

Ecole Nationale Polytechnique

Département de Génie Electrique



T H E S E

Présentée par

Allal NOUAR

Ingénieur d'état en électrotechnique de l'ENP
En vue de l'obtention du diplôme de

Magister

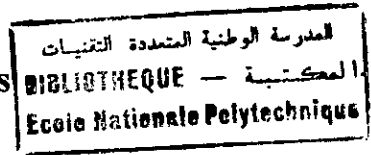
Spécialité : Electrotechnique, Option : Réseaux électriques et Techniques de haute tension

**Etude Numérique de l'influence des cavités gazeuses et
d'eau sur la distribution du champ électrique, de la
pression électromécanique et des pertes diélectriques dans
l'isolation des câbles de haute tension**

Soutenu le 08 décembre 1999, devant la commission d'examen :

Président	A. HELLAL	Maître de Conférences à l'ENP, Alger
Rapporteur	A. BOUBAKEUR	Maître de Conférences à l'ENP, Alger
Examineurs :	N. BELHANECHÉ	Maître de Conférences à l'ENP, Alger
	M. SAIDI	Maître de Conférences à l'USTHB, Alger
	A. MEKHALDI	Chargé de cours à l'ENP, Alger
Invité	A. RAHMOUN	ENICAB, Biskra

Avant-propos



Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur Boubakeur Ahmed, maître de conférences à l'ENP, qui a bien voulu diriger cette thèse. Je le remercie vivement de m'avoir laissé le libre choix de la méthode que j'ai employé dans l'élaboration de ce travail, d'autre part, sa disponibilité et ces conseils m'ont beaucoup aidé à réaliser mes résultats.

Je tiens à remercier Monsieur A. Hellal, Maître de conférences à l'ENP, d'avoir bien voulu me faire l'honneur de présider le jury de ma thèse.

De la même façon, je suis très reconnaissant à Madame N. Belhaneche, Maître de conférences à l'ENP et aux Messieurs M. Saidi, Maître de conférences à l'USTHB et A. Mekhaldi, Chargé de cours à l'ENP qui ont accepté d'examiner mon travail et de faire partie du jury de soutenance, je leur présente ici mes plus vifs remerciements.

Mes remerciements s'adressent également à Monsieur A. Rahmoun de l'ENICAB de Biskra, qui a accepté notre invitation et nous a honoré par sa présence à cette soutenance.

Mes remerciements s'adressent aussi au personnel de l'institut du génie électrique du Centre Universitaire de Laghouat plus particulièrement aux Messieurs M. Lahdeb, M. Guibadj, B. Yousfi et à Mademoiselle M Khachba qui m'ont beaucoup aidé durant la période de finalisation de ma thèse.

Enfin je remercie ma femme qui m'a soutenu durant toutes ces années de préparation de cette thèse et à qui je la dédie ainsi qu'à mes filles Manal et Khédidja.

تعتبر الفترة التي تفصل بين لحظة تطبيق التوتر و لحظة ظهور أول فرع من الشرارة الكهربائية الطور الذي لا يزال يكتفه الكثير من الغموض. اقتراحنا للحصول على رؤية واضحة لهذا الطور، تكمن في تحديد قيم الجهود الكهربائية و الكهروميكانيكية و الحرارية بجوار الثغرات المحتوية على الهواء او الماء والتي قد يحتوي عليها العازل. حيث يتم تقدير هذه الجهود بواسطة حساب المجال الكهربائي و ضغط الكهرباء الساكنة و الضياع بسبب التخلفية الكهربائية داخل العازل و هذا باستعمال طريقة الفروق المنتهية.

الكلمات المفاتيح:

حبل كهربائي - عازل - ثغرة - حقل كهربائي - الضغط الكهروميكانيكي - الضياع بسبب التخلفية الكهربائية - طريقة الفروق المنتهية.

Résumé :

La période qui sépare l'application de la tension et l'apparition de la première branche d'arborescence est la phase de décharge la moins connue. L'approche que nous proposons pour élucider cette phase, consiste à déterminer les distorsions qui se produisent dans la distribution des contraintes électrique, électromécanique et thermique dans le voisinage d'une cavité d'air et d'une vacuole d'eau contenues dans l'isolation. Nous estimons ces contraintes par les valeurs du champ électrique, de la pression électrostatique et des pertes diélectriques que nous calculons par la méthode des différences finies.

Mots clés :

Câble- Isolation- Cavité- Champ électrique- Pression électromécanique- Pertes diélectriques- Méthode des différences finies.

