

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement Supérieur
et de la Recherche scientifique



Université d'EL-Oued
Faculté des Sciences et de Technologies

Mémoire de Fin d'Etudes
En vue de l'obtention du diplôme de la

LICENCE ACADEMIQUE

Domaine : Sciences et de Technologies
Filière : Génie Électrique
Spécialité : Réseaux Électriques

conduction électrique dans les liquides

Dirigé par :

-M. MERAZGA IZZDDINE

Réalisé par :

- REDOUANI SALAH
- DJABALLAH ABDELBAKI

Soutenu au Juin 2013

<i>Introduction Générale</i>	01
<i>Chapitre I : Généralités sur les liquides</i>	
<i>I.1 Introduction</i>	04
<i>I.2 Traits caractéristiques du comportement sous tension électrique</i>	04
<i>I.3 Classification et utilisation des liquides</i>	05
<i>I.4 Nature, origine et comportement des charges électriques</i>	05
<i>I.4.1 Nature des porteurs de charge</i>	06
<i>I.4.2 Origine des porteurs de charge</i>	06
<i>I.4.2.1 Production et recombinaison de charges en volume</i>	08
<i>I.4.2.2 Mécanismes et caractéristiques du liquide</i>	08
<i>I.5 Conclusion</i>	09
<i>CHAPITRE II : Types de conduction</i>	
<i>II.1 Introduction</i>	11
<i>II.2 Conduction volumique due à la dissociation d'espèces neutres</i>	11
<i>II.2.2 Modèle de J.J. Thomson transposé aux liquides</i>	11
<i>II.2.3 Régime transitoire de conduction</i>	14
<i>II.2.3.1 Cas d'un électrolyte totalement dissocié</i>	15
<i>II.2.3.1.1 Tensions faibles (de plusieurs volts à quelques dizaines de volts)</i>	15
<i>II.2.3.1.2 Tensions fortes (plusieurs kilovolts ou dizaines de kilovolts)</i>	15
<i>II.2.3.1.3 Cas d'un électrolyte faiblement dissocié</i>	16
<i>II.2.4 Régime alternatif sinusoïdal</i>	17
<i>II.2.5 Conduction renforcée par le champ électrique</i>	18
<i>II.2.5.1 Théorie d'Onsager</i>	18
<i>II.2.5.2 Conséquences de la théorie d'Onsager sur les courants continus et les pertes</i>	19
<i>II.3 Conduction due à l'injection de charges par les électrodes</i>	20
<i>II.3.1 Injection unipolaire stationnaire dans un liquide isolant parfait immobile</i>	20
<i>II.4 Conclusion</i>	22

*CHAPITRE III : Mesures de caractérisation du comportement des
liquides*

<i>III.1 Introduction</i>	24
<i>III.2 Mesure de la résistivité et du facteur de dissipation $\tan \delta$</i>	24
<i>III.3 Mesure de la mobilité des ions</i>	26
<i>III.4 Mesure de la distribution du champ électrique dans le liquide</i>	28
<i>III.5 Conclusion</i>	30
<i>Conclusion Générale</i>	31

L'étude des propriétés électriques des liquides diélectriques concerne essentiellement l'Électrotechnique. Cependant, il s'agit d'un domaine qui se caractérise par sa pluridisciplinarité, puisqu'il touche à la Chimie, l'Électrochimie, l'Électronique, la Mécanique des fluides, la Physique des décharges dans les gaz.

Les liquides utilisés dans les isolations des matériels électrotechniques sont pour la plupart des matériaux de synthèse, élaborés pour une étude ou une application spécifique. Il s'agit de fluides, donc de matériaux déformables : les forces électriques peuvent y créer des mouvements (électrohydrodynamiques) modifiant considérablement le transport des charges électriques.

Les liquides sont très rarement employés seuls, mais généralement en association avec des solides isolants (isolations imprégnées). Outre le rôle de contribuer à l'isolation électrique, ces liquides permettent de réduire, voire d'éliminer les décharges partielles. Enfin leur rôle caloporteur dans de nombreux appareils est très important. Dans certains cas spécifiques, ils ont pour fonction également de ralentir l'oxydation.

Dans tous les cas, le passage du courant électrique implique qu'il y ait un échange de charges aux interfaces métalliques ou isolantes avec une certaine cinétique : des charges peuvent disparaître, être créées (injectées) ou bloquées. L'examen de tels mécanismes est également abordé en Électrochimie, ou dans le domaine de la Physique des semi-conducteurs.

La compréhension des mécanismes de génération et de transport de charge, des phénomènes électrochimiques et électrohydrodynamiques, constitue une étape importante pour l'interprétation du claquage à court et à long termes des liquides. Ainsi, la formation de bulles de gaz, très souvent à l'origine du claquage d'un liquide, peut-elle résulter d'une réaction électrochimique, de la cavitation produite par le mouvement électrohydrodynamique (EHD) dû à la force de Coulomb, de la vaporisation du fluide par échauffement local, de l'existence localisée d'un streamer (décharge qui précède le plus souvent le claquage) et d'autres mécanismes encore.

Ce mémoire sera structuré comme suit :

- Une introduction générale,
- Premier chapitre sera consacré pour des généralités sur les liquides,
- Deuxième chapitre sera destiné pour les types de conduction,
- Troisième chapitre va traiter les mesures de caractéristiques du comportement des liquides,
- Une conclusion générale.

Sommaire

Chapitre : I

Généralités sur les liquides

I.1 Introduction

Nous allons examiner les phénomènes se produisant à une interface liquide. Le métal est considéré comme chimiquement inerte et il ne pourra qu'échanger des électrons avec le liquide. Si le liquide est un isolant parfait, les mécanismes les plus probables de création de porteurs de charge sont l'émission de champ à la cathode, l'ionisation de champ à l'anode et l'ionisation par impact d'électrons.

I.2 Traits caractéristiques du comportement sous tension électrique

Les liquides, comme la plupart des matériaux (exception faite des métaux, alliages et sels fondus), sont des diélectriques : les molécules ou atomes, qui les constituent, renferment en quantités égales, des charges positives et négatives, retenues par des forces de rappel élastiques. Les barycentres de ces charges liées peuvent, selon le liquide, être confondus ou naturellement séparés : dans ce dernier cas, ils constituent des dipôles permanents. L'application d'un champ électrique provoque un très faible déplacement des charges positives par rapport aux charges négatives (créant des dipôles induits) et une certaine orientation des dipôles permanents. Aux champs faibles ou modérés, les phénomènes sont réversibles : ils donnent lieu au courant de déplacement (correspondant à la charge et à la décharge d'un condensateur) proportionnels à la permittivité $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$

avec ϵ_0 permittivité du vide,
 ϵ_r permittivité relative.

D'une manière générale, préexistent dans le volume du liquide, des charges libres positives et négatives (des ions dans la plupart des cas) en quantités égales, de façon à respecter, hors tension, le principe d'électroneutralité. Sous l'action du champ, ces charges se déplacent de façon irréversible, provoquant un courant de conduction. C'est uniquement dans des conditions bien précises que la conduction d'un liquide sera décrite par la loi d'Ohm. Le liquide sera dit ohmique et il sera possible de le caractériser par une résistivité ρ .

Ainsi, le comportement d'un liquide soumis à une certaine forme de tension (alternative, continue, impulsionnelle) peut être appréhendé en considérant le temps caractéristique $\tau = \rho \epsilon$, C'est le temps de qui permet de séparer le comportement « capacitif » du comportement résistif, le liquide admettant comme schéma électrique représentatif un condensateur de capacité C shunté par une résistance R , de constante de temps $\tau = RC = \rho \epsilon$. Un liquide relativement conducteur présente un comportement essentiellement capacitif sous un créneau de tension de durée T , ou sous tension alternative de période T , pourvu que .

