiques : On peut y distinguer trois zones pour lesquelles ces ondes, se distinguent considérablement dans leur manifestation physique. De ce fait, le paramètre d'usage pour caractériser les ondes en question peut varier. De la fréquence de distribution de l'énergie électrique (50 Hertz) jusqu'à celle des télécommunications, on utilise effectivement le terme de fréquence. Dans le domaine de l'infrarouge et de l'optique en revanche, jusqu'aux rayons X, c'est la longueur d'onde dans le vide que l'on considère. Enfin, l'énergie quantique associée à l'onde est plus volontiers utilisée pour caractériser les rayonnements ionisants.

A ces trois domaines, sont bien sûr associées deux frontières qui, loin d'être des ruptures, sont de larges zones de recouvrement. En effet, de même que l'ultraviolet et les rayons X relèvent de la double description de l'optique et des rayonnements ionisants, les micro-ondes se situent à une autre frontière, celle des ondes électriques et de l'optique. Cette double appartenance apporte aux micro-ondes une richesse particulière : des caractéristiques électriques pour leur production par exemple, des propriétés qui relèvent de l'optique pour leur propagation.

Un découpage plus précis du domaine hyperfréquence a été réalisé : ce sont les bandes IEEE (*Institute of Electrotechnical and Electrical Engineers*) données par le tableau II-1

Désignation	Domaine de fréquences (GHz)
VHF	0,03 - 0,30
UHF	0,30 - 1,00
Bande L	1 - 2
Bande S	2 - 4
Bande C	4 - 8
Bande X	8 - 12
Bande Ku	12 - 18
Bande K	18 - 26,5
Bande Ka	26,5 - 40
Bande Q	33-50
Bande U	40 - 60
Bande V	50 - 75
Bande E	60 - 90
Bande W	75 - 110
Bande F	90 - 140
Bande D	110 - 170
Bande G	140 - 220

Tableau II-1 : les bandes des hyperfréquences selon IEEE.

Les micro-ondes trouvent des applications dans un nombre croissant de domaines, une application industrielle majeure des hyperfréquences est le secteur des télécommunications et des systèmes, tel que le radar, dont le principe de détection est d'illuminer une cible par des impulsions électromagnétiques pour en récupérer l'écho.

Tout d'abord, il y a la concentration de l'énergie rayonnée : plus la longueur de l'onde est faible par rapport aux dimensions de l'aérien, plus le faisceau est étroit, c'est-à-dire meilleure est la directivité de l'onde et donc sa précision.

De plus, les fréquences élevées offrent davantage de bandes passantes et donc de quantité d'information transportable (5% de bande passante à 30GHz offre une bande passante 7.5 fois plus grande qu'à 4GHz). Il est utile de réaliser que dans une bande passante de 10% autour de 10GHz il est possible de transmettre autant d'information que dans toute la bande allant de 0 à 1GHz.

Un autre point a été évoqué précédemment : des obstacles ne peuvent être détectés que si leurs dimensions sont au moins comparables à la longueur d'onde, sinon, l'énergie rayonnée devient trop faible. Pour déceler des éléments petits, les micro-ondes sont donc très appropriées.

Une autre application industrielle des micro-ondes, celle du four de même nom, basée sur l'effet du rayonnement micro-ondes sur l'eau, plus particulièrement sur les pertes diélectriques de celle-ci, due aux interactions entre les molécules polaires, elle produit des actions de séchage, chauffage, décongélation, bref toute action basée sur un effet thermique dans un diélectrique avec pertes, principalement l'eau par suite de la valeur élevée de ces paramètres diélectriques.

Il y a de nombreuses applications micro-ondes dans le domaine de la mesure de paramètres physiques divers, tels que distance, position, épaisseur, vitesse, déformation, et la mesure de dimensions géométriques. Le caractère privilégié des systèmes micro-ondes à cet effet est double. D'une part, la valeur élevée de la fréquence permet, même à bande passante réduite, de faire la mesure en un temps très court et donc de façon dynamique. De l'autre, la mesure est non invasive et il n'y a

contact d'aucune sorte, ce qui peut être particulièrement utile dans un environnement dangereux.

2. Propagation guidée [11-13]

2.1 Equations de Maxwell et relations de passage

L'ensemble des phénomènes électromagnétiques est régi par un système d'équations aux dérivées partielles liant les champs de vecteurs $\vec{E}, \vec{B}, \vec{D}, \vec{H}$ aux sources, c'est-à-dire la fonction densité de charge ρ et la fonction vectorielle densité de courant \vec{j} . Ces équations sont appelées équations de Maxwell

$$\text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II.1})$$

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II.2})$$

$$\text{div } \vec{D} = \rho \quad (\text{II.3})$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad (\text{II.4})$$

Elles sont valables dans tout milieu continu, c'est-à-dire en dehors de certaines surfaces frontières (passage d'un milieu 1 à un milieu 2) dont le franchissement entraîne des changements brusques des propriétés de la matière. On est amené à rajouter quatre autres relations dites relations de passage.

$$\vec{n}_{12} \wedge (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = \vec{0} \quad (\text{II.5})$$

$$\vec{n}_{12} \wedge (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{j}_s \quad (\text{II.6})$$

$$\vec{n}_{12} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = \rho_s \quad (\text{II.7})$$

$$\vec{n}_{12} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0 \quad (\text{II.8})$$

\vec{n}_{12} est le vecteur unitaire de la normale à la surface frontière dirigée du milieu 1 vers le milieu 2.

Les relations (II.5) et (II.8) expriment la conservation de la composante tangentielle du champ électrique \vec{E} et de la composante normale du champ induction magnétique \vec{B} respectivement, tandis que, les relations (II.6) et (II.7) traduisent le saut des composantes tangentielle du champ magnétique \vec{H} et normale du champ déplacement \vec{D} respectivement, dans le cas d'éventuelles charges et courants superficiels sur la surface frontière.

On peut vérifier le principe de conservation de la charge à partir des relations (II.2) et (II.3) soit :

$$\text{div } \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.9})$$

qui, montre que le flux de courant sortant d'une surface fermée est égal à la diminution de la charge dans le volume délimitant la surface.

Dans le cas des milieux linéaires homogènes et isotropes, notés LHI, les expressions reliant \vec{D} à \vec{E} et \vec{B} à \vec{H} sont simples :

$$\vec{D} = \epsilon_r \epsilon_0 \vec{E} \quad \text{et} \quad \vec{B} = \mu_r \mu_0 \vec{H} \quad (\text{II.10})$$

Dans les milieux LHI ne contenant ni charge ni courant, les équations (II.2 et II.3) se simplifient et s'écrivent en fonction des deux champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} compte tenu des relations (II.10):

$$\text{rot } \vec{E} = - \mu_r \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{II.11})$$

$$\text{rot } \vec{H} = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{II.12})$$

$$\text{div } \vec{E} = 0 \quad (\text{II.13})$$

$$\text{div } \vec{H} = 0 \quad (\text{II.14})$$

A partir des dernières équations, on en déduit l'équation de propagation

$$\Delta \vec{E} - \frac{\epsilon_r \mu_r}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{II.15})$$

dans laquelle $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ est la vitesse de la lumière dans le vide.

2.2. Propagation guidée dans le cas harmonique

2.2.1. Définition d'un guide d'onde

On conviendra d'appeler guide d'onde toute surface engendrée par des droites (les génératrices) s'appuyant sur une courbe plane (la directrice) et parallèles à une direction fixe, généralement l'axe Oz. Par exemple, le guide rectangulaire est formé d'une directrice rectangulaire.

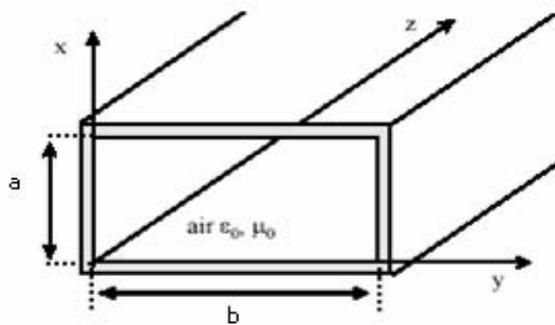


Figure II.1 guide rectangulaire

L'intérieur est rempli d'un matériau diélectrique, généralement l'air. La propagation des divers champs a lieu le long de l'axe Oz.

On convient de représenter, dans le cas du guide rectangulaire, le grand coté de dimension b sur l'axe Oy et le petit coté de dimension a sur l'axe Ox.

2.2.2. Equations de propagation guidée

Dans le cas des guides d'ondes, on cherchera des solutions de la forme :

$$\vec{\mathcal{E}}(x, y, z) = \vec{E}(x, y) \exp(j \vec{k}_g \cdot \vec{r}) \quad (\text{II.16})$$

$$\vec{\mathcal{H}}(x, y, z) = \vec{H}(x, y) \exp(j \vec{k}_g \cdot \vec{r}) \quad (\text{II.17})$$

Dans lesquelles \vec{k}_g est la composante du vecteur d'onde \vec{k} suivant la direction Oz.

Les équations de propagation en régime harmonique ($k = \frac{\omega \sqrt{\epsilon_r \mu_r}}{c}$) s'écrivent :

$$\Delta \vec{\mathcal{E}} + k^2 \vec{\mathcal{E}} = 0 \quad \text{et} \quad \Delta \vec{\mathcal{H}} + k^2 \vec{\mathcal{H}} = 0 \quad (\text{II.18})$$

En remplaçant les champs par leurs expressions dans les équations de propagation (II.18), on obtient de nouvelles formes :

$$\Delta \vec{E}(x, y) + (k^2 - k_g^2) \vec{E}(x, y) = 0 \quad (\text{II.19})$$

$$\Delta \vec{H}(x, y) + (k^2 - k_g^2) \vec{H}(x, y) = 0 \quad (\text{II.20})$$

Comme les champs $\vec{E}(x, y)$ et $\vec{H}(x, y)$ ne sont fonction que de x et y, le laplacien se réduira uniquement à ces deux coordonnées.

Décomposons les champs \vec{E} et \vec{H} en une composante axiale ($E_z \vec{e}_z$ et $H_z \vec{e}_z$) parallèle à Oz et une composante transversale (\vec{E}_T et \vec{H}_T) perpendiculaire à Oz donc parallèle au plan xoy.

$$\vec{E} = \vec{E}_T + E_z \vec{e}_z \quad \text{et} \quad \vec{H} = \vec{H}_T + H_z \vec{e}_z \quad (\text{II.21})$$

Les équations (II-19) et (II-20) peuvent se transformer en :

$$\vec{H}_T (k^2 - k_g^2) = jk_g \text{grad } H_z + j\omega \epsilon_r \epsilon_0 \vec{e}_z \wedge \text{grad } E_z \quad (\text{II.22})$$

$$\vec{E}_T (k^2 - k_g^2) = jk_g \text{grad } E_z - j\omega \mu_r \mu_0 \vec{e}_z \wedge \text{grad } H_z \quad (\text{II.23})$$

2.2.3. Conditions aux limites

Les composantes transversale et axiale du champ électrique d'une part, et la composante axiale du champ magnétique d'autre part vérifient les conditions aux limites suivantes :

$$\vec{n} \wedge (\vec{E}_T + E_z \vec{e}_z) = \vec{0} \quad \text{sur } \Gamma$$

ou encore

$$\vec{n} \wedge \vec{E}_T + E_z \vec{n} \wedge \vec{e}_z = \vec{0} \quad \text{sur } \Gamma \quad (\text{II.24})$$

et

$$\vec{n} \wedge (\vec{e}_z \wedge \text{grad } H_z) = \vec{0} \quad \text{sur } \Gamma \quad (\text{II.25})$$

Comme \vec{n} et \vec{e}_z sont perpendiculaires, le double produit vectoriel se réduit à :

$$(\vec{n} \cdot \text{grad } H_z) \vec{e}_z = \vec{0} \quad \text{sur } \Gamma \quad (\text{II.26})$$

où tout simplement :

$$\frac{d H_z}{d n} = 0 \quad \text{sur } \Gamma \quad (\text{II.27})$$

2.3. Modes propres

Le problème des guides d'ondes se résume donc à la résolution de quatre équations dont les variables à déterminer sont uniquement les composantes axiales des champs:

$$\Delta E_z + (k^2 - k_g^2) E_z = 0 \quad \text{dans } \Omega \text{ (volume rempli de diélectrique)} \quad (\text{II.28})$$

$$E_z = 0 \quad \text{sur } \Gamma \text{ (condition de Dirichlet)} \quad (\text{II.29})$$

$$\Delta H_z + (k^2 - k_g^2) H_z = 0 \quad \text{dans } \Omega \quad (\text{II.30})$$

$$\frac{dH_z}{dn} = 0 \quad \text{sur } \Gamma \text{ (condition de Newman)} \quad (\text{II.31})$$

Les composantes transversales des deux champs sont déduites simplement des équations (II.22 et II.23).

La résolution de l'une ou l'autre des équations de propagation (II.28 et II.30) n'est pas simple pour des guides de formes complexes, on y arrive à les résoudre pour les guides rectangulaires et circulaires.

Les équations de propagation déterminent à elles seules un problème mathématique très classique dit problème aux valeurs propres. En posant $k_c^2 = k^2 - k_g^2$, il s'agira de déterminer les valeurs de k_c^2 réelles, positives (éventuellement nulles) pour lesquelles il existe une solution en E_z ou H_z vérifiant les conditions aux limites. Ces valeurs propres forment une suite discrète, appelée spectre, et à chacune d'entre elles correspond un ensemble de fonctions propres ayant une structure d'espace vectoriel de dimension finie.

Les spectres associés à la condition de Newman ($E_z = 0$ sur Γ) et à la condition de Dirichlet ($\frac{dH_z}{dn} = 0$ sur Γ) sont différents et les valeurs possibles se classent en deux catégories :

- Les modes transverses électriques (TE) permettent de définir un champ décrit par II.28 et II.29 en posant $E_z(x, y) = 0$ et en identifiant $H_z(x, y)$ à une fonction propre associée déduite des équations II.30 et II.31
- Les modes transverses magnétiques (TH) permettent de définir un champ décrit par II.30 et II.31 en posant $H_z(x, y) = 0$ et en identifiant $E_z(x, y)$ à une fonction propre associée déduite des équations II.28 et II.29.