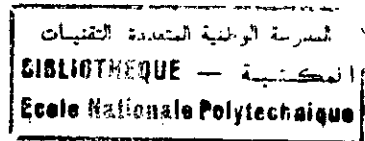
Abstract:

The period that separates the application of voltage and the apparition of the first branch of treeing is the least known discharge phase. The approach proposed to clarify this phase consist to determine the distortions produced in the electric, electromechanical and thermal stress distribution in the neighbourhood of a cavity of air and a vacuole of water contained in the insulation. We estimate these stresses by the levels of the electric field, the electrostatic pressure and dielectric losses that we calculate by the finite difference method.

Key words:

Cable- Insulation- Cavity- Electric field- electromechanical pressure- dielectric losses- finite difference method.

SOMMAIRE



	Pages
Introduction	1

Partie I : Etude bibliographique

CHAPITRE I : Constitution et comportement des câbles électriques en service

I.1	Généralités.....	3
I.2	Constitution du câble.....	3
I.3	Propriétés de l'isolation.....	4
	a – Propriétés électriques.....	4
	b – Propriétés mécaniques et chimiques.....	5
I.4	Contraintes supportés en service par l'isolation.....	5
	I.4-1 Tenue aux contraintes diélectriques.....	5
	a - Contrainte diélectrique normale en service.....	5
	b – Tenue à la surtension.....	5
	I.4-2 Tenue aux contraintes mécaniques.....	5
	I.4-3 Tenue aux contraintes thermiques.....	6

CHAPITRE II : Processus de dégradation des isolants contenant des défauts

II.1	Origine des défauts dans les câbles de haute tension.....	7
II.2	Morphologie des polymères et microcavités.....	7
II.3	Localisation des cavités dans l'isolation des câbles.....	8
II.4	Décharges partielles.....	9
	II.4-1 Effets des décharges partielles.....	9
	II.4-3 Phénomène des décharges dans les solides.....	9
	a – Décharges intrinsèques.....	9
	b – Décharges thermiques	10
	II.4-3 Tension disruptive des cavités.....	10
II.5	Mécanisme de détérioration d'un isolant renfermant des cavités.....	10
	II.5-1 Point chaud	10
	II.5-2 Erosion.....	10
	II.5-3 Réaction chimique.....	10
	II.5-4 Injection des porteurs de charges.....	10
II.6	Le claquage.....	11
	II.6-1 Claquage des isolants solides.....	11
	II.6-2 Classification des mécanismes de claquage.....	11
	a – Claquage intrinsèque.....	12
	b – Claquage thermique.....	12
	c - Claquage électromécanique.....	14

II.7	Modèle analogique de simulation d'une cavité unique dans un isolant.....	16
II.7.1	Isolant avec cavité non amorcée.....	17
II.7.2	Isolant avec cavité amorcée.....	19
II.7.3	Critiques sur la fidélité du modèle analogique.....	19
II.8	Influence d'une cavité sur la distribution du champ électrique.....	21
II.9	Limites d'influence d'une cavité sur la distribution du champ électrique.....	22

Partie II – Simulation – Résultats et interprétation

CHAPITRE III : Modèle mathématique de calcul des contraintes

III.1	Introduction.....	24
III.2	Calcul du champ électrique.....	24
III.2-1	Domaine de calcul du champ électrique dans l'isolation des câbles.....	24
III.2-2	Modèle analytique.....	25
III.2-3	Détermination du modèle numérique par la méthode des différences finies.....	25
	i – Principe.....	25
	ii – Principales étapes de la méthode.....	25
	iii – Discrétisation du domaine.....	25
III.2-4	Câble à isolation homogène.....	26
III.2-5	Câble à isolation contenant une cavité.....	28
III.2-5.1	Approximation du potentiel aux différents nœuds.....	28
III.2-5.2	Nœuds des frontières rectilignes de la cavité.....	29
III.2-5.3	Nœuds des frontières rectangulaire de la cavité.....	30
III.2-6	Approximation du champ électrique en chaque nœud.....	31
III.3	Organigramme.....	32

CHAPITRE IV : Résultats et interprétations

IV.1	Caractéristiques du câble.....	37
IV.2	Problématique.....	37
IV.3	Résultats et interprétation.....	39
IV.3-1	Perturbations dues à un cavité d'air.....	39
A	Influence de la cavité sur le champ électrique.....	39
B	Influence de la cavité sur la pression électromécanique.....	43
C	Influence de la cavité sur les pertes diélectriques.....	46