Au contraire, sous tension continue (donc de même polarité, appliquée pendant très longtemps), le comportement capacitif ne s'observe pratiquement jamais.

Cela illustre dès à présent les différences de comportement d'un liquide ohmique selon la forme de l'onde de tension qui lui est appliquée. Ajoutons, et c'est un point essentiel, qu'une fois la tension appliquée, la distribution du champ électrique dans l'espace et dans le temps est susceptible d'évoluer parce que des porteurs de charges nouveaux peuvent être générés en volume dans le liquide ou aux interfaces entre liquides et solides (conducteurs ou isolants), en particulier sous forte contrainte électrique ou thermique. La présence de charges spatiales donne lieu à des phénomènes de conduction non linéaire très différents du simple comportement ohmique.

I.3 Classification et utilisation des liquides

Il existe deux classes de liquides diélectriques :

- les liquides non polaires, qui ne possèdent pas de moment dipolaire permanent et pour lesquels : $1,5 \leq \epsilon_r \leq 2,5$ (gaz liquéfiés, hexane, cyclohexane, benzène, huiles minérales et siliconées, certains imprégnant de transformateurs) ;
- les liquides polaires, dont les permittivités peuvent être très élevées ($\epsilon_r > 100$), divisés en deux groupes :

- les liquides autodissociés (ou autoionisés), dont une partie des molécules est spontanément dissociée sous forme d'ions qui, simultanément, se recombinent partiellement, ce qui confère à ces liquides une résistivité intrinsèque : l'eau pure ($\epsilon_r = 80$), possède, à la température ambiante, une résistivité de $2 \times 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$; l'éthanol ($\epsilon_r = 23$), une résistivité de $4 \times 10^{10} \Omega \cdot \text{cm}$,

- les liquides non-autodissociés : dont la permittivité peut être assez faible ($\epsilon_r = 5,6$ pour le chlorobenzène ; $\epsilon_r \approx 4$ pour certains liquides non inflammables pour transformateurs) ou très grande au contraire, comme celle du nitrobenzène ($\epsilon_r = 35$) ou du carbonate de propylène ($\epsilon_r = 65$).

Tous les liquides peuvent dissoudre et dissocier des substances étrangères, mais à des degrés extrêmement divers, la dissociation étant considérablement plus forte lorsque la permittivité est élevée. L'eau de mer, qui renferme en abondance du chlorure de sodium pratiquement dissocié en totalité, est conductrice (résistivité de quelques $\Omega \cdot \text{cm}$). Au contraire, la résistivité de liquides non polaires n'est que très exceptionnellement inférieure à $10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$.

cm, et l'on considère comme isolants, les liquides capables de soutenir la tension appliquée sans échauffement excessif pendant une durée suffisante.

C'est bien entendu en raison de leurs propriétés isolantes que les liquides non polaires ou faiblement polaires sont employés dans la pratique industrielle . On attend également d'eux d'autres qualités : bon comportement au feu, bonnes qualités thermiques (essentiellement le pouvoir caloporteur), bonne tenue aux surtensions, stabilité dans le temps, bonne compatibilité avec l'environnement... et faible prix de revient .Les liquides utilisés sont d'origines naturelles (huiles minérales ou végétales) ou synthétiques (cf. dans ce traité Huiles et liquides isolants.

La mesure de la résistivité des liquides est d'une grande importance pour les essais de réception et de mise en œuvre des liquides ; elle fait l'objet de normes françaises AFNOR ou internationales CEI et ASTM . Actuellement, s'accroît la tendance à effectuer une surveillance régulière des grands appareils tels que les transformateurs : la résistivité de l'huile est l'un des critères pris en compte dans de nombreux pays.

Les plus utilisés pour les investigations fondamentales sur la conduction sont des liquides non polaires de structure chimique simple (hexane, cyclohexane, benzène). Certains liquides polaires, en particulier le nitrobenzène dont la résistivité peut être contrôlée et dépasser $10^{12} \Omega \cdot \text{cm}$ en utilisant l'électrodialyse (purification électrique appropriée décrite paragraphe 7.2), ont permis une étude détaillée des effets de charge spatiale, grâce à leur constante électro-optique de Kerr très élevée donnant accès à la distribution spatiotemporelle du champ électrique.

I.4 Nature, origine et comportement des charges électriques

I.4.1 Nature des porteurs de charge

Dans la plupart des liquides, ces porteurs sont des ions qui préexistent, ou se créent (en volume ou aux interfaces) par suite de l'action du champ électrique ; il peut aussi s'agir d'associations ioniques de plus grande taille (appelées multipôles) ou d'agrégats (ions micellaires). Les ions attirent à eux des molécules neutres, surtout les ions de petite taille : c'est le phénomène de solvatation [1].

L'ion solvaté est assimilable à une sphère de rayon a qui acquiert, dans le champ électrique E , une vitesse V proportionnelle à E :

$$V = \mu E$$

La mobilité μ d'un ion porteur d'une charge élémentaire e dans un liquide de viscosité dynamique η peut être appréciée en égalant la force de Coulomb (force motrice) à la force résistante (due à la viscosité) :

d'où l'on tire :

$$\mu = e/6 \pi \eta a \quad (1)$$

La mobilité varie en raison inverse de la viscosité, fait connu sous le nom de règle (ou loi) de Walden ; η décroît dans les liquides quand la température augmente, d'où une augmentation de la mobilité (et, par conséquent de la conductivité).

L'expression (1) permet d'évaluer les mobilités ioniques dans la plupart des liquides de façon acceptable : l'ordre de grandeur des rayons ioniques étant 0,5 nm [1], on obtient des valeurs en assez bon accord avec les résultats expérimentaux rassemblés dans la monographie d'Adamczewski.

À titre d'exemple, pour une huile minérale pour transformateur à température ambiante :

$$\eta = 2 \times 10^{-2} \text{ Pa} \cdot \text{s} \text{ et } \mu = 8,5 \times 10^{-10} \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$$

C'est à cause du phénomène de solvation que les ions de petite taille (fortement solvatés) ont une mobilité voisine des ions de grande taille (peu solvatés).

En raison de mécanismes spécifiques (comme le transfert de rotons de molécule à molécule dans l'eau pure et d'autres liquides polaires), la mobilité de certains ions peut être vingt fois supérieure celle de ces mêmes ions solvatés.

Dans un liquide immobile, les mesures les plus récentes prouvent que la mobilité demeure constante jusqu'à des champs de l'ordre de 50 kV/mm. Peut-être faudra-t-il, à des champs plus intenses, envisager qu'elle augmente avec le champ, comme dans le cas de solides.

La mobilité des ions positifs ou négatifs μ_{\pm} est liée au coefficient de diffusion ionique D par la formule d'Einstein :

$$D_{\pm} = \mu_{\pm} kT/e \quad (2)$$

avec k constante de Boltzmann,

T température absolue. [$kT/e \approx 1/40$ V pour $T = T_a \approx 300$ K]

Il est possible d'injecter, par des procédés appropriés (photo injection, par exemple), des électrons dans des liquides très hautement purifiés (hydrocarbures, gaz liquéfiés). Leur

mobilité est bien supérieure à celle des ions (de 10^{-1} à $500 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, alors qu'elle demeure inférieure à $10^{-3} \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ pour les ions). Leur durée de vie dépend de la section efficace de capture par des molécules ayant une certaine affinité électronique : elle n'excède pas quelques millisecondes [2].