Pour qu'il y ait propagation sans atténuation dans les deux cas, il faut que k_g soit réel et le diélectrique non absorbant (k réel positif) ce qui suppose k_c réel (on le choisira positif) et :

$$k > k_c \quad (\text{II.32})$$

ou ce qui revient à écrire :

$$\frac{\omega \sqrt{\epsilon_r \mu_r}}{c} > k_c \quad (\text{II.33})$$

par conséquent :

$$\omega > \omega_c \quad \text{avec} \quad \omega_c = \frac{c k_c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad (\text{II.34})$$

La pulsation ω_c est dite pulsation de coupure. Pour des pulsations inférieures à ω_c (bien que le diélectrique ne soit pas absorbant), il y aura une propagation avec atténuation de l'amplitude des champs.

En introduisant la notion de longueur d'onde de coupure $\lambda_c = \frac{2\pi}{k_c}$, la condition de propagation devient :

$$\lambda < \lambda_c \quad \text{avec} \quad \lambda_c = \frac{2\pi}{k_c} \quad (\text{II.35})$$

2.4. Guide rectangulaire. Mode TE

Pour les modes TE, il suffit de trouver les valeurs de k_c et les fonctions $H_z(x, y)$ associées en utilisant les deux équations (II.30 et II.31) :

$$\Delta H_z + (k^2 - k_g^2) H_z = 0 \quad \text{dans } \Omega$$

$$\frac{dH_z}{dn} = 0 \quad \text{sur } \Gamma$$

Ce qui permet d'aboutir à l'expression :

$$H_z(x, y) = H_0 \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \quad \text{avec } m \text{ et } n \text{ entiers} \quad (\text{II.36})$$

Où m et n sont des entiers reliés au vecteur d'onde par la relation de coupure :

$$\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 = k_c^2 \quad (\text{II.37})$$

et aussi bien à :

$$\left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2 = \frac{1}{\lambda_c^2} \quad (\text{II.38})$$

Il est possible de déduire les expressions des composantes transversales des champs des équations (II.22 et II.23). Comme $E_z(x,y)=0$, ces deux équations se simplifient :

$$\overrightarrow{H}_T = j \frac{k_g}{k_c^2} \text{grad } H_z \quad (\text{II.39})$$

$$\overrightarrow{E}_T = -j \frac{\omega \mu_r \mu_0}{k_c^2} \overrightarrow{e}_z \wedge \text{grad } H_z \quad (\text{II.40})$$

En exprimant le gradient en coordonnées cartésiennes dans les deux équations précédentes, celles-ci prennent la forme:

$$\overrightarrow{H}_T = j \frac{k_g}{k_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} \overrightarrow{e}_x + j \frac{k_g}{k_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial y} \overrightarrow{e}_y \quad (\text{II.41})$$

$$\overrightarrow{E}_T = j \frac{\omega \mu_r \mu_0}{k_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial y} \overrightarrow{e}_x - j \frac{\omega \mu_r \mu_0}{k_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} \overrightarrow{e}_y \quad (\text{II.42})$$

Dans le cas du mode TE_{01} ($m=0$ et $n=1$), H_z (relation (II.36)) se réduit à une fonction dépendant uniquement de y :

$$H_z(y) = H_0 \cos\left(\frac{\pi}{b} y\right) \quad (\text{II.43})$$

Il est constant le long d'une droite parallèle à Ox . Le vecteur d'onde de coupure est égal simplement à $\frac{\pi}{b}$ et la longueur d'onde de coupure à deux fois la longueur du plus grand coté ($\lambda_c = 2b$).

Ce mode particulier est le mode fondamental du guide rectangulaire, il correspond à la plus petite valeur de k_c .

2.5. Technique des guides d'ondes : [14-15]

Les guides utilisés sont des guides rectangulaires normalisés type C N E T 7 dans la bande de 10 GHz (Figure II.1). Ce type de guide propose le mode transversal électrique TE₀₁ où les expressions des amplitudes du champ électrique et magnétique déduites des équations (II.41 et II.45), sont dans le cas du vide :

$$\mathcal{E}_x = -j H_0 \omega \mu_0 \frac{b}{\pi} \sin \left(\frac{\pi}{b} y \right) e^{jk_{g0} z} e^{-j\omega t} \quad (\text{II.44})$$

$$\mathcal{E}_y = 0 \quad (\text{II.45})$$

$$\mathcal{E}_z = 0 \quad (\text{II.46})$$

$$\mathcal{H}_x = 0 \quad (\text{II.47})$$

$$\mathcal{H}_y = -j H_0 \frac{b}{\pi} k_{g0} \sin \left(\frac{\pi}{b} y \right) e^{jk_{g0} z} e^{-j\omega t} \quad (\text{II.48})$$

$$\mathcal{H}_z = H_0 \cos \left(\frac{\pi}{b} y \right) e^{jk_{g0} z} e^{-j\omega t} \quad (\text{II.49})$$

où k_{g0} est la constante de propagation guidée dans le vide.

Ces constantes sont reliées par la relation :

$$k_{g0}^2 + k_c^2 = \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 \quad (\text{II.50})$$

qui dans notre cas ($m=0, n=1$) k_c vaut $\frac{\pi}{b}$.

Si le guide est rempli de diélectrique de permittivité complexe $\varepsilon_r = \varepsilon' - j \varepsilon''$ ($\mu_r \sim 1$ dans le cas des diélectriques) la relation précédente devient :

$$k_g^2 + k_c^2 = \varepsilon_r \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 \quad (\text{II.51})$$

où k_g prend la forme de $k_g = -j\alpha + \beta_g$

β_g est le coefficient de propagation guidée et α le coefficient d'amortissement.

On en déduit :

$$-\alpha^2 + \beta_g^2 + k_c^2 + 2j\alpha\beta_g = \varepsilon_0 \varepsilon' \mu_0 \omega^2 + j\varepsilon_0 \varepsilon'' \mu_0 \omega^2 \quad (\text{II.52})$$

Sachant que dans le vide le vecteur d'onde k_{g0} se réduit à la constante de propagation β_{g0} une simple soustraction entre les équations (II.52 et II.50) amène l'égalité suivante :

$$-\alpha^2 + \beta_g^2 - \beta_{g0}^2 + 2j\alpha\beta_g = \varepsilon_0 (\varepsilon' - 1) \mu_0 \omega^2 + j\varepsilon_0 \varepsilon'' \mu_0 \omega^2 \quad (\text{II.53})$$

En identifiant parties réelles et parties imaginaires, on arrive aux expressions de la permittivité diélectrique réelle ε' et du facteur de perte ε'' :

$$\varepsilon' = 1 + \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0 \omega^2} \left(\beta_g^2 - \alpha^2 - \beta_{g0}^2 \right) \quad (\text{II.54})$$

$$\varepsilon'' = \frac{2}{\varepsilon_0 \mu_0 \omega^2} \alpha \beta_g \quad (\text{II.55})$$

Sachant que le produit $\varepsilon_0 \mu_0$ est relié à c , vitesse de la lumière dans le vide ($3 \cdot 10^8$ m/c), par $\varepsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$, ces expressions peuvent s'exprimer en fonction de la fréquence f de l'onde par:

$$\varepsilon' = 1 + \frac{2.28}{f^2} 10^{15} \left(\beta_g^2 - \alpha^2 - \beta_{g0}^2 \right) \quad (\text{II.56})$$

$$\varepsilon'' = \frac{4.56}{f^2} 10^{15} \alpha \beta_g \quad (\text{II.57})$$

CHAPITRE III

DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET METHODE DE MESURE

Le banc de mesure (fig III.1) monté et utilisé au laboratoire diélectrique se compose de trois ensembles

Un ensemble hyperfréquence

Un ensemble mécanique

Un ensemble de régulation de température

1. Ensemble hyperfréquence:

Comprend de gauche à droite :

Un klystron reflex et son alimentation

Une ligne à sens unique

Un ondemètre à absorption

Un atténuateur calibré

Une ligne de mesure à fente

La cellule de mesure.

1.1. Le klystron reflex : [16-17]

Il s'agit d'un tube à modulation de vitesse où se constitue un faisceau d'électrons modulé en densité.

Un faisceau d'électrons émis par la cathode est accéléré et passe à travers les grilles du résonateur vers la région du réflecteur.

Si un champ existe entre les grilles du résonateur, la vitesse du faisceau est modulée : certains électrons sont accélérés et d'autres sont ralentis par rapport à la vitesse moyenne des électrons du faisceau, de manière à former des paquets.

- 1 Klystron
- 2 Isolateur
- 3 Ondemètre
- 4 Atténuateur
- 5 Sonde de mesure
- 6 Cellule
- 7 Moteur
- 8 Micro-ordinateur

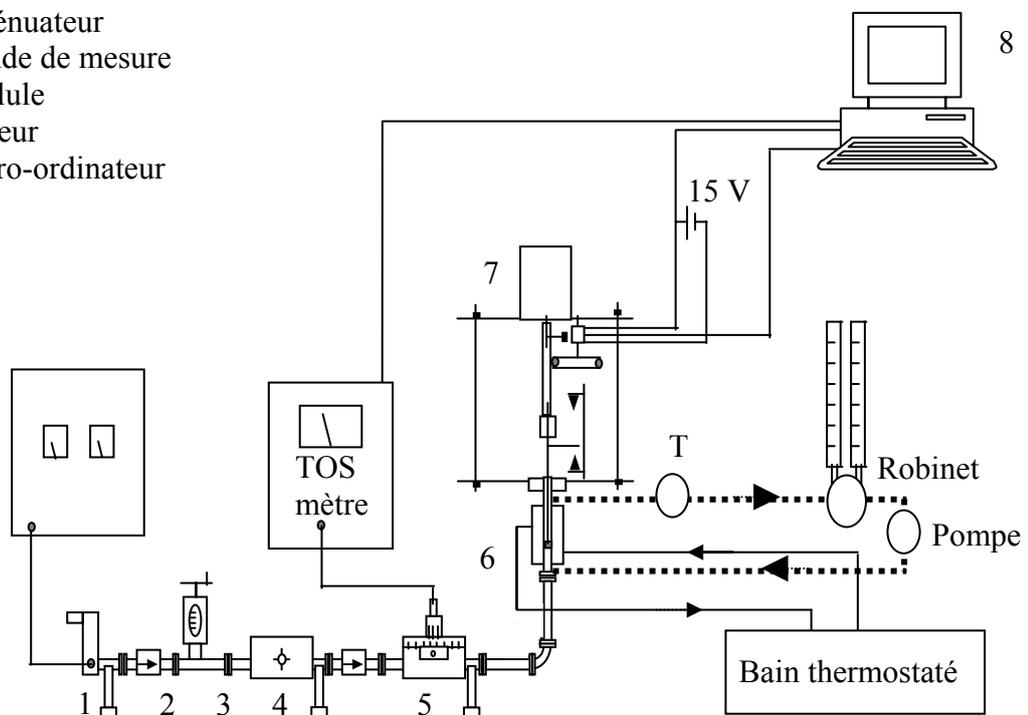


Fig.III.1 : Dispositif expérimental

Le réflecteur est porté à une tension négative par rapport à la cathode, il réfléchit le faisceau d'électrons. Au moment où le champ dans la cavité est décélérant, le faisceau d'électrons réfléchi, repasse à travers les grilles du résonateur et apporte ainsi de l'énergie à la cavité. Si cette énergie est suffisante pour compenser les pertes dans la cavité et fournir la puissance délivrée à la charge, des oscillations permanentes sont entretenues.

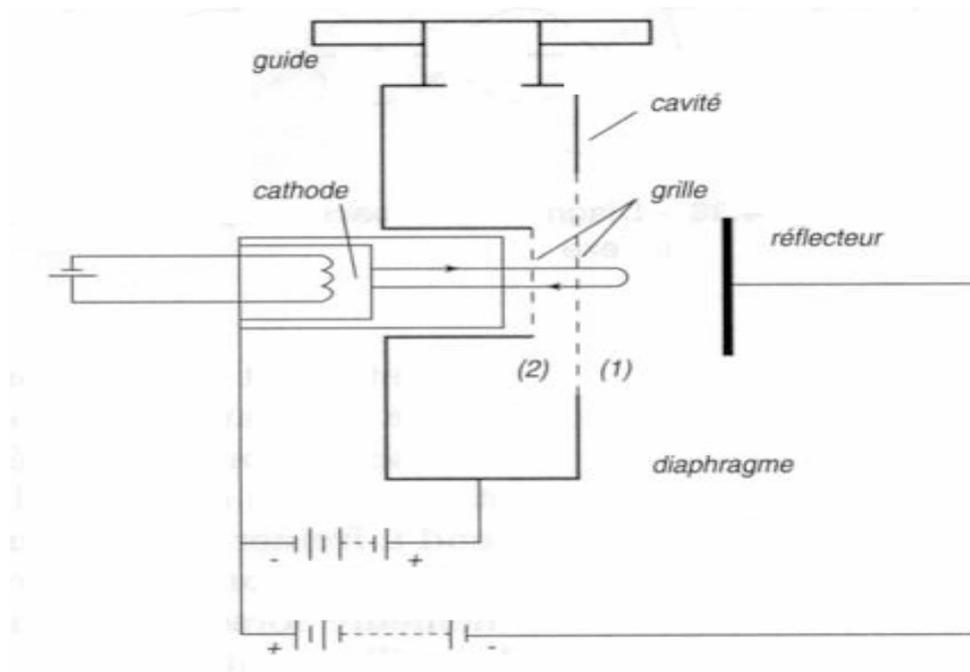


Fig. III.2 : Klystron reflex

1.2. L'ondemètre à absorption:

L'ondemètre à absorption est composé d'une cavité résonante creuse en forme de cylindre droit, fermée en haut par un piston métallique mobile, et à la base par une plaque métallique percée d'un petit trou permettant aux ondes présentes dans le guide de pénétrer à l'intérieur de cette cavité cylindrique.