IV.3-2 Perturbations dues à une vacuole d'eau.....	49
A – Influence de la vacuole sur le champ électrique.....	49
B - Influence de la vacuole sur la pression électromécanique.....	52
C - Influence de la vacuole sur les pertes diélectriques.....	55
IV.3-3 Influence de deux cavités d'air de mêmes tailles sur la distribution du champ électrique et la pression électromécanique	57
IV.3-4 Influence de deux cavités d'air de tailles différentes sur la distribution du champ électrique et la pression électromécanique.....	57
IV.3-5 Influence de deux vacuoles d'eau de mêmes tailles sur la distribution du champ électrique et la pression électromécanique.....	62
IV.3-6 Influence de deux vacuoles d'eau de tailles différentes sur la distribution du champ électrique et la pression électromécanique.....	62
Conclusion.....	67
Bibliographie.....	70

I- Introduction

Au cours de la fabrication des câbles d'énergie à matériaux isolant synthétique, un certain nombre de microcavités apparaît dans leur système d'isolation. La taille de ces défauts varie entre $1\mu\text{m}$ et $20\mu\text{m}$ et leur distribution est telle que dans le câble leur nombre est plus important dans la zone la plus proche de la gaine de protection. La formation inévitable de ces défauts, est due aux procédés employés dans la réticulation des polymères suite à la décomposition du peroxyde ou à la pénétration d'eau [1,2].

Les investigations faites sur la tenue de l'isolation synthétique des câbles de haute tension alternative montrent que les cavités sont à l'origine de la rupture des matériaux diélectriques ainsi que du vieillissement sous les contraintes électrique et thermique de service [3 - 6].

Ces cavités rendent l'isolation hétérogène dans le domaine où elles se trouvent, et provoquent une distorsion dans la distribution des lignes du champ électrique. L'amplitude de la distorsion pour le cas des cavités gazeuses dépend de la permittivité du gaz occlus, de la forme de la cavité, de sa taille et de sa position par rapport à l'âme du câble. Lorsque l'intensité du champ électrique à l'intérieur de la cavité atteint la rigidité diélectrique du gaz, conformément à la loi de Paschen, des décharges électriques partielles y prennent naissance. L'action répétée des décharges érode les parois isolantes de la cavité et conduit par arborescence à la rupture de l'isolant [1,7,8].

Cependant, la période qui sépare l'application de la tension et l'apparition de la première branche d'arborescence est la phase la moins connue puisque aucune mesure n'a pu être réalisée. Aucune décharge partielle d'une amplitude supérieure à 5.10^{-2} pC n'a été détectée durant cette phase d'incubation [9-11]. Comme il a été constaté que l'amplitude des décharges ne varie pas d'une manière significative lorsque la tension est appliquée pendant de nombreuses semaines ou même plusieurs mois [12]. De ce fait, l'intensité du champ électrique sous lequel un câble fonctionne ou est testé constitue la plus importante contrainte. En effet, lorsque l'intensité du champ électrique augmente, le risque de claquage croît rapidement [12,13].

Tenant compte de ces possibilités d'existence de cavité gazeuse ou vacuole d'eau ainsi que d'une mauvaise adhérence entre l'âme conductrice et l'isolant, nous nous sommes proposés d'étudier les distorsions que provoquent ces défauts sur la distribution du champ électrique, de la pression électrostatique et des pertes diélectriques.

La connaissance des valeurs locales du champ électrique, de la pression électrostatique et des pertes diélectriques en tout point de l'isolation est déterminante dans le sens de prévoir l'évolution qui va se produire dans la structure du matériau isolant et d'en déduire la fiabilité de l'isolation. Ces paramètres sont l'image des trois contraintes électrique, mécanique et thermique qui sont appliquées au matériau isolant pour une tension donnée.

Jusqu'à l'heure actuelle, aucun dispositif de mesure des valeurs locales du champ électrique à l'intérieur de l'isolation n'a été réalisé. Selon [7] Whitehead a proposé un modèle analogique constitué d'éléments capacitifs et résistifs, pour simuler un défaut unique dans l'isolant. Ce modèle n'a été appliqué qu'à des systèmes simples pour déterminer la tension aux bornes de la cavité [14,15]. Donc le moyen qui s'impose pour la détermination de la distribution du champ électrique, est le recours aux méthodes de calcul numérique, telles que, entre autres, la méthode des différences finies ou des éléments finis.