Pour des liquides filtrés, avec des filtres dont la porosité est inférieure à $1 \mu\text{m}$, il est exclu que des particules solides chargées contribuent de façon significative au transport du courant et aux pertes diélectriques.

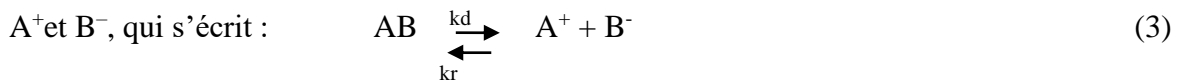
I.4.2 Origine des porteurs de charge

I.4.2.1 Production et recombinaison de charges en volume

Nous ne considérons que le cas de porteurs ioniques résultant de mécanismes de dissociation (nous excluons le cas où ions ou électrons sont engendrés par rayonnement extérieur).

I.4.2.2 Mécanismes et caractéristiques du liquide

Qu'il s'agisse de la dissociation du liquide lui-même (autodissociation) ou de celle d'impuretés se comportant comme un électrolyte en solution, il existe une réaction globale d'équilibre entre les molécules neutres d'un corps AB, et les ions (supposés monovalents) A^+ et B^- , qui s'écrit :



avec K_d constante de vitesse de dissociation,

K_r constante de vitesse de recombinaison.

Soit v le nombre volumique de molécules non dissociées ou concentration molaire, n_{\pm} le nombre volumique d'ions positifs et négatifs, μ_{\pm} leur mobilité, q_{\pm} la densité de charge volumique ($q_{\pm} = n_{\pm}e$) ; à l'équilibre, il y a égalité entre le nombre d'ions qui apparaissent et le nombre d'ions qui se recombinent : $K_d v = K_r n_+ n_-$

$$\text{d'où : } n_+ = n_- = (k_d v / k_r)^{1/2} = (k_i v)^{1/2}$$

avec $K_i = K_d / K_r$ constante d'ionisation.

C'est la loi d'action de masse, relative à l'équilibre dissociation /recombinaison .La Conductivité σ d'un milieu qui renferme p porteurs de mobilité μ_j et de densité q_j exprime le rapport constant de la densité de courant au champ , selon : et l'on obtient dans le cas simple d'ions :

$$\sigma = \mu_+ q_+ + \mu_- q_- = (\mu_+ + \mu_-) e (k_d v / k_r)^{1/2} \quad (4)$$

La résistivité ρ est définie comme l'inverse de la conductivité σ $\rho = 1/\sigma$

Si le champ électrique est assez faible pour ne perturber que très faiblement la réaction d'équilibre (3), σ est une constante qui caractérise la pureté ionique du liquide (on peut alors parler de conductivité intrinsèque).

Le milieu obéit donc à la loi d'Ohm ; il peut être représenté par un schéma équivalent comportant une résistance R et une capacité C en parallèle.

Sous tension alternative sinusoïdale de fréquence f et de pulsation $\omega = 2\pi f$, les pertes par conduction sont caractérisées par la tangente de l'angle de pertes δ , ou facteur de dissipation (le déphasage entre courant et tension étant :

$$\tan\delta = 1/RC\omega = \sigma/\varepsilon\omega = 1/\rho\varepsilon\omega \quad (5)$$

la puissance dissipée par effet joule est donc: $p = C\omega U^2 \tan\delta$ (U valeur efficace de la tension)

La constante de recombinaison est liée à la permittivité et aux mobilités par la formule de la Langevin, établie pour les gaz [3] et bien vérifiée pour les liquides

$$K_r = \frac{(\mu_+ + \mu_-)e}{\varepsilon} \quad (6)$$

Ainsi, d'après les expressions (1), (4) et (6), il doit être possible d'évaluer σ pour des liquides de permittivité ε et de viscosité dynamique η connue renfermant tel ou tel électrolyte.

I.5 Conclusion

Nous concluons que le fluide a deux liquides polaires et non polaires et polaires utilisés dans les pratiques industrielles et les liquides peuvent résoudre et la séparation des matériaux exotiques, mais à des degrés divers

La mobilité des ions varie inversement la viscosité est connu comme le fluide à une température qui se traduisent par une augmentation de la mobilité électrique

Chapitre : II

Types de conduction

II.1 Introduction

Nous ne considérons que le cas de liquides dans lesquels sont dissous des composés (additifs ou impuretés) qui s'y trouvent plus ou moins dissociés en ions (nous excluons le cas où les ions sont engendrés par rayonnement extérieur). Nous examinons les propriétés à l'équilibre des charges en volume puis les mécanismes de conduction volumique..

Les composés susceptibles de se dissocier en solution se classent, selon leur état avant dissolution dans le liquide, en ionophores et ionogènes

II.2 Conduction volumique due à la dissociation d'espèces neutres

II.2.1 Équations générales de la conduction

Les liquides sont des milieux déformables et des travaux récents ont montré l'extrême importance des phénomènes électrohydrodynamiques. Sous l'action de la force de Coulomb, un liquide porteur de charges ne peut généralement pas rester immobile ; il en résulte une instabilité hydrodynamique (le liquide se met en mouvement, le plus souvent turbulent), et le transport de charges se fait par convection (électroconvection). Aussi, les équations générales de la conduction doivent elles prendre en compte les phénomènes électriques et les phénomènes hydrodynamiques.

Si le liquide renferme plusieurs porteurs de charges (en nombre p), l'expression la plus générale de la densité du courant total que l'on mesure dans le circuit extérieur) est une fonction du temps t seul ; elle est la somme des densités de courant de conduction, de déplacement, de convection et de diffusion :

$$\vec{j}(t) = \left(\sum_{m=1}^p \mu_m q_m(x, t) \right) \vec{E}(x, t) + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}(x, t) + \sum_{m=1}^p q_m(x, t) \vec{V}_m(x, t) + \sum_{m=1}^p D_m \overrightarrow{\text{grad}} q_m(x, t) \quad (7)$$

$$\text{avec } \text{div} \vec{j}(t) = 0$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{p} + (\vec{E}) = \epsilon \vec{E}$$

$$\frac{d\vec{E}}{dx} = \frac{\sum_{m=1}^p q_{m+} - \sum_{m=1}^p q_{m-}}{\epsilon} \quad (\text{équation de poisson}) \quad (8)$$

$$\int_0^L \vec{E} d\vec{x} = U_L - U_0 = U \quad (9)$$

D désigne l'induction électrique, \vec{P} la polarisation. On suppose que ϵ ne dépend pas de E (ce qui est vrai jusqu'à plusieurs mégavolts par centimètre) et que l'on est en géométrie plane (les électrodes étant distantes de L) : dans le cas général, on a affaire à deux types de porteurs seulement, de mobilités voisines $\mu_+ \approx \mu_- = \mu$

Dans la plupart des cas, la tension appliquée U est très supérieure à la tension thermique :

$$U_{\text{th}} = kT/e$$

avec $U_{\text{th}} \approx 25$ mV à la température ambiante ($T \approx 300$ K), et l'on néglige le terme de diffusion (D_m désigne le coefficient de diffusion du m^{e} porteur). Les équations hydrodynamiques sont :

La résolution du système complet d'équations, compte tenu des conditions aux limites, est un problème extrêmement difficile ; cependant, l'ingénieur doit avoir présent à l'esprit que, sous tension modérée (quelques centaines de volts), c'est l'instabilité qui est la règle et que la contribution du mouvement du liquide au transport des charges peut être dominante, même entre plans parallèles. Dès 1929, Gemant avait envisagé la possibilité de tels mouvements dans cette géométrie, mais il fallut attendre plusieurs dizaines d'années pour que l'étude soit conduite de façon systématique en géométrie plane. En effet, il n'est pas évident de transposer le cas connu un peu comme une curiosité d'ailleurs du *vent électrique*, flux gazeux que l'on observe aisément dans le cas de l'effet couronne en géométrie très dissymétrique (entre une pointe ionisante et un plan), au cas qui nous intéresse. Nous nous bornerons à indiquer dans quels cas ces phénomènes jouent un rôle important et à montrer comment les apprécier.