Le volume de cette cavité résonante peut donc être changé par déplacement du piston, induisant ainsi un changement de la fréquence de résonance de cette cavité.

Lorsque cette dernière est accordée sur la fréquence de l'onde électromagnétique présente dans le guide, l'énergie hyperfréquence transmise est absorbée par la cavité et on observe alors une diminution brusque de l'intensité de l'onde (dip d'absorption).

La détermination de la fréquence se fait grâce à un micromètre gradué et à sa courbe d'étalonnage.

1.3. L'atténuateur calibré:

Il est constitué d'une lame s'enfonçant plus ou moins à l'intérieur du guide provoquant ainsi une atténuation de l'intensité de l'onde. La valeur précise de cette atténuation est donnée par le constructeur en dB (décibels) en fonction de l'enfoncement repéré par une vis graduée micrométrique.

1.4. Ligne à fente: [18]

Pour la détection des grandeurs électriques nous avons utilisé une ligne de mesure formée d'un tronçon de guide d'onde rectangulaire muni d'une fente longitudinale dans laquelle plonge une sonde montée sur un chariot mobile.

La sonde est une antenne formée d'une petite tige métallique placée parallèlement au champ électrique, prélevant ainsi un signal proportionnel à celui-ci. Cette dernière est couplée à un cristal détecteur d'énergie. Ce cristal, élément non linéaire, produit un courant continu I lorsqu'une tension alternative v lui est appliquée.

$$I = I_0 \left(e^{\frac{v}{v_0}} - 1 \right) \quad (\text{III.1})$$

où $I_0 =$ quelques μA et $v_0 = 25 \sim 50 \text{ mV}$.

Pour les faibles tensions sinusoïdales

$$v = v_1 \cos(\omega t) \quad \text{où } v_1 \ll v_0 \quad (\text{III.2})$$

Le développement en série de l'exponentielle, conduit à l'expression :

$$I = I_0 \left[\frac{v}{v_0} \cos \omega t + \left(\frac{1}{2} \right) \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 \cos^2 \omega t + \dots \right] \quad (\text{III.3})$$

$$I \cong \frac{I_0}{4} \left[\frac{v}{v_0} \right]^2 + I_0 \frac{v}{v_0} \cos \omega t + \frac{I_0}{4} \left[\frac{v}{v_0} \right]^2 \cos 2\omega t \quad (\text{III.4})$$

Le courant de la diode a une composante continue proportionnelle au carré de la tension appliquée. Ce qui signifie que la tension délivrée V , proportionnelle à I , est proportionnelle à la puissance hyperfréquence. C'est le comportement en loi quadratique de la diode :

$$I_{\text{DC}} = \frac{I_0}{4} \left[\frac{v}{v_0} \right]^2 \quad (\text{III.5})$$

Dans le cas des tensions un peu plus élevées la quadraticité n'est plus respectée, néanmoins la relation reste simple et est donnée par :

$$V = A v^{\eta_0} \quad (\text{III.6})$$

L'exposant η_0 est constant et proche de 2.

Pour les tensions très élevées ($v \geq 25 \text{ mV}$) η_0 varie en fonction de la puissance détectée. De plus l'antenne rayonne et perturbe le champ hyperfréquence.

En général, on procède à un réglage de l'enfoncement de l'antenne dans le guide de façon à éviter de détecter de grandes tensions. Pour la détermination de l'exposant η_o , on a utilisé un atténuateur calibré. L'atténuation A_{dB} en décibel sur ce dernier est reliée aux tensions enregistrées V et V_o avec et sans atténuation par :

$$A_{dB} = 10 \frac{2}{\eta_o} \log \frac{V}{V_o} \quad (III.7)$$

où log est le logarithme décimal.

De la pente de la droite représentée dans le repère cartésien $A_{dB}, \log \frac{V}{V_o}$, on déduit la valeur de η_o .

Si la valeur de η_o est différente de 2 on utilise la formule corrigée suivante :

$$V = (V_{mesurée})^{\frac{2}{\eta_o}} \propto P \quad (III.8)$$

Un filtre passe bas a été conçu pour éliminer les parasites électriques de fréquences fondamentales 50Hz, amplifiées par le tosmètre

1.5. La cellule de mesure: (Fig III.3)

La cellule utilisée est constituée d'un guide rectangulaire (1) en laiton dans lequel un piston mobile (2) se déplace en translation. Celui-ci est pourvu d'un piège à onde afin d'éviter les fuites électromagnétiques par le haut de la cellule. Pour assurer la circulation du liquide diélectrique une entrée a été prévue par le bas (3) et une sortie par le haut (4). L'ensemble est entouré d'une chemise étanche (5) permettant de thermostatier la cellule et aussi d'effectuer des séries de mesures à différentes températures, contrôlées par un lecteur de température.

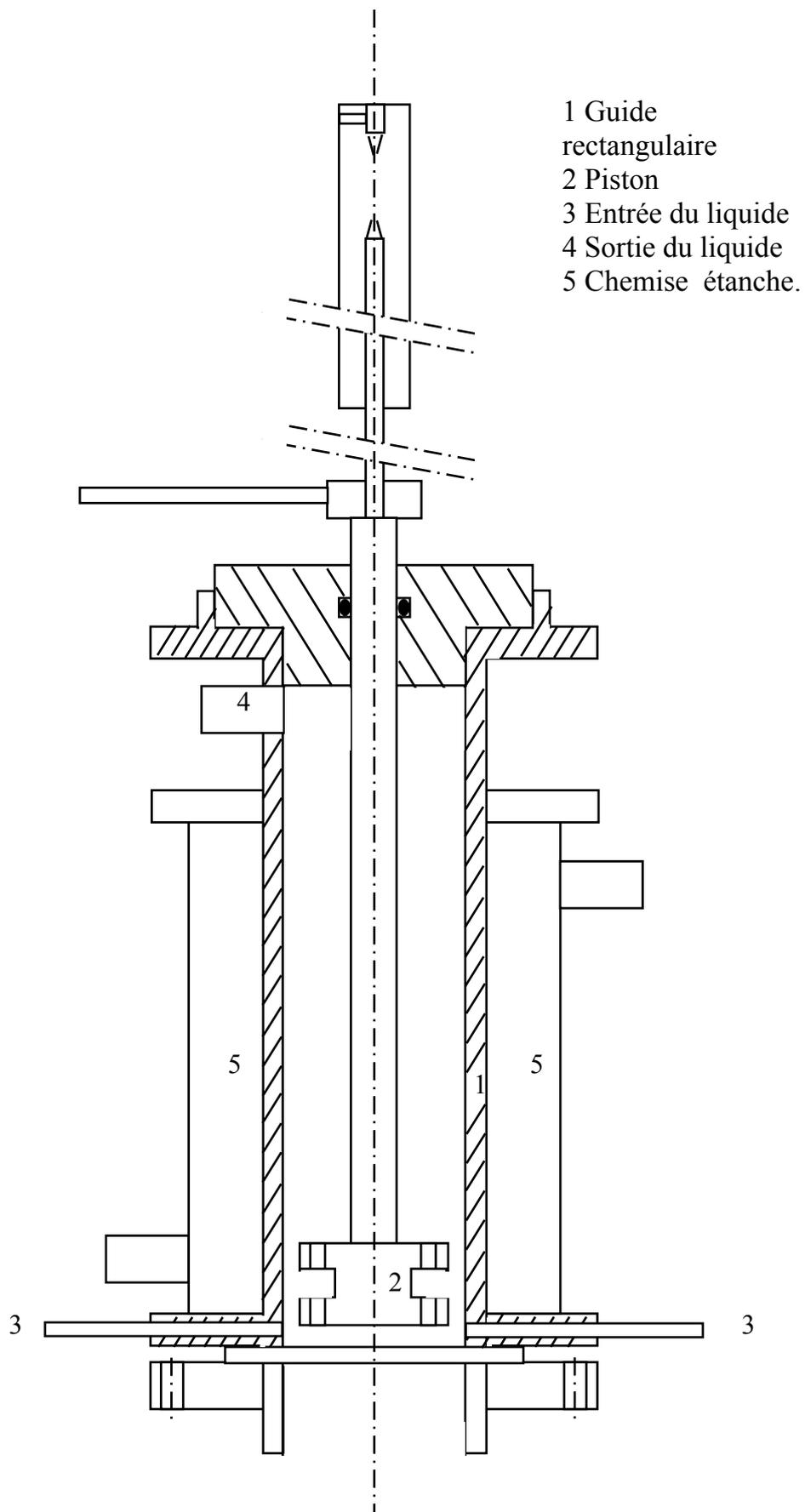


Fig. III.3 : Cellule de mesure

2. Ensemble mécanique

Il est composé de :

- Un moteur à double sens de rotation
- Un interrupteur
- Une poulie
- Un potentiomètre
- Une alimentation stabilisée

On change la hauteur du liquide par un piston entraîné par un moteur à deux sens de rotation par l'intermédiaire d'une vis sans fin. Ce moteur est commandé par un interrupteur de fin de course. Le système asservi permet de délivrer une tension proportionnelle au déplacement du piston.

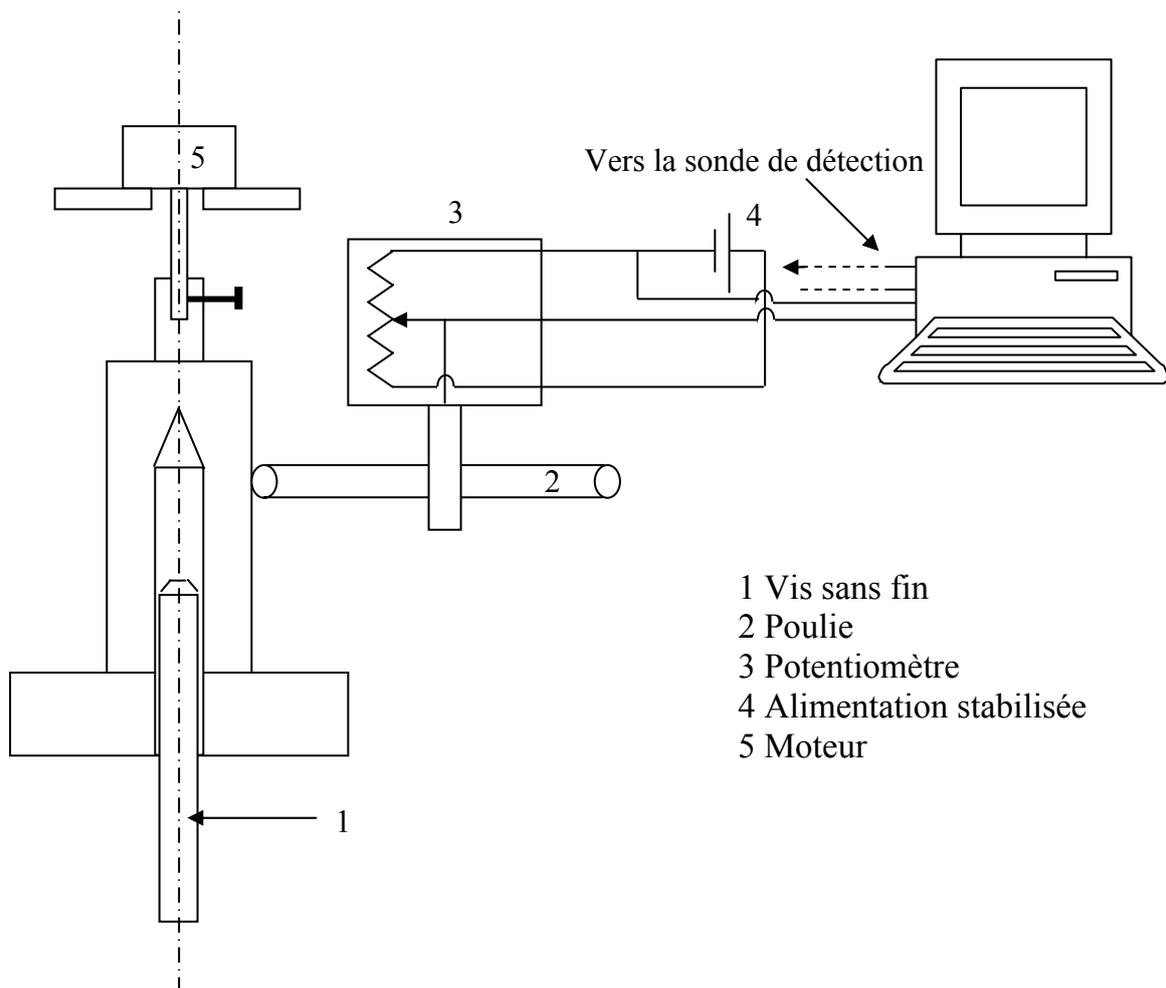


Fig III.4 : Système asservi délivrant une tension proportionnelle à une hauteur

3. Ensemble de régulation de température

Comprend :

Un lecteur de température

Une sonde de platine

Un régulateur d'eau thermostaté

Le régulateur permet de réguler en température le liquide circulant dans la chemise de la cellule.

Une sonde de platine plongée dans le liquide indique sa température.

4. Carte d'acquisition

La Vips 10 se connecte sur le port parallèle du PC, elle est constituée de 8 canaux de conversion analogique numérique. Chaque canal peut fonctionner en mode unipolaire (0 à 4.09 V) ou en mode bipolaire (± 2.04 V).

Les 8 canaux peuvent être connectés avec 8 appareils de mesure avec une référence commune de 0V, autrement ils sont connectés à 4 appareils en mode différentiel où chaque canal est référencié à un autre comme suit 1 à 2, 3 à 4, 5 à 6 et 7 à 8 ou inversement.

On a choisi d'utiliser le mode différentiel pour éviter les perturbations électriques extérieures.