Notre étude a pour objet de déterminer les distorsions qui se produisent dans la distribution des contraintes électrique, électromécanique et thermique au voisinage des cavités gazeuses et des vacuoles d'eau renfermées dans l'isolation en polyéthylène réticulé chimiquement (PRC) utilisée dans les câbles de moyenne tension.

La première préoccupation prévue dans notre travail est l'élaboration du programme de calcul des trois contraintes. Nous prenons une cavité sphérique dont l'effet sur le diélectrique, évalué en terme de perturbation du champ électrique, est exprimé en fonction du rayon et la permittivité de la cavité et de la permittivité de l'isolant. Nous définissons ensuite les frontières du domaine où il peut exister une influence appréciable du défaut sur la distribution du champ électrique. Ce choix restrictif des limites du domaine de calcul de la contrainte électrique nous permet de réduire la taille des matrices du champ, de la pression et des pertes. Cela va augmenter la rapidité d'exécution du programme avec le gain d'espace en mémoire de l'ordinateur.

Nous avons utilisé pour le calcul de ces contraintes la méthode des différences finies en raison de la simplicité de son application aux systèmes symétriques et à deux dimensions, qui correspond parfaitement au cas des câbles qui sont des systèmes cylindriques à symétrie axiale.

Nous avons divisé notre travail en deux parties que nous présentons comme suit :

Une première partie constituée des deux premiers chapitre est consacrée à l'étude bibliographique.

Le premier chapitre porte sur le comportement des câbles de moyenne et haute tension vis à vis des contraintes qu'ils subissent en service.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons le processus de dégradation de l'isolation des câbles contenant des cavités et les modèles analogiques proposés pour leur simulation.

Une deuxième partie est consacrée à l'étude de simulation numérique et l'interprétation des résultats et elle est constituée de deux chapitres.

Le troisième chapitre traite les modèles mathématiques utilisés pour le calcul des trois contraintes électrique, électromécanique et thermique.

Le chapitre quatre donne les résultats de calcul avec les interprétations, suivi d'une conclusion générale.

Partie I:

Etude bibliographique

CHAPITRE I : CONSTITUTION ET COMPORTEMENT DES CÂBLES ÉLECTRIQUES EN SERVICE

I.1 - Généralités

Le transport d'énergie électrique en haute tension alternative s'effectue par lignes aériennes ou par câbles souterrains.

Les lignes aériennes employées pour la distribution urbaine en moyenne et haute tension sont souvent source d'accidents. De ce fait et pour des considérations d'esthétique on a recommandé l'emploi des câbles isolés souterrains.

Les câbles se composent d'un ou de plusieurs conducteurs centraux, d'une isolation dont la rigidité diélectrique est élevée, et dont la permittivité et les pertes diélectriques sont les plus faibles possibles, et d'un écran conducteur en général mis à la terre, figure-I.1. La présence de l'écran permet d'homogénéiser la répartition radiale du champ électrique, rendant les caractéristiques électriques du câble indépendantes du mode de pose.

Les câbles sont posés de façon souterraine, sous-marine, sur le sol ou suspendus à des câbles d'acier.

On rencontre actuellement trois catégories principales de câbles à haute tension [16] :

- Les câbles isolés au papier imprégné
- Les câbles à isolation synthétique
- Les câbles à isolation gazeuse à SF₆.

Dans la présente étude on s'intéresse uniquement aux câbles à isolation synthétique.

I.2 - Constitution du câble

Le câble est constitué des éléments présentés à la figure I-1 [17].

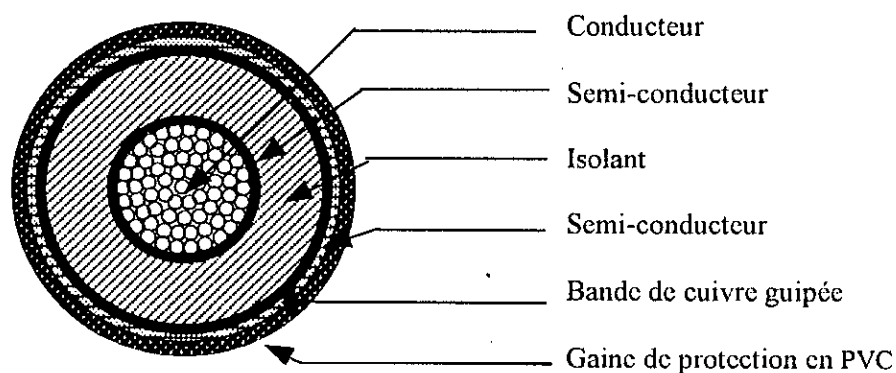


Fig. I.1 - coupe d'un câble unipolaire à isolation synthétique

L'âme conductrice est constituée par un câblage de fils de cuivre ou d'aluminium et sert à transporter le courant électrique.