II.2.2 Modèle de J.J. Thomson transposé aux liquides

Dès la fin du siècle, J.J. Thomson [6] proposa un modèle de conduction pour les gaz ionisés, qui s'applique à un milieu isolant

- les électrodes sont telles que la décharge des porteurs s'y effectue instantanément ;
- il n'y a pas d'injection ;
- le milieu demeure immobile ;

— il n'existe qu'un seul type de porteurs de chaque signe, créés en volume par un processus de dissociation/recombinaison.

En régime stationnaire, avec les mêmes notations la s'écrit :

$$j = (\mu_+ q_+ + \mu_- q_-) E$$

$$\text{si } q_+ = n_+ e,$$

$$q_- = n_- e$$

et avec n_{\pm} , densité volumique de porteurs. On a par ailleurs :

$$\frac{d}{dx}(\mu_+ n_+ E) = -\frac{d}{dx}(\mu_- n_- E) = Kdv - Krn_+ n_-$$

En utilisant l'équation de Poisson, Thomson aboutit à une équation différentielle non linéaire, reliant la densité de courant au champ électrique et aux autres paramètres caractéristiques. Il existe deux régimes caractéristiques.

Régime quasi ohmique

Si le champ électrique est suffisamment faible pour ne perturber que très peu l'équilibre thermodynamique de dissociation/recombinaison, le milieu possède une conductivité que nous appellerons σ_0 [relation (4)] et la densité de courant obéit à la loi d'Ohm

$$J_0 = \sigma_0 U/L \approx (\mu_+ + \mu_-) e (k_d v / k_r)^{1/2} E \quad (10)$$

Le champ est pratiquement uniforme dans tout le volume, sauf dans deux couches d'épaisseurs λ_+ au voisinage de l'anode et λ_- au voisinage de la cathode, où il est un peu plus fort (par suite de la présence d'hétérocharges).

Le temps de relaxation de conduction ou temps de Maxwell

$$\tau = \varepsilon / \sigma_0 \quad (11)$$

est alors bien plus petit que le temps t_0 dit temps de vol (transit time en anglais) que met une charge à migrer d'une électrode à l'autre en champ uniforme :

$$t_0 = L / \mu E = L^2 / \mu U \quad (12)$$

la nombre adimensionnel

$$C_0 = t_0 / 2\tau = q_{\pm} L^2 / \varepsilon U \quad (13)$$

caractérise le régime de conduction.

$C_0 \geq 1$ correspond au régime ohmique ; quand le champ croît, les deux

couches λ_{\pm} s'élargissent progressivement ; Thomson suppose que, dans ces couches, la recombinaison des ions est négligeable, et que, lorsqu'elles se rejoignent, il y a transition au régime de saturation.

Régime de saturation

Il est pratiquement atteint quand les couches d'épaisseur λ_{\pm} occupent tout le volume du diélectrique ; si la recombinaison est négligée, tous les ions créés sont aussitôt entraînés par le champ et le courant atteint une valeur limite, correspondant au courant de saturation de densité :

$$j_s = k_d v_e L \quad (14)$$

On définit la tension de saturation U_s en combinant avec $j_0 = j_s$ et si les mobilités sont égales ($\mu_+ \approx \mu_- = \mu$)

$$U_s = \sigma_0 L^2 / 2 \varepsilon \mu \quad (15)$$

$$j_s = \sigma_0^2 L / \varepsilon \mu$$

Notons que l'on a également : $C_0 = j_s / j_0$

— Pour $U = U_s$, $C_0 = 1$

— Le régime de saturation bien établi ($U \geq U_s$)

correspond à $C_0 \leq 1$

Enfin, on peut montrer que la courbe de répartition du champ électrique entre les électrodes est parabolique, sa concavité étant tournée vers les E positifs. La distorsion relative du champ $\Delta E / E$ est maximale pour $U = U_s$; elle décroît très vite quand U croît, en effet :

$$\Delta E / E \approx j_s L^3 / 4 \varepsilon \mu U^2$$

II.2.3 Régime transitoire de conduction

Nous nous intéresserons dans ce paragraphe à l'évolution dans le temps du courant lorsque l'on applique un créneau de tension continue U à front de montée rapide à un liquide renfermant un électrolyte. La densité de courant à l'instant initial est, quel que soit le mécanisme de conduction :

$$j(t=0) = \sigma_0 U / L \quad (16)$$

Bien entendu, nous supposons qu'il n'y a pas d'injection, ni de génération de porteurs nouveaux en volume en un temps plus court que le front

de montée de U .

Cependant, l'évolution de $j(t)$ est singulièrement différente selon les régimes de conduction et les conditions expérimentales.

II.2.3.1 Cas d'un électrolyte totalement dissocié

II.2.3.1.1 Tensions faibles (de plusieurs volts à quelques dizaines de volts)

Le liquide n'est pas le siège de mouvements électrohydrodynamiques.

Si $C_0 < 1$, le champ reste pratiquement uniforme ; on montre aisément que pour $C_0 \ll 1$:

$$j(t) \approx (\sigma_0 U/L) [1 - t/t_0] \quad (17)$$

Tous les ions disparaissent du liquide en un temps de l'ordre de t_0

Si $C_0 > 1$, les hétérocharges collectées par les électrodes renforcent fortement le champ dans de fines couches près des électrodes ; le champ uniforme dans le volume du liquide est considérablement abaissé. La zone centrale du liquide constitue un réservoir d'ions qui sont transportés dans les couches latérales où le courant est limité par charge spatiale. On montre, par calcul numérique [7], que le courant décroît très rapidement dans une première phase (en un temps $t_1 < t_0$) puis lentement par la suite suivant une loi donnée par:

$$j(t) = Cte t^{-3/4} \quad (18)$$

Le temps t_e nécessaire à l'achèvement de l'électrolyse est bien supérieur à t_0 .

II.2.3.1.2 Tensions fortes (plusieurs kilovolts ou dizaines de kilovolts)

L'état transitoire d'électrolyse est un cas typique où une instabilité électrohydrodynamique EHD peut intervenir puisqu'il y a une introduction d'ions par une surface non rigide (zone centrale) et collection par des parois rigides. Une violente agitation du liquide se manifeste: le brassage du liquide uniformise la charge spatiale et rend donc le champ électrique presque uniforme. Le passage du courant est fortement favorisé. Si l'on suppose que le champ est uniforme et les mobilités égales :

$$j(t) = 2\mu q(t)E$$

$$dq(t)/dt = -j(t)/L$$

et l'on obtient:

$$j(t) = (\sigma_0 U/L) \exp(-2t/t_0) \quad (19)$$

Le temps nécessaire à l'achèvement de l'électrolyse est bien supérieur à t_0 mais bien plus court qu'il le serait sans agitation du liquide.

L'état stationnaire de conduction volumique, au contraire, est hydrodynamiquement stable.