5. Méthode de mesure [18-20]

Il existe plusieurs méthodes pour aboutir à α et β_g . On a retenu la mieux adaptée aux liquides, celle du guide court-circuité. Le diélectrique liquide à étudier est introduit dans une portion de guide comprise entre un piston variable et une feuille de mica assurant l'étanchéité avec le restant de l'appareillage (Figure III.5).

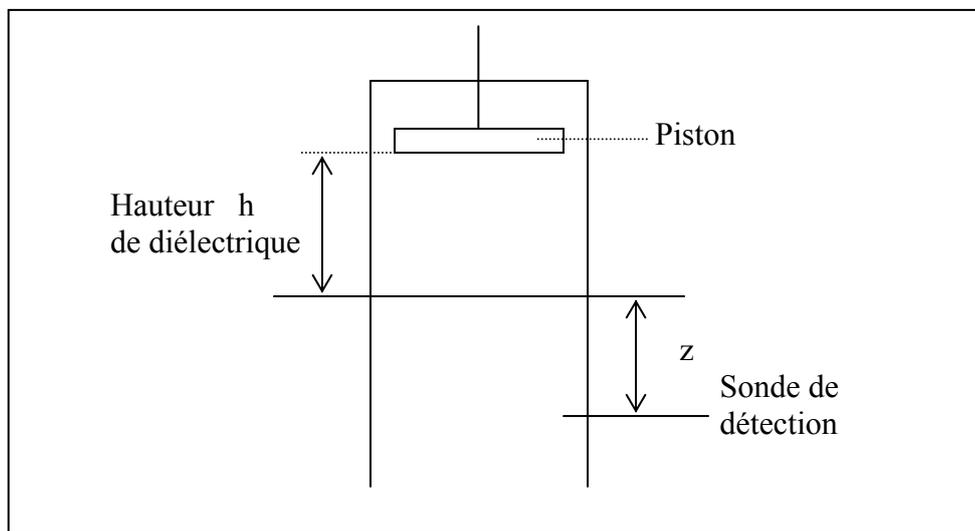


Fig. III.5 : Guide court-circuité

Plusieurs paramètres mesurables reliés à α et β_g sont à définir.

5.1. Coefficient de réflexion.

L'onde incidente E_i tombant sur la face d'entrée se décompose en deux ondes, l'une est réfléchie E_r et l'autre transmise E_t . Cette dernière subit une multitude de réflexions dans le diélectrique de hauteur h , il en résulte une onde E_{tr} qui se propage dans le sens inverse de E_i s'ajoutant ainsi à l'onde réfléchie E_r . La somme notée par E_{RT} sera égale à :

$$E_{RT} = E_r + E_{tr} \quad (\text{III.9})$$

Il s'établit un système d'ondes stationnaires et à la distance z où est placée la sonde on peut mesurer le coefficient de réflexion comme le rapport de l'amplitude de l'onde réfléchie $E_{RT}(z,h)$ sur l'amplitude de l'onde incidente $E_i(z)$.

$$\Gamma(z,h) = \frac{E_{RT}(z,h)}{E_i(z)} \quad (\text{III.10})$$

On règle la sonde sur un maximum de puissance de l'onde stationnaire, situé à une distance $z = z_0$, pour une hauteur h nulle. La distance z_0 sera alors égale à $\lambda_{g0}/4 + n \lambda_{g0}/2$ (λ_{g0} est la longueur d'onde dans le vide et égale à $2\pi/\beta_{g0}$). Pour chaque hauteur h de diélectrique, le coefficient de réflexion au niveau de la sonde, a comme expression (annexe 1) :

$$\Gamma(z_0,h) = -\frac{k_{g0} - k_g - (k_{g0} + k_g) e^{j2k_g h}}{k_{g0} + k_g - (k_{g0} - k_g) e^{j2k_g h}} \quad (\text{III.11})$$

5.2. Taux d'ondes stationnaires.

Est le rapport de puissance maximale sur la puissance minimale détectées par la sonde de mesure.

$$S = \left(\frac{P_{\max}}{P_{\min}} \right) \quad (\text{III.12})$$

A l'aide d'un atténuateur calibré placé entre le générateur d'onde et la cellule de mesure, on ramène la valeur de la puissance au même niveau de la puissance

minimale. La variation d'atténuation ΔA sera reliée au taux d'ondes stationnaires par la relation :

$$S = 10^{-\frac{\Delta A}{10}} \quad (\text{III.13})$$

Dans cette méthode la saturation de la diode cristal se trouvant dans la sonde est éliminée. La précision de S dépendra uniquement de précision de l'atténuateur.

6. Méthode du court-circuit variable.

En faisant varier la hauteur du diélectrique par déplacement du piston de façon continue, on enregistre à l'aide de la carte d'acquisition reliée à la sonde une tension proportionnelle à la puissance de l'onde sur un fichier de données.

Le champ en tout point est la somme du champ incident E_i et du champ réfléchi E_{RT} .

$$E = E_i e^{jk_{g0}z} + E_{RT} e^{-jk_{g0}z} = (1 + \Gamma(z, h)) E_i e^{jk_{g0}z} \quad (\text{III.14})$$

La puissance est proportionnelle au carré du module de $1 + \Gamma(z, h)$ à niveau constant.

$$P \sim |1 + \Gamma(z, h)|^2 \quad (\text{III.15})$$

Au niveau de la sonde ($z = z_0$) on a :

$$1 + \Gamma(z_0, h) = \frac{2 k_g \left(1 + e^{j2k_g h}\right)}{k_{g0} + k_g - \left(k_{g0} - k_g\right) e^{j2k_g h}} \quad (\text{III.16})$$

Comme la tension enregistrée $V(h)$ est proportionnelle à la puissance, elle aura par conséquent comme expression :

$$V(h) = B \frac{\left(1 + e^{-2\alpha h} \cos(2\beta_g h)\right)^2 + \sin^2(2\beta_g h) e^{-4\alpha h}}{\left(1 - X e^{-2\alpha h} \cos(2\beta_g h + \psi)\right)^2 + X^2 \sin^2(2\beta_g h + \psi) e^{-4\alpha h}}$$

où $X e^{j\psi} = \frac{k_{g0} - k_g}{k_{g0} + k_g}$ (III.17)

L'allure de cette courbe est représentée sur la figure III.6

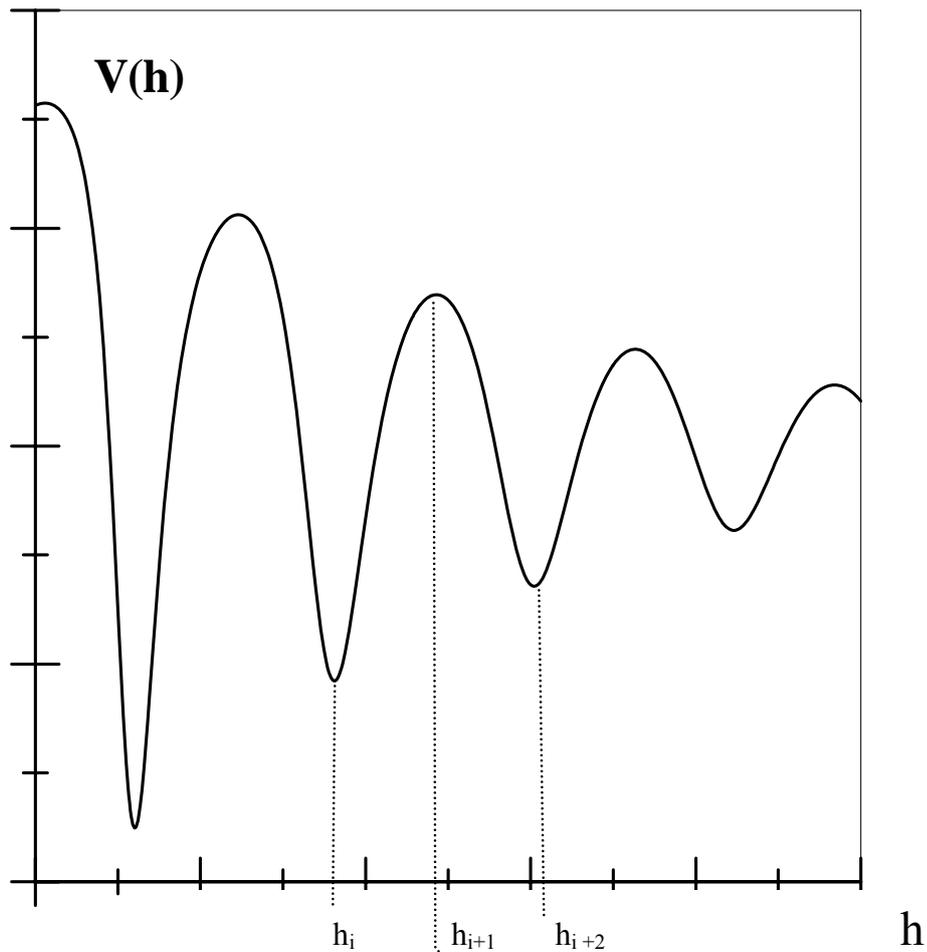


Fig. III.6 : Allure de la tension détectée en fonction de la hauteur de diélectrique.

La distance entre un maximum et un minimum consécutifs est approximativement égale à :

$$\Delta h = h_{i+1} - h_i = \frac{\lambda_g}{4} \quad (\text{III.18})$$

Ce résultat est d'autant plus valable que la hauteur h du diélectrique est importante.

Les deux paramètres α et β_g seront d'abord évalués par une méthode graphique puis corrigés par un traitement informatique.

La méthode graphique pour la détermination de β_g consiste à repérer dans un repère cartésien les valeurs h_i des extremums en fonction de leurs indices i . De la pente de la droite passant au plus près de tous les points, on déduit la valeur approchée de β_g .

On relie la valeur de α à celle de β_g de la manière suivante : à des hauteurs de diélectrique assez grandes correspond une tension $V(h)$ qui peut être approximée par :

$$V(h) = V_0 + V_1 e^{-2\alpha h} \cos(2\beta_g h + \phi) \quad (\text{III19})$$

L'allure de cette fonction est une sinusoïde amortie enveloppée par deux exponentielles (figure III.7).

Les distances dq_i représentées sur la figure III.7 sont reliées par la relation :

$$\frac{dq_{i+2}}{dq_i} = e^{-\left(\frac{2\pi\alpha}{\beta_g}\right)} \quad (\text{III. 20})$$

La valeur approchée du paramètre α sera donnée par :

$$\alpha = -\frac{\beta_g}{2\pi} \text{Ln} \left(\frac{dq_{i+2}}{dq_i} \right) \quad (\text{III.21})$$

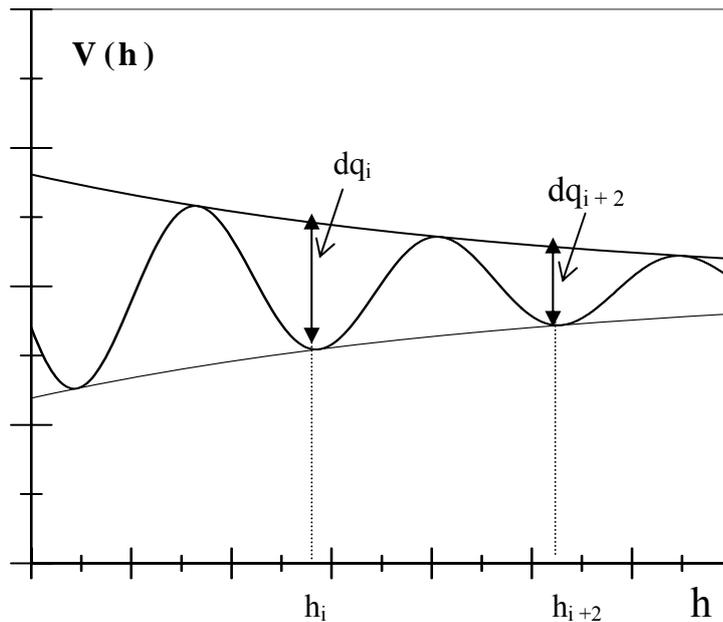


Fig. III.7 : Variation de la tension détectée pour des grandes hauteurs de diélectriques

En conclusion la détermination graphique des constantes d'amortissement α et de propagation guidée β_g s'effectue à partir des valeurs expérimentales h_i et dq_i déterminées sur les diagrammes (Figure III.7).

On a utilisé un logiciel commercial pour améliorer les valeurs approchées des constantes d'amortissement α et de propagation guidée β_g .

Ce logiciel utilise la méthode des moindres carré pour minimiser l'écart entre valeurs expérimentales et théoriques de la tension détectée $V(h)$.

A partir des valeurs optimales de α et β_g on calcule les permittivités diélectriques ϵ' et ϵ'' .

CHAPITRE IV :
RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

1 Etalonnage en température

La figure (IV.1) représente la comparaison entre la température du liquide diélectrique et la température de chauffage.