II.2.3.1.3 Cas d'un électrolyte faiblement dissocié

C'est le cas le plus fréquent dans la pratique où il s'agit de liquides non polaires, donc peu dissociants. Même sous forte tension, l'agitation EHD est modérée et ne modifie par de façon importante la cinétique des phénomènes. Considérons le cas où la conduction s'effectue par paires d'ions, selon le modèle de Thomson. Deux cas extrêmes peuvent se présenter selon que $U < U_S$ ou $U > U_S$.

Temps court (inférieur ou égal au temps de vol t_0)

— Si $U < U_S$ il y a un faible écart entre le courant initial $j_{t=0}$ et le courant stationnaire j_0 .

— Avec $U > U_S$ contrairement au cas précédent ; $j(t)$ décroît linéairement pour atteindre la valeur j_S en un temps voisin de t_0 . Temps long

— Les courants *stationnaires* évoluent en fait plus ou moins lentement dans le temps (selon la nature du sel et du liquide) ; toujours avec l'hypothèse du champ uniforme, on peut montrer que, si l'on demeure sur la partie ohmique de $j(U)$, on élimine lentement l'électrolyte et :

$$j(t) = j_0 [1 - (2K_d \tau_r t / t_0)] \quad \text{pour } U < U_S \quad (20)$$

avec $\tau_r = (K_d \nu K_r)^{-1/2}$ temps de relaxation chimique de l'électrolyte.

— Si, au contraire, le courant se fixe à la valeur $j_S(t=0)$ correspondant à une concentration initiale c_0 , celle-ci baisse progressive-ment dans le temps et :

$$j(t) = j_S(t=0) \exp(-K_d t) \quad \text{pour } U > U_S \quad (21)$$

La vérification expérimentale des lois que l'on vient de présenter a été faite aux temps courts ou aux temps longs en utilisant des électrodes collectrices appropriées (membranes échangeuses d'ions recouvrant des

électrodes métalliques) [7]. Entre électrodes métalliques, les courants transitoires obéissent aux lois prévues, lorsque l'on a affaire à des solutions de surfactant tel que l'AOT dans des liquides de faible permittivité relative

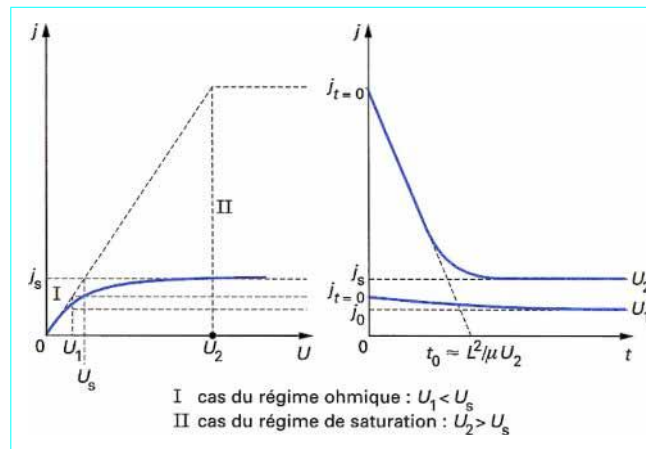


Figure 1 – Régime transitoire de conduction, aux temps courts, selon le modèle de Thomson : cas d'un électrolyte faiblement dissocié

II.2.4 Régime alternatif sinusoïdal

Les considérations précédentes peuvent se transposer, dans une large mesure, au cas du régime alternatif. Les temps caractéristiques sont alors :

— le *temps de transfert* t_1 d'une charge d'une électrode à l'autre

en champ sinusoïdal uniforme, soit, si $\sqrt{u^2} = 2U$

$$t_1 = (2L^2 / \mu \omega U)^{1/2} \quad (22)$$

— la durée de la demi-période :

$$T/2 = \pi / \omega$$

• Si $t_1 \geq T/2$, on demeure dans le régime ohmique et :

$$\tan \delta = \sigma_0 / \varepsilon \omega$$

• Si $t_1 \leq T/2$, en supposant que le courant atteigne très vite sa valeur à saturation, on peut évaluer une valeur de $\tan \delta$ généralisée, définie comme le rapport de l'énergie perdue par cycle à l'énergie réactive ; on obtient [7] :

$$\tan \delta = (4/\pi) K_d v e L^2 / \varepsilon \omega \hat{U} \quad (23)$$

Il y a donc possibilité d'une diminution de $\tan \delta$ quand U croît, comme c'est le

cas pour l'effet de barrière (ou effet Garton) bien connu des électriciens dans le cas des isolations imprégnées, mais les mécanismes sont très différents, puisque, dans l'effet de barrière, on suppose les parois bloquantes.

II.2.5 Conduction renforcée par le champ électrique

II.2.5.1 Théorie d'Onsager

Cette théorie a été élaborée pour rendre compte de l'accroissement de la conduction dû au champ électrique pour des milieux soumis à une tension continue.

À l'équilibre thermodynamique, l'énergie électrique entre deux ions portant une même charge e , séparés de r , est :

$$W = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r}$$

En présence d'un champ électrique E , cette énergie devient :

$$W = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r r} - eEr \cos \theta$$

avec θ angle entre le champ électrique et le dipôle. Dans le cas favorable, le dipôle est aligné avec le champ et $\theta = 0$. La réduction de l'énergie de séparation des ions est donc :

$$\Delta W = (e^3 E / \pi \epsilon_0 \epsilon_r)^{1/2}$$

Le champ électrique appliqué modifie les énergies d'interaction entre les ions dans le liquide ; en conséquence, le nombre d'ions libres est augmenté proportionnellement à $\exp(\Delta W/kT)$.

L'accroissement de conductivité dû au champ a été mis en évidence dès 1928, par Wien [1]. Onsager proposa, en 1934, une théorie cinétique, montrant qu'il y avait un renforcement de la dissociation par le champ ; ainsi, la constante de vitesse de dissociation K_d croît avec la valeur de E , alors que la constante de vitesse de recombinaison K_r n'est pas affectée :

$$K_d(E) = K_d(0) J_1 [(-8b)^{1/2}] / (-2b)^{1/2} = K_d(0) F(b) \quad (24)$$

avec :

$$F(b) = 1 + b + (b^2/3) + (b^3/18) + (b^4/180) + (b^5/2700) + \dots \quad (25)$$

Ou;

$$b = e^3 E / 8\pi \varepsilon_0 \varepsilon_r k^2 T^2 \quad (26)$$

La conduction croît appréciablement à des champs d'autant plus faibles que la permittivité du milieu est basse. En effet, on peut

écrire : $b = E/E_d$, avec :

$$E_d = 8\pi \varepsilon k^2 T^2 / e^3 = (8\pi \varepsilon / e)(kT/e)^2 \quad (27)$$

E_d est donc proportionnel à ε ; il est de l'ordre de 20 kV/cm pour $\varepsilon_r = 2,2$ à $T = 300$ K.

Aux champs faibles, d'après (25) et (27)

$$K_d(E) \approx K_d(0)(1 + E/E_d) \quad (28)$$

Dans le cas où la conduction est assurée par un mécanisme dissociation/recombinaison, σ varie comme

$\sqrt{k_d}$ [expression (10)] et son accroissement, pour $E = 10$ kV/cm est, si $\varepsilon_r = 2,2$, de l'ordre de 20 %.

Aux champs forts, $F(b)$ admet pour forme asymptotique :

$$F(b) = (2/\pi)^{1/2} (8b)^{-3/4} \exp(8b)^{1/2} \quad (29)$$

On s'attend donc à un accroissement important de la conductivité pour les liquides de faible permittivité au-delà de 100 kV/cm.

Si le champ électrique est appliqué de façon soudaine, il faut un certain temps pour atteindre le nouvel état d'équilibre. Onsager a montré que, lorsque le degré de dissociation est faible, le temps de réajustement de l'équilibre est :

$$\tau_L = \varepsilon / 2\sigma(E) \quad (30)$$

Ce temps, dénommé temps de Langevin, vaut la moitié du temps de relaxation de conduction ohmique ou temps de Maxwell, et il dépend du champ E .

II.2.5.2 Conséquences de la théorie d'Onsager sur les courants continus et les pertes

Sous tension continue :

— le comportement ohmique est modifié, puisque d'après la relation (10)

$$\sigma_0 \propto (K_d)^{1/2} :$$

$$\sigma(E) = \sigma(0)[F(b)]^{1/2} \quad (31)$$

— le courant de saturation est également affecté, puisque d'après la relation

$$(25) j_S \propto K_d :$$

$$j_S(E) = j_S(0)F(b) \quad (32)$$

On n'observe en général qu'une amorce du plateau de saturation ,

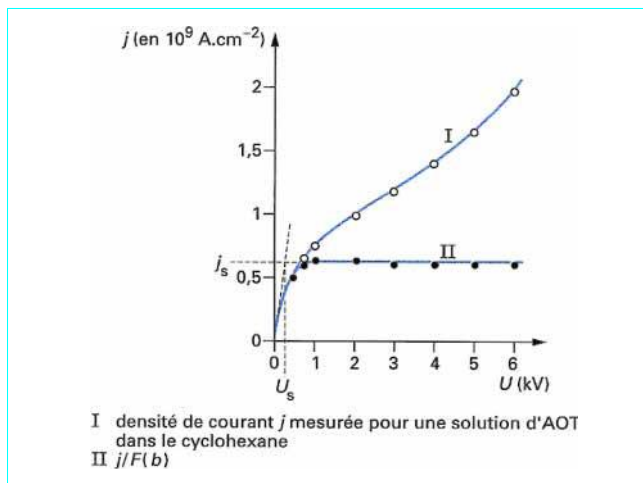
— la constante de temps devient : $\tau(E) = \tau(0)/[F(b)]^{1/2}$ Sous tension alternative de même que précédemment :

— si $t_1 \ll T/2$, on a :

$$\tan \delta \approx \sigma(E)/\epsilon\omega$$

— si $t_1 \gg T/2$, le courant de saturation suit une loi du type de la relation (21),

$\tan \delta$ est une fonction très rapidement croissante de E [5]



. Figure 2 – Régime stationnaire de conduction : influence de la dissociation de l'électrolyte renforcée par le champ

II.3 Conduction due à l'injection de charges par les électrodes

II.3.1 Injection unipolaire stationnaire dans un liquide isolant parfait immobile

Supposons que la conductivité résiduelle soit nulle ($\sigma_0 = 0$) et que l'une des

électrodes soit injectrice, l'autre collectrice (elle n'injecte pas). Les équations (7), (8) et (9), qui correspondent au régime stationnaire, se réduisent à :

$$j = \mu q(x)E(x)$$

$$dE(x)/dx = q(x)/\varepsilon$$

$$\int_0^L E(x) dx = U$$

La courbe de répartition du champ électrique selon l'abscisse x est parabolique et sa concavité est tournée vers les E négatifs :

$$E^2(x) = 2jx / \varepsilon\mu + Cte \quad (33)$$

Si le contact est ohmique, il fournit tous les porteurs souhaitables sur l'injecteur, à $x = 0$, la densité de charge est très grande ($q_i \rightarrow \infty$), et le champ électrique pratiquement nul ($E_i \approx 0$). La densité de courant prend alors la forme très simple :

$$j = (9/8) \varepsilon\mu U^2 / L^3 \quad (34)$$

C'est la loi du courant limité par charge d'espace (space charge limited current ou SCLC) : celle-ci s'oppose au passage du courant (même si q_i est très grand). La force de l'injection est régie par q_i .

L'injection sera dite *faible* si le contact n'est pas ohmique ; le courant ne sera plus alors limité par la charge spatiale, mais régi par la loi d'injection

De même que nous avons caractérisé le régime de conduction par le nombre sans dimension C_0 , nous caractérisons la force de l'injection par le nombre sans dimension :

$$C_i = q_i L^2 / \varepsilon U \quad (35)$$

Ce nombre apparaît lorsqu'on écrit les équations électriques sous forme réduite, en utilisant les notations :

$$x' = x/L$$

$$E' = E/(U/L)$$

$$j' = j/(\varepsilon\mu U^2 / L^3)$$

$$q' = q/(\varepsilon U/L^2)$$

$$t' = t/t_0$$

— pratiquement, dès que $C_i > 5$, l'injection est forte, et l'on est en régime SCLC;

— au contraire, si $C_i < 10^{-1}$: $j' \approx C_i$

avec

E'_i valeur réduite du champ sur l'injecteur,

E_c valeur réduite du champ sur le collecteur.

On remarque que, si q_i est constant (en particulier indépendant de U), la densité réelle de courant : $j = f(C_i)(\epsilon\mu U^2/L^3)$

varie sensiblement comme (U^2/L^3) si U est faible (car C_i est grand), mais en revanche, si U est grand, (donc C_i faible), $j' \approx C_i$ correspond à :

$$j = \mu q_i U/L \quad (36)$$

Ainsi, l'injection unipolaire faible donne lieu à un courant stationnaire qui varie de la même façon qu'un courant ohmique.

II.4 Conclusion

Fluides isolants en théorie Thomson pour le transfert du liquide est de deux types de basse tension et haute tension

Pour améliorer accroché à la théorie de Onsager développé électrique pour calculer l'augmentation de la prestation

Chapitre : III

Mesures de caractérisation du comportement des liquides

III.1 Introduction

Nous venons de montrer la grande diversité et complexité des phénomènes de conduction dans les liquides. Il est donc indispensable d'utiliser simultanément des techniques expérimentales élaborées (effet électro-optique de Kerr, strioscopie, cinématographie rapide, spectroscopie), associées aux mesures électriques pour pouvoir faire la part de la conduction due à des mécanismes d'origine volumique de celle liée à des phénomènes d'injection aux interfaces. Parmi les différentes techniques de mesure citons :• Les mesures de la résistivité ρ et du facteur de dissipation $\tan \delta$ en fonction de divers paramètres (température, fréquence, etc.).

III.2 Mesure de la résistivité et du facteur de dissipation $\tan \delta$

Selon les normes françaises, étrangères ou internationales, la résistivité est obtenue à partir de la valeur du courant mesuré au bout d'une minute après application d'une tension continue constante produisant entre électrodes planes et parallèles distantes de 1 à 2,5 mm un champ de 2 000 à 12 000 V/cm (norme ASTM) ou de 2 500 V/cm (norme AFNOR et CEI).

La résistivité ainsi mesurée est désignée dans les normes par « résistivité sous tension continue ». En fait, il ne s'agit pas de la véritable résistivité parce que dans les conditions préconisées par les normes, l'équilibre thermodynamique de dissociation/recombinaison est perturbé par l'action d'un champ trop élevé et parce que la mesure du courant est effectuée au bout d'un temps trop long (et fixé arbitrairement sans justification physique ou pratique).