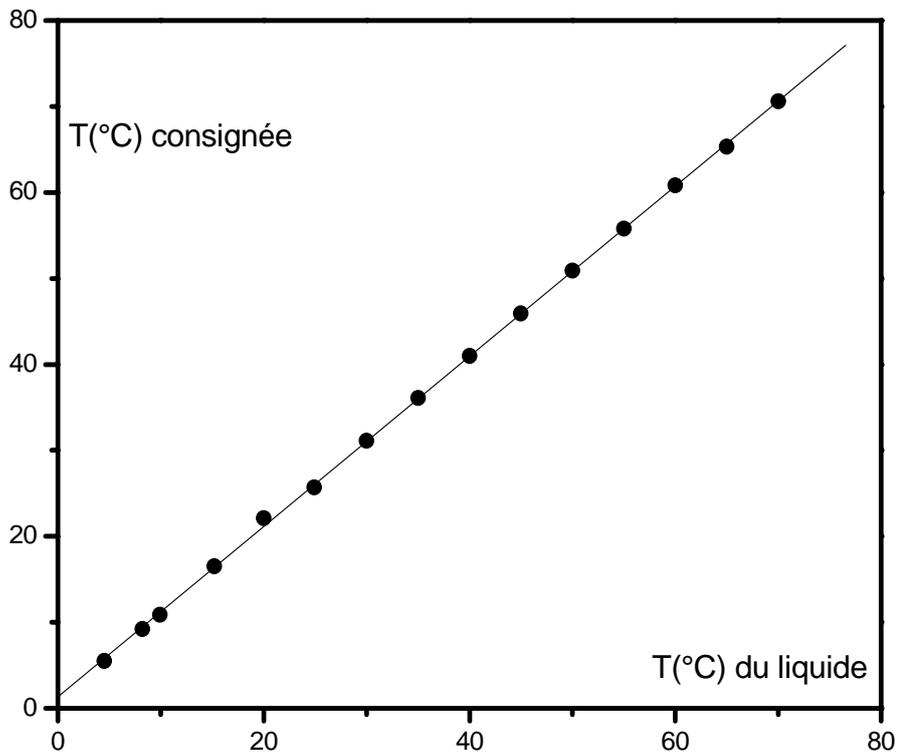


Fig (IV.1) : Comparaison entre la température du diélectrique et la température de chauffage

- points expérimentaux
- Courbe de lissage

La sonde de température est plongée dans le liquide à étudier, au niveau de la sortie de la cellule (voir fig III.5). La température délivrée par cette sonde est affichée sur l'écran d'un lecteur AOIP. On a remarqué une légère différence entre la température consignée au niveau du régulateur de température et la température affichée du liquide à étudier (fig IV.1)

Cette différence est due probablement aux pertes dans les tuyaux de raccordements

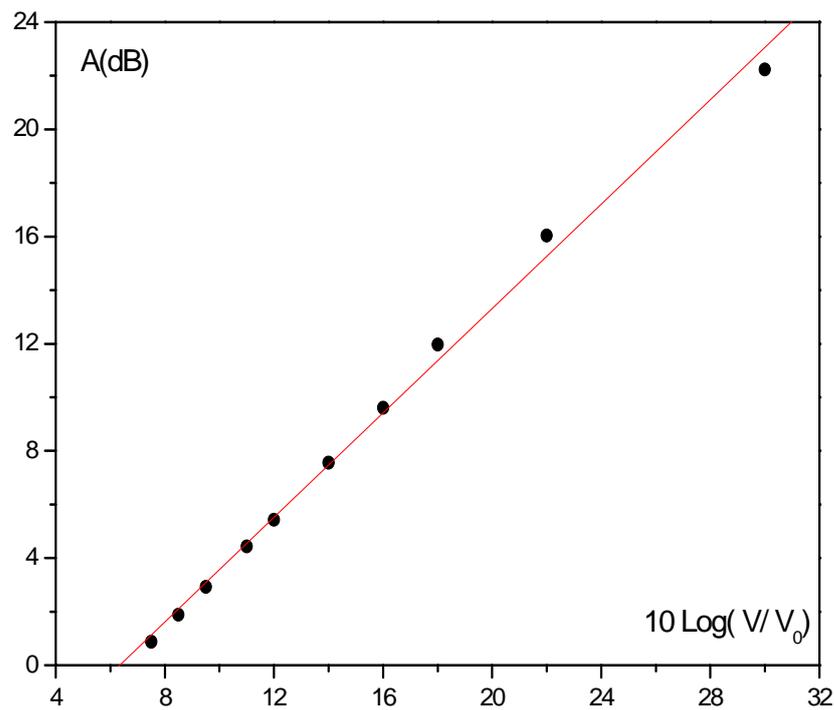
2 Etalonnage du cristal

La figure (IV.2) représente la courbe d'étalonnage du cristal, dans le repère cartésien A_{dB} , $10 \log \frac{V}{V_0}$. Cette courbe est une droite de pente 1.

D'après la relation théorique (III.7) : $A_{dB} = 10 \frac{2}{\eta_0} \log \frac{V}{V_0}$, cette pente est aussi égale à

$\frac{2}{\eta_0}$, l'égalité de ces valeurs permet de calculer la valeur de η_0 qui est égale à 2.

La valeur obtenue permet de justifier le fonctionnement du cristal dans sa zone quadratique.



Fig(IV.2): courbe d'étalonnage du cristal

- Points expérimentaux
- Courbe d'interpolation

3 Etude de l'eau [21]

Nous avons étudié des eaux commerciales utilisés en milieu médical, différemment traitées : eau distillée, eau bidistillée et désionisée.

La distillation est utilisée pour épurer l'eau, l'eau distillée ne contient pas de polluants dissous comme les sels, la résistivité de l'eau distillée est de l'ordre du $M\Omega\text{cm}$.

Le pH est généralement entre 4.5 et 5

La désionisation est un procédé utilisant des résines échangeuses d'ions qui peuvent retenir les ions contenus dans l'eau. Elle peut théoriquement enlever 100 % des sels

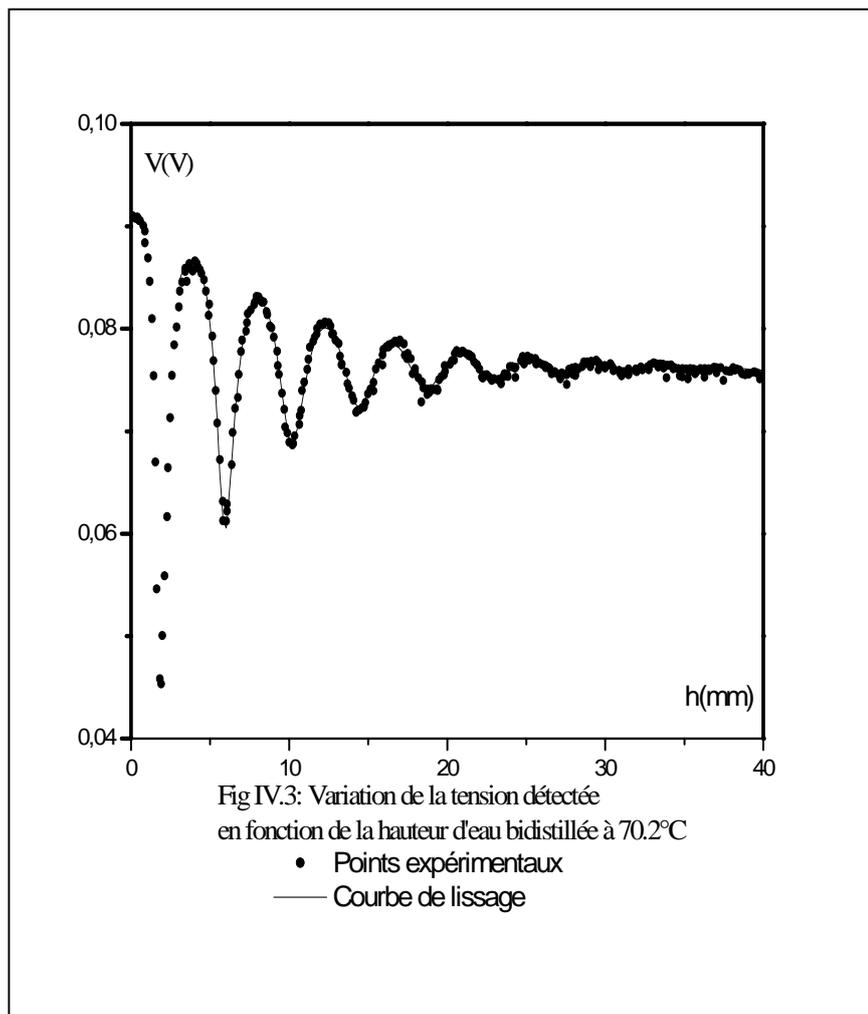
3.1 Eau bidistillée

Sur la figure (IV.3), on a représenté les valeurs expérimentales à 70,2°C de la tension détectée en fonction de la hauteur du diélectrique par des petits cercles noirs.

La courbe, en trait plein, représente la courbe de lissage passant au plus près des valeurs expérimentales.

Afin d'éviter l'effet du mica, on a débuté le lissage à partir du deuxième maximum.

Les valeurs obtenues de la permittivité diélectrique à cette température de 70.2°C sont $\epsilon'=55,8$ et $\epsilon''=10.4$.



En relevant les diagrammes à différentes températures, on obtient les variations thermiques des permittivités ϵ' et ϵ'' . Ces diagrammes montrent aussi que le nombre d'extremum augmente avec la température

Sur le tableau (IV.1) sont reportées les valeurs de permittivités diélectriques ϵ' et ϵ'' à différentes températures dans le cas de l'eau bidistillée

T (°C)	ϵ'	ϵ''
6.2	53.7	39.9
8.9	55.1	38.8
10.6	55.8	37.4
15.2	58.5	35.3
20	60.4	31.9
25.2	62.2	29.3
30.1	62.6	25.7
35	62.4	22.7
40.2	62.4	22.4
45.3	61.4	18.2
50.3	61.5	16.7
55.2	59.3	14.3
60	58.5	13.0
65.3	57.5	11.7
70.2	55.9	10.4
74.1	55.4	9.8

Variation des permittivités en fonction de la température

Le maximum de la permittivité ϵ' (fig IV.4) se produit entre 30 et 40°C.

Les pertes diélectriques (fig IV.5) présentent une allure décroissante en fonction de la température.

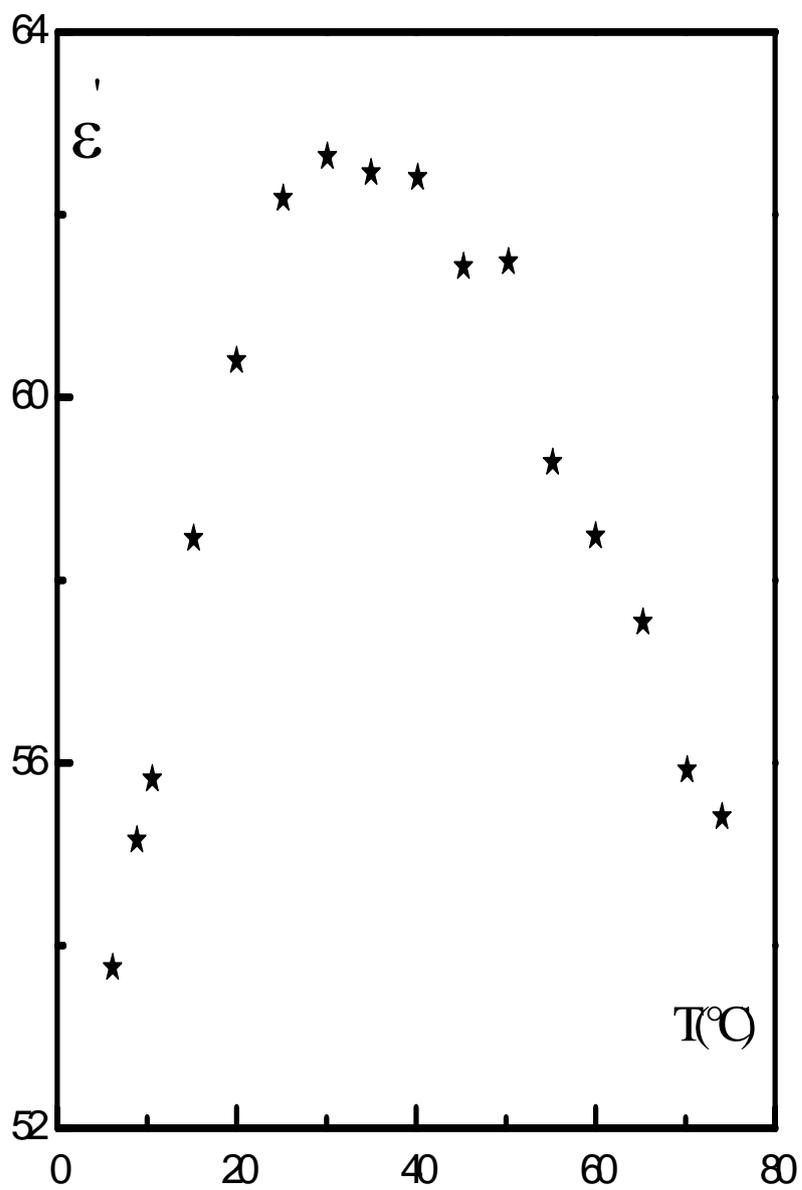
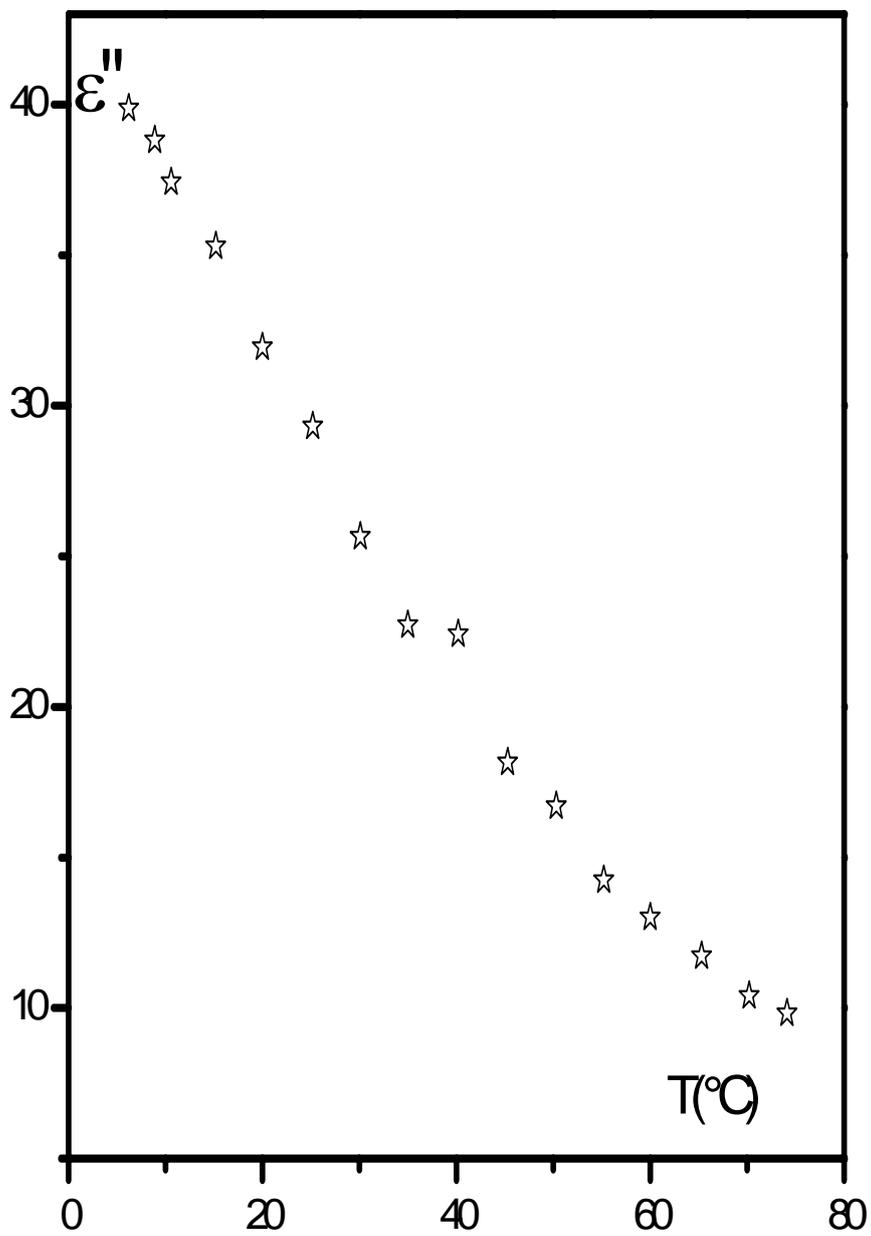