On peut mesurer la véritable résistivité, caractérisant la pureté ionique initiale du liquide, en utilisant diverses formes d'onde de tension (créneaux alternés, sinusoïde), à condition de satisfaire les critères suivants :

- opérer sous champ faible (≤ 1000 V/cm) pour minimiser les phénomènes de génération d'ions en volume et/ou aux électrodes ;
- utiliser de faibles tensions (dizaines de volts) pour éviter les phénomènes d'électro convection ;

- choisir une distance L entre électrodes suffisante pour minimiser les effets inter faciaux et augmenter les temps de vol t_0 des ions ($L \geq 1$ mm) ;
- utiliser une tension de polarité périodiquement alternée pour minimiser la collection d'ions et les effets de polarisation des électrodes ;
- mesurer le courant à un instant de mesure t_m bien inférieur au temps de vol t_0 .

Certains appareils récents, utilisant des créneaux de tension rectangulaires alternés de faible amplitude (10 V) et de basse fréquence (1 Hz), permettent de satisfaire toutes ces conditions et de mesurer convenablement la résistivité des liquides. De plus, une très grande sensibilité, qui est une caractéristique nouvelle de ces appareils, leur permet de mesurer des résistivités très élevées ($10^{17} \Omega \cdot \text{cm}$). Il n'est alors plus nécessaire de chauffer les liquides très isolants pour abaisser leur résistivité, afin de pouvoir la mesurer.

En utilisant un pont de mesure (pont de Schering, pont de comparaison) opérant sous tension alternative sinusoïdale de faible amplitude (dizaine de volts), on obtient le facteur de dissipation $\tan \delta$; il est relié à la résistivité ρ par l'expression (5) :

$$\tan \delta = 1/\rho\epsilon\omega$$

lorsque le liquide ne possède aux fréquences mesurées que des pertes par conduction ; cela est le cas pour la plupart des liquides isolants utilisés en électrotechnique qui sont dénués de pertes dipolaires en basse fréquence ($f \leq 10^4$ Hz).

Ainsi, la valeur de ρ déduite de la valeur de $\tan \delta$ mesurée (à diverses fréquences, par exemple entre 10 Hz et 10 kHz) coïncide avec les mesures obtenues sous créneaux de tension. Cependant, la sensibilité insuffisante des ponts de mesure limite souvent leur emploi, en particulier pour la caractérisation des liquides à température ambiante sous faible tension (<100V)

Bien entendu, la caractérisation du comportement sous champ intense d'un liquide doit se faire en tenant compte de l'utilisation projetée : tension continue ou alternative; nature et écartement des électrodes ; température ; temps d'application de la tension; réponse aux surtensions, etc. Sous tension

continue, on relèvera l'allure des courants transitoires, en général avec un oscilloscope. Sous tension alternative, on mesure l'évolution de la capacité et des pertes avec un pont de mesure à haute tension tel que le pont de Schering.

III.3 Mesure de la mobilité des ions

Quoique la mobilité μ des ions puisse être appréciée à l'aide de l'expression (1), il est quelquefois nécessaire de la mesurer avec précision. Il peut s'agir d'ions connus (que l'on introduit dans le liquide par des moyens appropriés) ou d'ions inconnus, qui préexistent dans le liquide, ce qui constitue le cas le plus fréquent dans la pratique.

Les méthodes de mesure sont fondées, pour la plupart, sur le comportement des ions dans les différents régimes de conduction que nous avons examinés précédemment, sous tension impulsionnelle continue ou alternative. Les techniques de mesures électriques consistent le plus fréquemment à relever les courants transitoires et/ou stationnaires en fonction du temps sous créneau de tension ou tension continue croissante pour différents écartements d'électrodes. On peut obtenir μ :

- soit à partir du temps de vol t_t ;
- soit à partir des lois de variation des courants stationnaires ;
- soit à partir des mesures de conductivité.

À partir du temps de vol

L'application d'un créneau de tension provoque des courants transitoires dont l'allure diffère notablement selon les mécanismes mis en jeu.

S'il s'agit d'un processus dissociation-recombinaison, l'application de créneaux de quelques dizaines à quelques centaines de volts, provoque le balayage des ions et le courant décroît dans le temps. Si la décroissance est linéaire, les mobilités des ions étant voisines, le courant atteint une valeur sensiblement constante, en un temps de l'ordre de :

$$t_0 = L^2 / \mu U \quad (37)$$

S'il s'agit d'un processus d'injection unipolaire, l'allure des courants transitoires permet de reconnaître s'il s'agit bien d'injection forte (il y a un pic de courant) ou d'injection faible (courant croissant suivi d'un plateau), et

d'apprécier le temps de vol t_i .

On peut provoquer une sorte d'injection temporaire de charges en appliquant une tension modérée pendant un temps assez court (quelques secondes ou dizaines de secondes) : une partie des ions initialement présents n'est pas déchargée, et constitue, au voisinage des électrodes, des couches unipolaires ; si l'on applique soudainement une tension de polarité opposée, ces couches se déplacent et donnent naissance à des courants transitoires similaires à ceux de l'injection unipolaire, ce qui permet d'apprécier la mobilité des ions

L'injection de porteurs de charge peut être obtenue par irradiation brève ou permanente d'une électrode ou du liquide. Diverses méthodes, décrites dans les monographies citées en références, permettent de mesurer les mobilités des porteurs de charge ainsi créés : ce sont en général des ions, mais on ne connaît pas précisément leur nature

À partir des lois des courants stationnaires

La variation du courant en fonction de la tension U et de la distance L des électrodes permet de différencier avec certitude les régimes de dissociation des régimes d'injection. Dans le premier cas, la mesure de j_0 et j_s permettra d'obtenir la mobilité d'après les expressions (15) et (16). Dans le second cas, si l'injection est forte, on obtient μ .

La théorie du courant limité par charge d'espace entre électrodes planes a été étendue au cas où injecteur et collecteur sont des cylindres coaxiaux ou des sphères concentriques. On peut obtenir, en utilisant comme injecteur une pointe de faible rayon de courbure et comme collecteur un plan (cet ensemble d'électrodes étant assimilé à des sphères concentriques), une estimation satisfaisante de la mobilité des ions injectés (de même polarité que la pointe).

À partir des mesures de conductivité

Nous avons vu, au qu'aux très faibles concentrations la conductivité de certains électrolytes était proportionnelle à leur concentration : la conductivité équivalente tend alors vers une constante Λ_0 , conductivité équivalente limite qui est proportionnelle à la somme des mobilités des ions

de l'électrolyte.

De nombreux exemples sont donnés dans le livre de Bockris [1].

III.4 Mesure de la distribution du champ électrique dans le liquide

Il est d'une grande importance pratique, dans les problèmes d'isolation, de connaître la distribution dans l'espace et l'évolution dans le temps, du champ dans l'épaisseur du matériau. Une méthode optique d'une grande fiabilité permet d'atteindre ce but lorsqu'il s'agit d'un isolant transparent : elle consiste à mettre à profit l'effet électro-optique de Kerr ; cette méthode offre en outre l'avantage de n'introduire aucune perturbation sur le phénomène étudié (contrairement, par exemple, à celle qui consiste à introduire des sondes dans un liquide). Nous ne donnerons dans ce qui suit que des informations d'ordre général sur l'effet Kerr et sa mise en œuvre pour les mesures de champ électrique.