Fig.(IV.4) : Variation de la permittivité diélectrique de l'eau bidistillée en fonction de la température

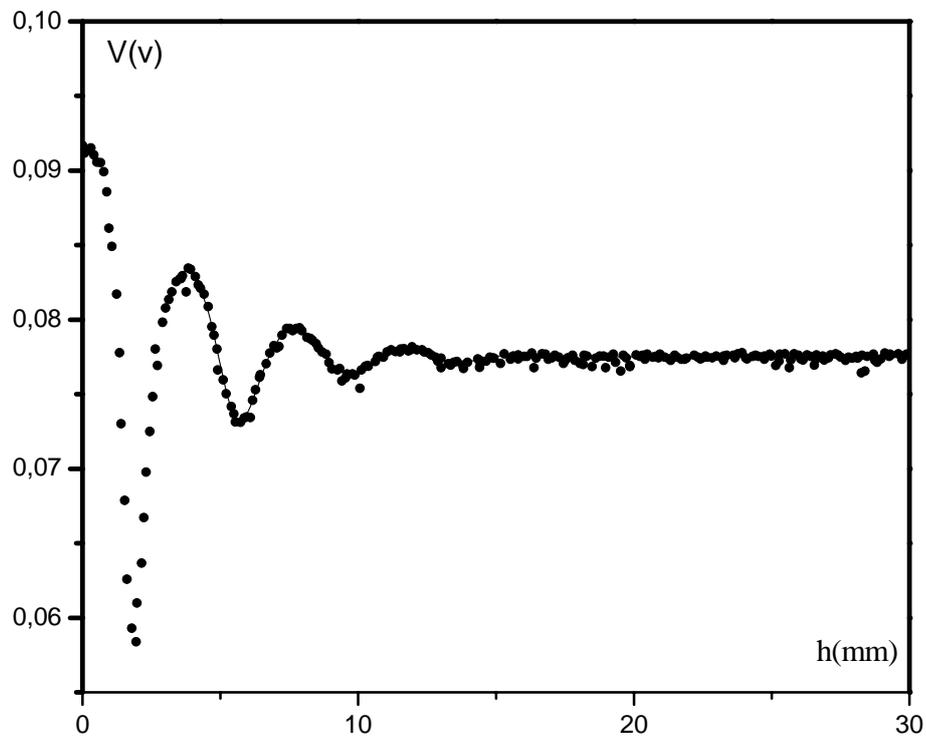


Fig(IV.5): Permittivité diélectrique ϵ'' de l'eau bidistillée en fonction de la température

3.2 Eau distillée :

Sur la figure (IV.6) sont représentées les valeurs expérimentales de la tension détectée $V(h)$ en fonction de la hauteur d'eau distillée h à 30°C .

La courbe en trait plein représente la courbe de lissage qui a permis de déterminer les valeurs de permittivité diélectrique $\epsilon'=61.8$ et $\epsilon''= 25.4$ à 30°C .



Fig(IV.6): variation de la tension détectée en fonction de la hauteur d'eau distillée à 30°C

- Points expérimentaux
- Courbe de lissage

En relevant les diagrammes à différentes températures, on obtient les variations thermiques des permittivités ϵ' et ϵ'' . Les valeurs de ces dernières sont reportées sur le Tableau (IV.2)

T(°C)	ϵ'	ϵ''
6,5	52,5	39,7
9,8	53,8	38,2
15,3	55,4	33,8
20,3	58,5	29,7
25	60,6	27,8
30	61,8	25,4
35	62,3	23,0
40	62,0	20,3
45	61,4	18,1
50	60,2	16,1
55	60,5	14,4
60	57,7	12,9
65	57,2	11,6
70,8	56,4	10,3
75.1	55,4	9,6

Variation des permittivités en fonction de la température

La partie réelle, ϵ' ,(fig IV.7) présente un maximum se produisant toujours entre 30 et 40°C.

Comme dans le cas d'une eau bidistillée, les pertes diélectriques ϵ'' (fig IV.8) d'une eau distillée, présentent une allure décroissante en fonction de la température.

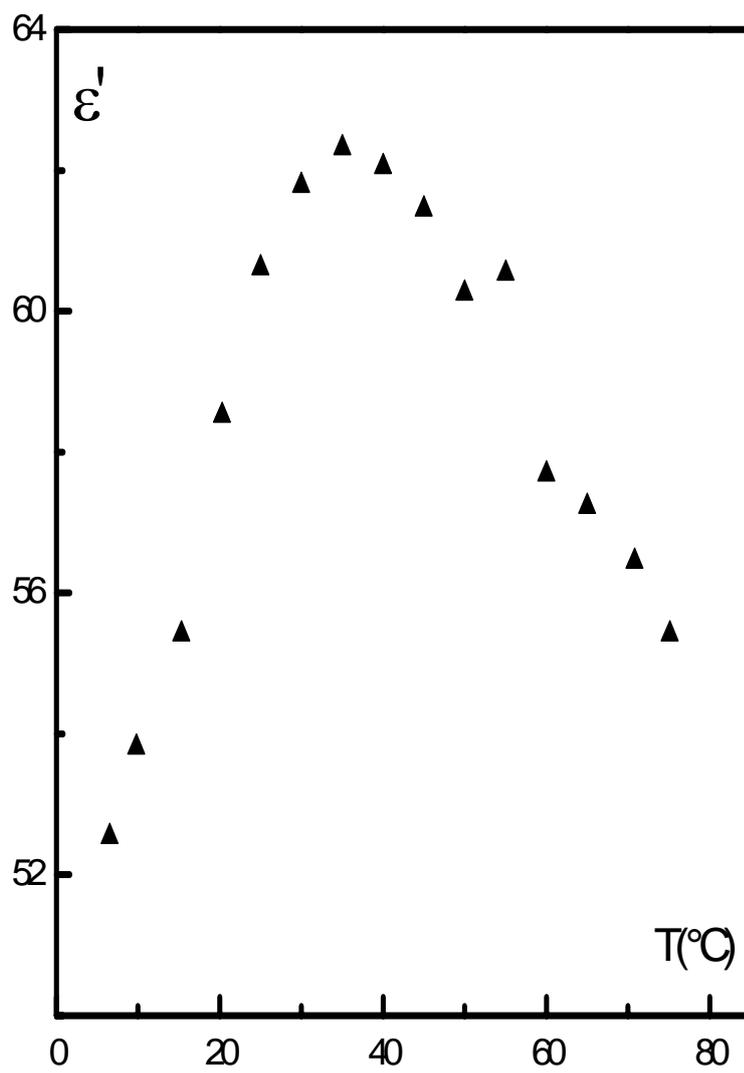


Fig.(IV.7) : Variation de la permittivité diélectrique de l'eau distillée
En fonction de la température

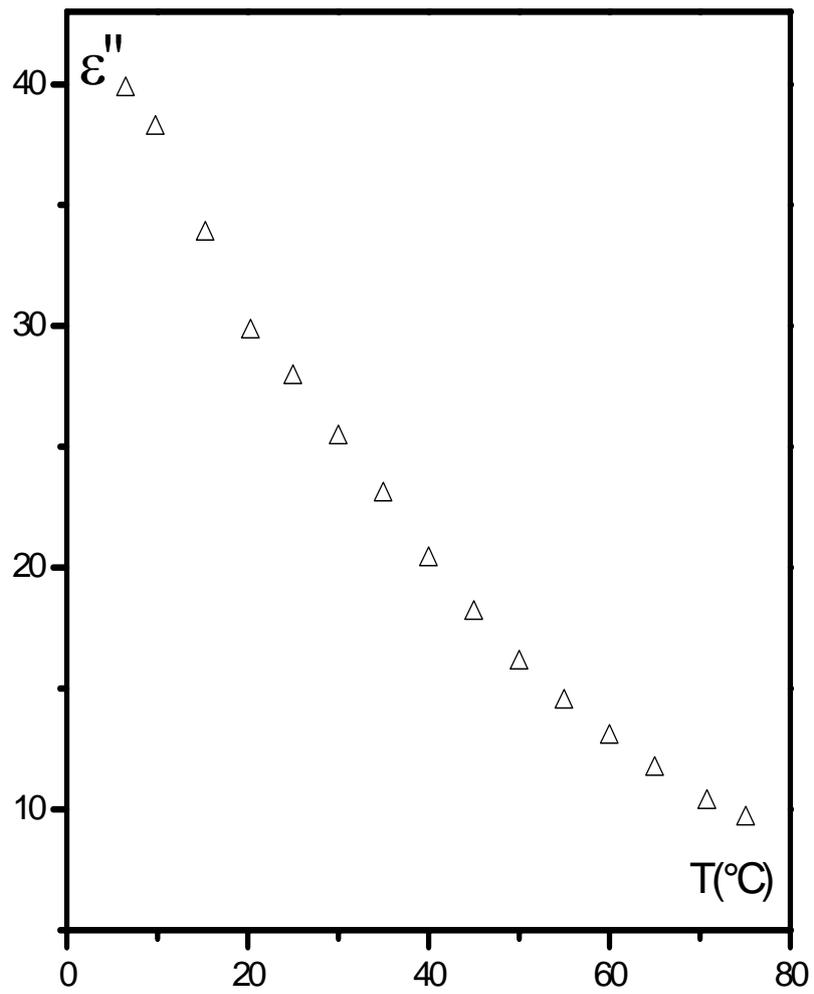


Fig.(IV.8) : Permittivité diélectrique ϵ'' de l'eau distillée
En fonction de la température

Eau désionisée :

Sur la figure (IV.9) est représenté le diagramme des tensions détectées $V(h)$ à $45,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ d'une eau désionisée.

La courbe en trait continu représente la courbe de lissage qui a permis de déterminer les valeurs de permittivité diélectrique $\epsilon'=61.8$ et $\epsilon''= 25.4$.

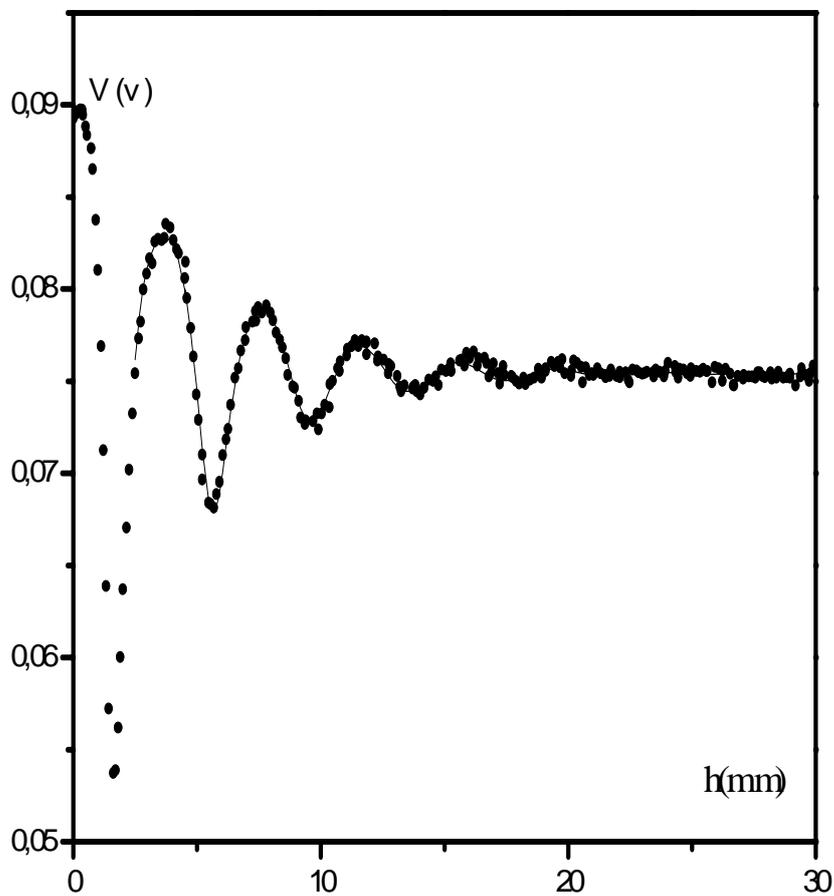


Fig 9: Variation de la tension détectée en fonction de la hauteur d'eau désionisée à 45°C

- Points expérimentaux
- Courbe de lissage

A partir des diagrammes à différentes températures, on obtient les variations thermiques des permittivités ϵ' et ϵ'' représentées sur le tableau IV.3.