Certains milieux anisotropes sont biréfringents : ils possèdent une certaine anisotropie due à leur structure propre. On peut observer des phénomènes optiques analogues dans des milieux naturellement isotropes, lorsqu'on y fait apparaître une dissymétrie par une action extérieure : cette biréfringence est dite accidentelle. En grande majorité, les liquides deviennent biréfringents quand on les soumet à un champ électrique ; la biréfringence électrique est nommée effet Kerr. La direction du champ électrique E est une direction privilégiée, autour de laquelle le phénomène présente la symétrie de révolution :

les propriétés optiques du liquide sont celles d'un cristal uniaxe, dont l'axe optique est la direction du champ électrique.

Lorsqu'un faisceau lumineux, parallèle aux électrodes d'un condensateur plan rempli d'un liquide, traverse le condensateur suivant sa longueur, l'expérience montre que, pour la radiation de longueur d'onde λ (loi de Kerr), on a :

$$n_e - n_0 = B \lambda E^2 \quad (38)$$

avec n_0 indice ordinaire, correspondant aux vibrations perpendiculaires au champ,

n_e indice extraordinaire, relatif aux vibrations parallèles au champ,

B constante de Kerr du liquide pour la longueur d'onde λ .

Le signe de $(n_e - n_0)$ est indépendant du sens du champ ; les liquides acquièrent en général les propriétés d'un cristal uniaxe positif, et $B \geq 0$.

Si l'on utilise un faisceau lumineux polarisé rectilignement, après traversée du condensateur, on montre que le déphasage entre les deux vibrations est :

$$\varphi = 2\pi BLE^2 \quad (39)$$

Si l'on opère entre polariseur et analyseur « croisés », et dont les axes sont disposés à 45° de la direction du champ électrique, l'intensité lumineuse I de la vibration transmise par l'analyseur est reliée à l'intensité incidente I_0 par :

$$I = I_0 \sin^2(\varphi / 2) \quad (40)$$

La radiation de longueur d'onde λ est éteinte lorsque $\sin^2(\varphi / 2) = 0$, soit lorsque :

$$B LE^2 = m \quad (41)$$

m : entier positif.

Si le champ est uniforme dans le liquide, l'espace entre électrodes est uniformément éclairé, ou obscur. Au contraire, à un champ hétérogène, correspondra un éclairage variable ; on peut ainsi observer des zones claires et des franges sombres correspondant à un champ bien défini, tracer une « carte » précise du champ et évaluer les charges d'espaces.

Des dispositifs électro-optiques plus complexes permettent d'obtenir d'autres informations sur la distribution spatiotemporelle du champ.

À l'inverse, lorsque l'uniformité du champ est très grande, des cellules remplies de liquides à grande constante de Kerr (nitrobenzène désionisé par exemple) ont permis de réaliser des obturateurs rapides et des modulateurs de lumière.

On notera que la constante de Kerr, très grande pour certains liquides polaires ($B = 4,44 \times 10^{-12} \text{ m} \cdot \text{V}^{-2}$ pour le nitrobenzène) est bien plus faible pour les liquides non polaires ($B \approx 4 \times 10^{-15} \text{ m} \cdot \text{V}^{-2}$ pour le benzène, comparable pour les huiles de transformateurs) ; les mesures dans ces liquides ne sont aisément mises en œuvre qu'aux champs intenses [4] ; aux champs faibles, l'emploi de dispositifs élaborés est nécessaire .

III.5 Conclusion

Il peut mesurer la résistance réelle qui caractérisent la pureté du liquide, en utilisant une longueur d'onde

Les caractéristiques du travail dans le domaine de l'utilisation faible et basse tension Pâturage doit caractériser le comportement dans le domaine de liquide intensif et en mesurant la variation de la capacité et de la perte mesure avec un pont à haute tension

Conclusion générale

On remarque d'après cette étude que la maîtrise des liquides diélectriques est importante car la bonne compréhension de phénomène de conduction des liquides nous permet de définir le rôle que va jouer notre liquide dans les différents matériels électrotechniques, soit le rôle d'un isolant, rôle d'un caloporteur, rôle de ralentir l'oxydation ou le rôle de diminuer les décharges partielles.

la conduction dans les liquides diélectriques, sans dissimuler les difficultés qui subsistent.

On a certainement noté l'importance des facteurs chimiques pour l'existence même du phénomène et le poids des arguments chimiques en faveur de tel mécanisme global.

Il est décevant de penser que nous n'avons pas de preuve indiscutable d'une relation causale nécessaire entre injection et agitation. La théorie, sous sa forme actuelle, l'affirme, mais l'expérience ne l'a pas encore confirmé. En revanche, la chimie nous montre que l'injection est presque toujours présente, très souvent dominante, et, dans ces conditions, le mécanisme de transport lie fait plus de doute, l'importance de l'injection comme cause d'instabilité et de transport hydro dynamique étant parfaitement établie. Les études futures porteront plutôt sur une analyse fine de ce phénomène si intéressant, qui fait voir la turbulence sous un aspect assez différent de celui rencontré d'ordinaire en mécanique des fluides.

En résumé, les travaux que j'ai voulu présenter sont un exemple encourageant de recherche pluridisciplinaire et donnent une image assez cohérente d'un phénomène très général, très important en électrotechnique et en électronique

-
- [1] BOCKRIS (J.O'M.) et REDDY (A.K.M.). – *Modern electrochemistry* (Électrochimie moderne). 1 et 2 Plenum Press, New York 1 432 p. (1970).
 - [2] SCHMIDT (W.F.). – *Electronic conduction processes in dielectric liquids* (Processus de conduction électronique dans les liquides diélectriques). IEEE Trans. on Elect Insul., El-19, n^o 5, p. 389-418 (1984).
 - [3] LANGEVIN (P.). – *L'ionisation des gaz*. Ann. de Chim. et de Phys., 7^e série t. XXVIII, p. 289-292 (1903).
 - [4] DENAT (A.). – *Étude de la conduction électrique dans les solvants non polaires*. Thèse de doctorat ès sciences, Grenoble, 203 p. (1982).
 - [5] DENAT (A.), GOSSE (B.) et GOSSE (J.P.). – *High field DC and AC conductivity of electrolyte solutions in hydrocarbons* (Conductivité sous champ fort continu et alternatif de solutions d'électrolytes dans les hydrocarbures). J. Electrostatics (NL) 11, p. 179-194 (1982).
 - [6] THOMSON (J.-J.) et THOMSON (G.P.). – *Conduction of electricity through gases* (Conduction de l'électricité dans les gaz). Cambridge University Press. 456 p., 3^e éd. (1928).
 - [7] TOBAZÉON (R.). – *Étude des phénomènes d'interface au contact d'un liquide isolant et d'un solide*. Thèse de doctorat ès sciences Grenoble, 149 p. (1973).

Résumé

Les liquides diélectriques présentent toujours une conduction notable, qui n'est due à l'électrolyse d'impuretés dissoutes que pour des champs électriques assez faibles. A partir d'une tension qui va, le courant est fourni principalement par l'injection de porteurs, créés par des réactions de nature électrochimique auxquelles les ions d'origine électrolytique servent de catalyseurs. L'injection (uni- ou bipolaire) est un puissant facteur d'instabilité mécanique et les ions injectés sont transportés par convection, leur mobilité jouant un rôle secondaire. La tension critique d'instabilité peut n'être que de quelques volts ; au-dessus, on a un régime cellulaire puis une turbulence de plus en plus fine, qui simule une mobilité ionique anormale dont l'ordre de grandeur est $\sqrt{\epsilon/\rho}$. Ces résultats s'appliquent aux liquides nématiques, car la chimie montre que pour eux aussi l'injection est un mode de conduction habituel, fournissant dans certains cas la quasi-totalité du courant.