T(°C)	ϵ'	ϵ''
6,3	52,6	39,5
10	52,4	35,8
15,2	59,5	34,6
20	59,6	30,9
25	62,2	29,2
30	62,1	25,3
35,3	62,8	22,6
40,2	62,8	20,3
45,5	62,3	18,4
50,3	61,4	17,0
55	59,5	14,8
62	57,7	12,5
65,1	57,7	11,6
70,2	56,4	10,4
74	55,5	10,0

Variation des permittivités en fonction de la température

L'eau désionisée présente aussi un maximum de la permittivité ϵ' fig (IV.10) se produisant entre 30 et 40 °C

Les pertes diélectriques (fig IV.11) présentent toujours une allure décroissante en fonction de la température.

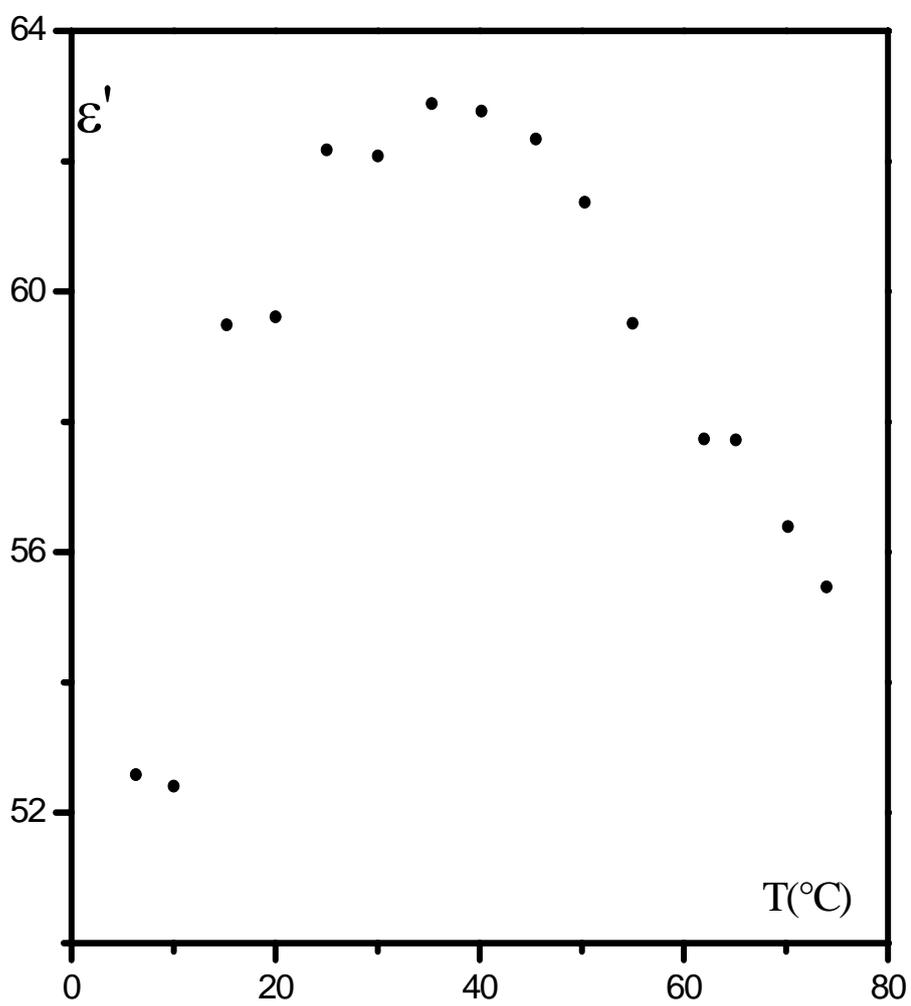


Fig (IV.10) : Permittivité diélectrique ϵ' de l'eau désionisée
En fonction de la température

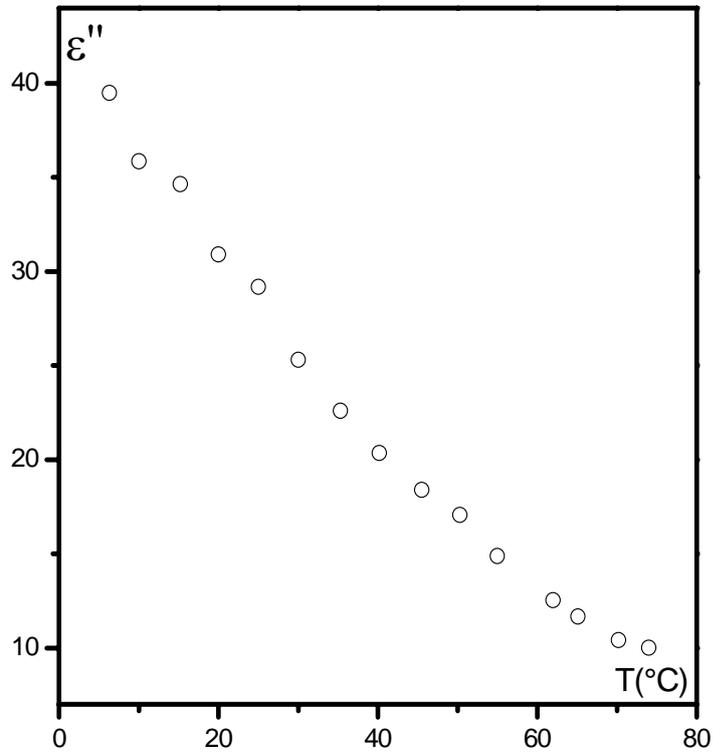


Fig (IV.11) : Permittivité diélectrique de l'eau désionisée
En fonction de la température

A titre comparatif, on a représenté sur la figure (IV.12), les variations des permittivités en température des trois types d'eau.

Les maximums de permittivité ε' des différentes eaux, se produisent aux environs de 40 °C. Les données expérimentales de ε'' sont pratiquement confondues dans la plage de températures étudiée. Par contre celles de ε' présentent un faible décalage pour des températures inférieures à 40 °C.

Les variations thermiques obtenues par Ellison [9] à 9350 MHz sont représentées en trait continu. Leurs données expérimentales de ε'' coïncident avec celles que nous avons obtenues pour des températures supérieures à 20 °C, en dessous un léger décalage est à noter. Les courbes de ε' présentent des allures semblables mais avec un décalage plus important aux températures supérieures à 40 °C.

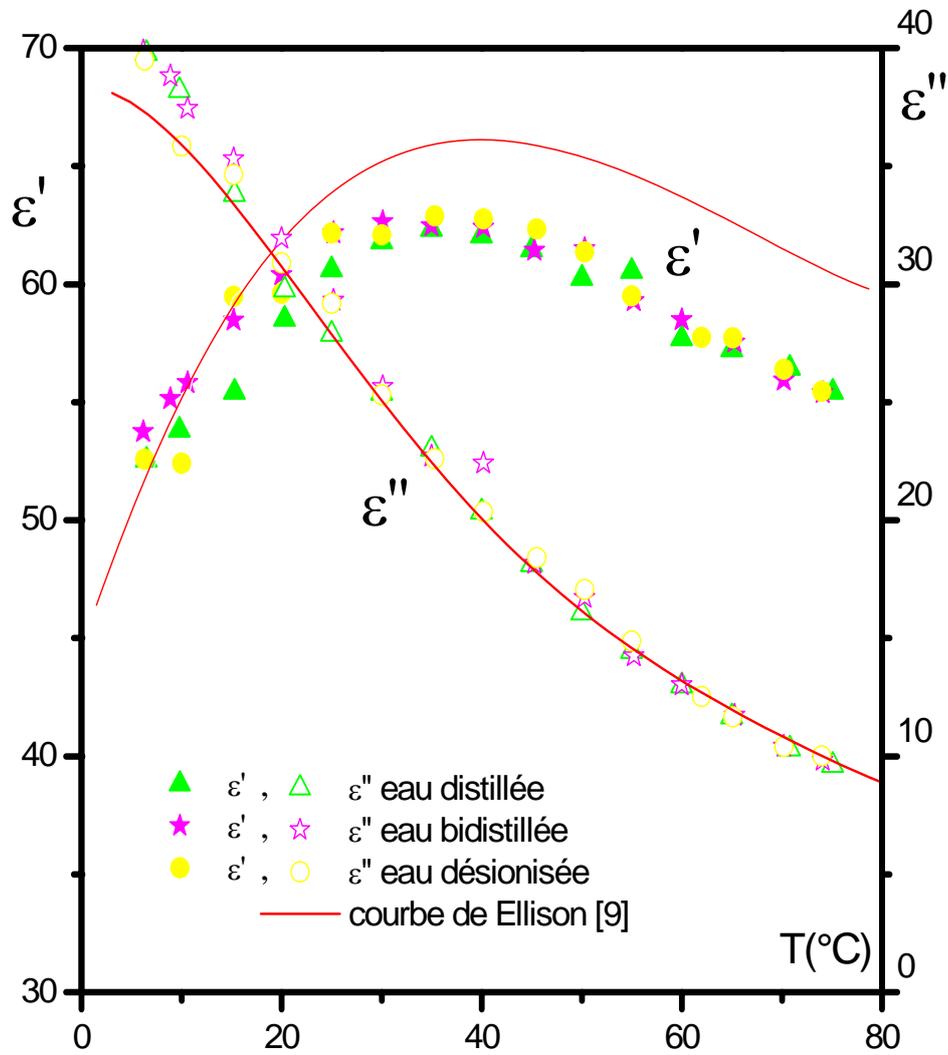


Fig (IV.12) : Variation des permittivités diélectriques de l'eau en fonction de la température à 9460 MHz

4. Le décane : [22]

Caractéristiques :

Formule : $C_{10}H_{22}$

Température d'ébullition : 174°C

Masse molaire : 142,28

Densité : 0.73

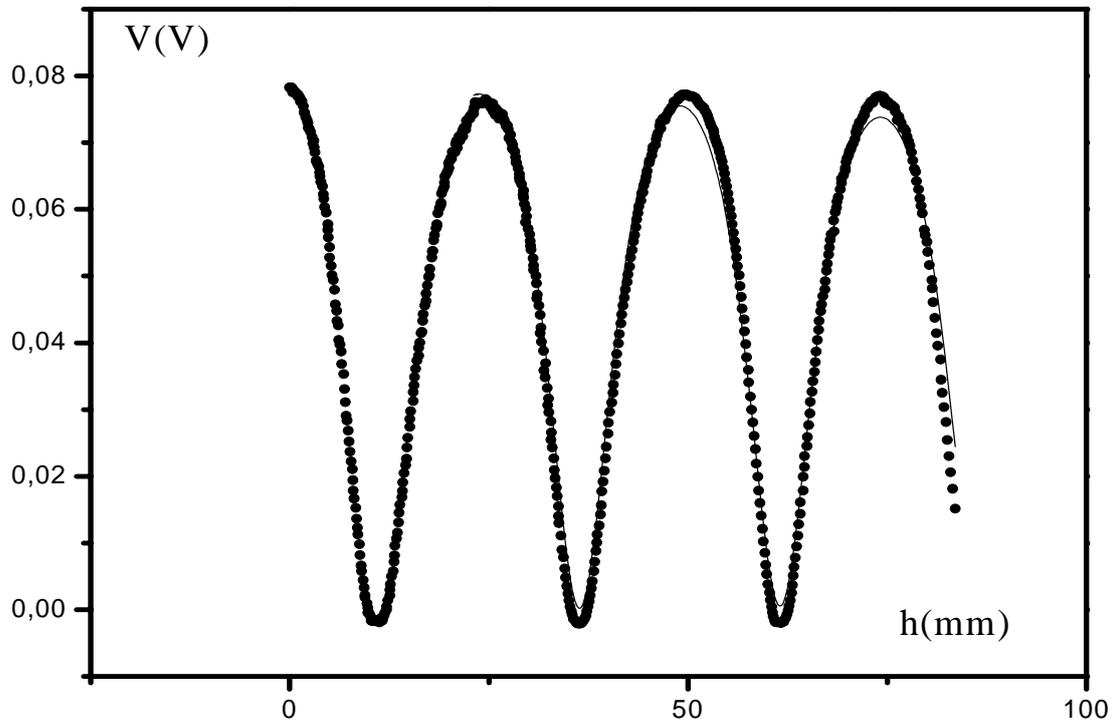
C'est une huile organique appartenant à la famille des alcanes et de haute pureté « prolabo ». Elle est apolaire.

Les ondes hyperfréquences ne sont pas atténuées dans le décane.

Les diagrammes thermiquement stables, présentent des extremums très accentués comparés à ceux de l'eau. La permittivité est alors constante en fonction de la température.

La figure (IV.12) correspond aux mesures expérimentales à 8,5°C pour le décane.

La courbe en trait continu est la courbe de lissage qui a servi à déduire les valeurs de permittivité du décane $\varepsilon' = 2,0$ et $\varepsilon'' = 2,1 \cdot 10^{-2}$.



Fig(IV.12): variation de la tension détectée en fonction de la hauteur de décane à $T=8.5^{\circ}\text{C}$ et à 9460MHz

- points expérimentaux
- courbe de lissage

5. Le limonène : [22]

Caractéristiques :

Formule $C_{10}H_{16}$

Température d'ébullition : 178°C

Masse molaire : 136,24

Densité : 0,84

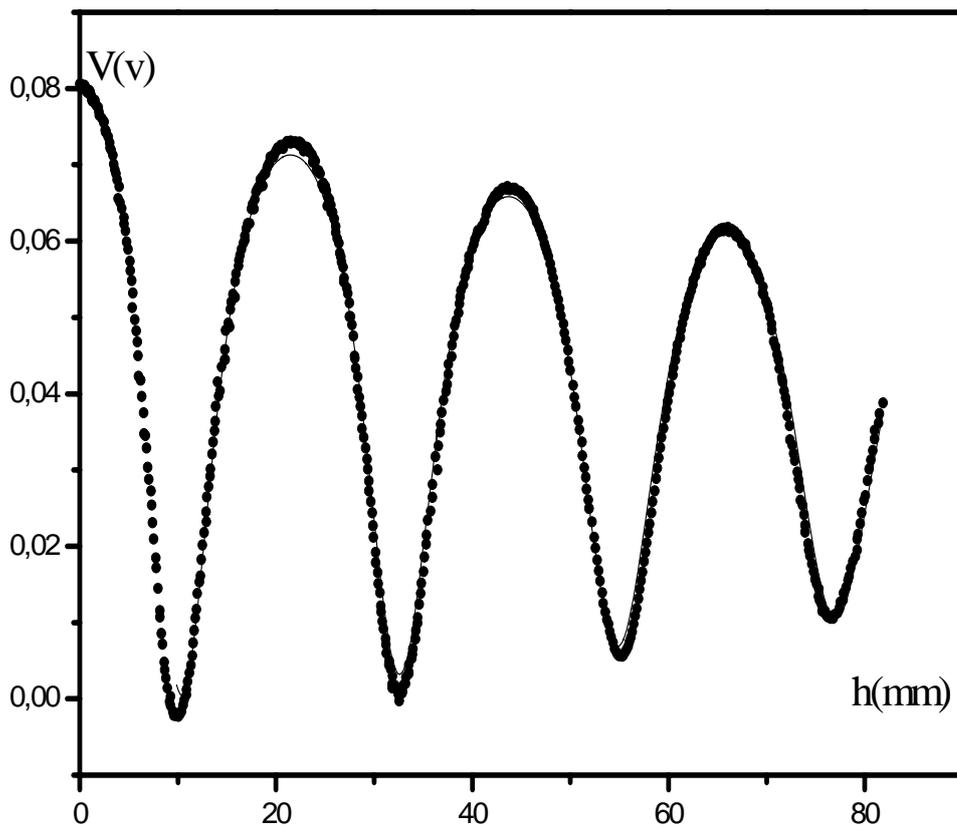
Le limonène est un alcène qui se trouve à l'état naturel dans l'essence de citron.

Les ondes hyperfréquences peu atténuées dans le limonène confirment son caractère polaire.

Les diagrammes thermiquement stables, présentent des extremums très accentués comparés à ceux de l'eau. La permittivité est alors constante dans le domaine de température étudiée.

La figure (IV.13) correspond aux mesures expérimentales à 32°C pour le limonène.

La courbe en trait continu est la courbe de lissage qui a servi à déduire les valeurs de permittivité du limonène $\varepsilon' = 2.5$ et $\varepsilon'' = 0.11$.



Fig(IV.9): variation de la tension détectée en fonction de la hauteur de limonène à $T=32,8^{\circ}\text{C}$ et à 9460 MHz

- points expérimentaux
- Courbe de lissage

CONCLUSION

Une fois le montage réalisé nous avons étudié les liquides ayant des permittivités connues. Ceci a permis de vérifier le fonctionnement de l'appareillage auquel divers perfectionnements ont été apportés : problème d'étanchéité, problème de parasites électriques. Un filtre passe bas a été spécialement conçu pour éliminer les parasites électriques, amplifiées par le tosmètre.

La méthode du court circuit variable, assistée d'une acquisition de données et d'un traitement informatique, permet d'obtenir des valeurs des permittivités des liquides avec une précision suffisante pour caractériser les liquides.

L'enregistrement de la puissance hyperfréquence en fonction de la hauteur de diélectrique, sur fichier par l'intermédiaire de la carte d'acquisition, nous a permis d'utiliser tous les points du diagramme $V(h)$.

Le lissage des points expérimentaux à l'aide de la fonction théorique de tension a permis de déduire les valeurs des coefficients de propagation βg et d'amortissement α . Ces dernières valeurs ont permis à leur tour d'évaluer la permittivité diélectrique ϵ du liquide étudié.

Grâce à ce dispositif, on a pu suivre l'évolution des permittivités diélectriques en fonction de la température pour différents liquides polaire, apolaire et a caractère polaire.

Le corps polaire étudié est l'eau. Trois types d'eau, utilisés dans les hôpitaux, ont été choisis : l'eau désionisée, l'eau distillée et l'eau bidistillée. Les résultats obtenus dans les trois cas sont comparables et montrent que ϵ'' décroît avec la température et que ϵ' présente un maximum aux environs de 40°C .

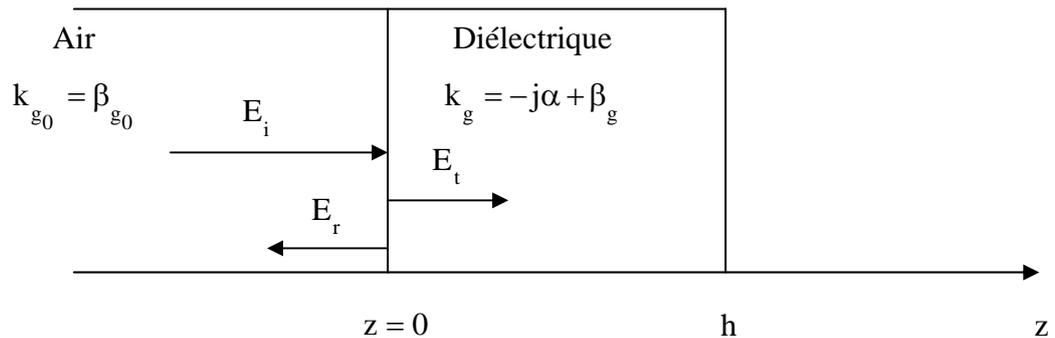
Ces résultats sont en bon accord avec ceux existant dans la littérature.

Dans le décane (corps apolaire) les ondes ne sont pas atténuées et peu dans le limonène (corps à caractère polaire). Dans le domaine de température étudié les permittivités diélectriques sont constantes.

Cet appareillage bien utilisé permettra d'autres études fondamentales sur le sujet.

ANNEXE

1. Coefficient de réflexion à l'entrée de la cellule



On note par r le coefficient de réflexion à l'entrée de la cellule.

- Du côté de l'air $z \leq 0$:

L'expression du champ électrique est :

$$E_{0x} = E_i e^{jk_{g0}z} + E_r e^{-jk_{g0}z}$$

où $k_{g0} = \beta_{g0}$ et E_i et E_r sont les amplitudes de la composante incidente et réfléchie du champ électrique.

On définit r comme le rapport entre E_r et E_i :

$$r = \frac{E_r}{E_i}$$

En faisant tendre z vers zéro on obtient la relation :

$$E_{0x} = E_i + E_r = E_i(1+r) \quad (\text{A } 1)$$

A partir de la relation de Maxwell qui s'écrit pour les composantes E_x et H_y :

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}$$

On obtient pour $z=0$ la relation :

$$j\omega\mu_0 H_{0y}(0) = E_i j k_{g_0} (1-r) \quad (A 2)$$

Des relations (A 01) et (A 02) on en déduit :

$$\frac{E_{0x}(0)}{H_{0y}(0)} = \frac{\omega\mu_0 (1+r)}{k_{g_0} (1-r)} \quad (A 3)$$

- Du coté du diélectrique ($\mu_r = 1$)

L'expression du champ électrique est donnée par :

$$E_x = E_t e^{j k_g z}$$

La continuité de la composante tangentielle du champ électrique impose à E_t :

$$E_t = E_i (1+r)$$

On aura alors comme nouvelle expression :

$$E_x = E_i (1+r) e^{j k_{g_0} z}$$

Par le même raisonnement que dans le cas du coté de l'air, on trouve :

$$\frac{E_x(0)}{H_y(0)} = \frac{\omega\mu_0}{k_g} \quad (A 4)$$

La continuité des composantes E_x et H_y du champ électrique et magnétique au niveau de la séparation ($z = 0$) et les relations (A 03) et (A 04) permettent d'écrire la relation suivante :

$$\frac{(1-r)}{(1+r)} = \frac{k_g}{k_{g0}}$$

et déduire la valeur de r :

$$r = \frac{(k_{g0} - k_g)}{(k_{g0} + k_g)} \quad (A 5)$$

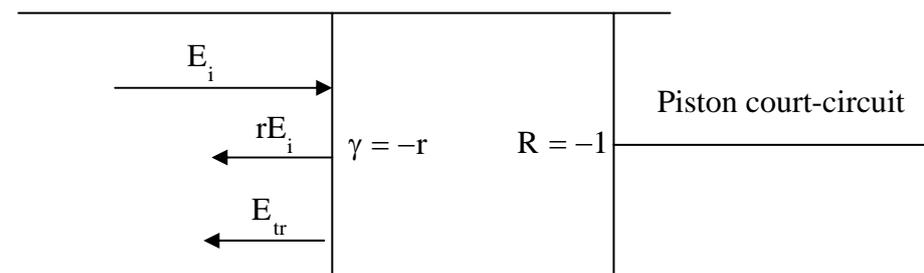
2. Coefficient de réflexion total à l'entrée de la cellule ($z = 0$) :

noté par $\Gamma(0, h)$ et défini comme le rapport de l'amplitude du champ réfléchi total sur l'amplitude du champ incident. L'onde réfléchie totale, à l'entrée de la cellule ($z = 0$) et du côté de l'air, s'exprime comme la somme du champ réfléchi à l'entrée de la cellule et du champ se propageant dans le sens négatif et résultant d'une multitude de réflexions dans le diélectrique (E_{tr}).

$$E_{RT} = r E_i + E_{tr}$$

et

$$\Gamma(0, h) = \frac{E_{RT}}{E_i} \quad (A 6)$$



γ : coefficient de réflexion diélectrique / air = $-r$

R : coefficient de réflexion du court circuit = -1

L'onde (E_{tr}) est représentée par une série géométrique dont la somme est donnée par :

$$\begin{aligned}
 E_{tr} &= (1-r^2)R e^{j2k_g h} E_i + (1-r^2)R^2 (-r) e^{j4k_g h} E_i + \dots + (1-r^2)R^n (-r)^n e^{j2nk_g h} E_i + \dots \\
 &= (1-r^2)R e^{j2k_g h} \left[1 + (-rR) e^{j2k_g h} + \dots + (-rR)^n e^{j2nk_g h} + \dots \right] \\
 &= (1-r^2)R e^{j2k_g h} \frac{1}{1 - (-rR) e^{j2k_g h}} \\
 &= \frac{r - e^{j2k_g h}}{1 - r e^{j2k_g h}}
 \end{aligned}$$

Tenant compte des deux relations (A 5) et (A 6), l'expression de Γ sera donnée par :

$$\Gamma(0,h) = \frac{k_{g0} - k_g - (k_{g0} + k_g) e^{j2k_g h}}{k_{g0} + k_g - (k_{g0} - k_g) e^{j2k_g h}} \quad (A 7)$$

3. Coefficient de réflexion total en un point d'abscisse $z < 0$ (côté de l'air)

L'amplitude du champ électrique en un point d'abscisse z , est la somme des amplitudes des champs incident et réfléchi. Son expression est donnée par :

$$E_{0x} = E_i e^{jk_{g0} z} + E_{RT} e^{-jk_{g0} z}$$

Le coefficient de réflexion totale $\Gamma(z,h)$, rapport de l'amplitude réfléchie sur l'amplitude incidente en ce point, a pour expression :

$$\Gamma(z,h) = \frac{E_{RT}}{E_i} e^{-j2k_{g0}z}$$

Tenant compte des deux relations (A 0) et (A 07), l'expression de Γ sera donnée par :

$$\Gamma(z,h) = \frac{k_{g0} - k_g - (k_{g0} + k_g) e^{j2k_g h}}{k_{g0} + k_g - (k_{g0} - k_g) e^{j2k_g h}} e^{j2k_{g0}z} \quad (A 8)$$

Lorsque la valeur de z est choisie égale à $z_0 = \lambda_{g0}/4 + n \lambda_{g0}/2$ (λ_{g0} est la longueur d'onde dans le vide et égale à $2\pi/\beta_{g0}$), ce coefficient se réduit à :

$$\Gamma(z_0,h) = -\frac{k_{g0} - k_g - (k_{g0} + k_g) e^{j2k_g h}}{k_{g0} + k_g - (k_{g0} - k_g) e^{j2k_g h}} \quad (A 9)$$

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHE

1. Coelho R, Les diélectriques, Hermes (1992)
2. Granier J, Les diélectriques, Dunod (1948)
3. Von Hippel, Les diélectriques et leurs applications, Dunod (1961)
4. Durand E, Electrostatiques III Méthodes de calcul diélectriques, Masson (1966)
5. Bottcher C.J.F and Bordewijk P, Theory of electric polarization II, Elsevier scientific (1978)
6. Kirmann A, Chimie organique II, Armond Colin (1975)
7. Prunet Renet, Physique instrumentale Mécanique, Parie (1988)
8. Donald Voet, Biochimie, Paris(2002)
9. Ellison W.J Lamkaouchi K, moreau J.M, J of molécular liquids, (1996)
10. André VonderVorst, Bases de l'ingénierie Micro ondes, Boeck and larsier (1996)
11. Haine N, Thèse de doctorat d'état (2003)
12. Petit R, Ondes électromagnétiques en radioélectricité et en optique, Masson (1993)
13. Hubert Gié, Electromagnétisme, Tech et Doc Lavoisier (1985)
14. Kahan M.T, Physique des guides d'ondes électromagnétiques, Guautier Villards (1952)
15. Gabillard R, Ondes et propagation, Dunod press (1961)
16. Badoual R, Les micro ondes, Masson (1995)
17. Algie Lance, Introduction to Microwave theory and measurements, Mc Graw-Hill (1964)
18. Montgomery, Technique de mesures, Chiron(1961)
19. Sixou B, D.E.S , Orsay (1962)
20. Barama D, Thèse Magister, Nice, (1980)
21. Lane J.A, Dielectric dispersion in pure polar liquids at very high frequencies I et II,
P.H.D.National Physical Laboratory.
22. Klouche-Hamza M, Thèse Magister, USTHB