Le semi-conducteur sur l'âme est constitué par le noir de carbone mélangé à un copolymère d'éthylène et d'acétate de vinyle de résistivité transversale mesurée en courant continu, de l'ordre de $5 \cdot 10^{-2} \Omega \cdot m$, cette couche est disposée à la surface du conducteur pour limiter et homogénéiser le champ électrique et par conséquent elle réduit le risque de la destruction lente de l'isolant et sa perforation ultérieure. Son épaisseur doit être égale à au moins 5% de l'épaisseur moyenne de l'isolant [17-19].

L'enveloppe isolante est destinée à assurer l'isolation de l'âme conductrice. Les polymères sont les matériaux les plus utilisés actuellement dans l'isolation des câbles. Ils sont caractérisés par une bonne souplesse, une grande élasticité et résistent aux efforts de compression et de traction ainsi qu'à l'usure. Du point de vue électrique ils ont une bonne rigidité diélectrique qui peut varier de 15 kV/mm à 50 kV/mm [7,17, 20]. Dans la gamme des tensions de 30 kV à 400 kV, les polyéthylènes sont les plus adaptés. En plus de l'avantage de leur prix, ils ont une bonne qualité diélectrique par rapport aux autres polymères. Ils supportent bien les échauffements exceptionnels engendrés par les courants de court circuit comme ils ont une bonne conductivité thermique et un facteur de pertes diélectriques très faible $tg\delta = 4 \cdot 10^{-4}$ [7,17].

La couche semi-conductrice sur l'isolant a pour rôle d'assurer un champ radial et de former une surface équipotentielle lisse sur le câble. Elle permet aussi d'éviter les cavités gazeuses entre l'isolant et l'écran métallique.

L'écran métallique est formé par un guipage de bande de cuivre ou d'aluminium ; son but est d'assurer le retour des courants de court circuit.

La gaine de protection extérieure est constituée par un mélange extrudé de polychlorure de vinyle (PVC). Son rôle est d'éviter la corrosion de la gaine métallique et de protéger le câble contre l'humidité.

I.3 - Propriétés de l'isolation

Parmi les matériaux isolants utilisés dans la fabrication des câbles et qui répondent le mieux aux exigences industrielles, il y a entre autres : le papier imprégné, le polyéthylène (PE) et le polyéthylène réticulé chimiquement (PRC).

a - Propriétés électriques

L'isolation des conducteurs électriques doit posséder les qualités suivantes :

- résistivité très élevée pour éviter les pertes d'isolement.
- rigidité diélectrique élevée pour éviter le claquage à la tension de service.
- pouvoir inducteur spécifique aussi faible que possible pour diminuer la capacité du câble.
- stabilité et pas d'absorption d'eau (diminution de la résistivité) ou d'air (diminution de la rigidité diélectrique).
- souplesse et conservation de la souplesse dans les limites admissibles de la

température afin d'éviter la détérioration lors des manutentions (transport, pose, raccordement)

b - propriétés mécaniques et chimiques

Pour mettre les conducteurs et les isolants à l'abri de l'humidité on les recouvre d'une gaine d'étanchéité en polychlorure de vinyle. Pour les protéger contre les détériorations mécaniques de toutes sortes telles que la résistance à la traction et l'allongement à la rupture, on les enveloppe d'un ou de plusieurs feuillards en acier doux recuit.

I.4 - Contraintes supportées en service par l'isolation :

D'une façon générale les câbles sont soumis à trois sortes de contraintes, la contrainte diélectrique, la contrainte mécanique et la contrainte thermique [16,21].

I.4-1 Tenue aux contraintes diélectriques

Il existe deux sortes de phénomènes qui influent de façons différentes sur le comportement de l'isolation :

- la contrainte diélectrique normale en service
- les surtensions accidentelles de longue durée.

a- La contrainte diélectrique normale en service

Les valeurs du champ électrique appliqué à l'isolation sous tension de service sont toujours très inférieures aux grandeurs qui mènent à la perforation du diélectrique. Le phénomène le plus important et le plus nocif dans ce régime est celui des décharges partielles qui se manifestent soit à l'intérieur des cavités gazeuses emprisonnées dans la structure isolante soit à la frontière entre l'isolant et le conducteur.

b- Tenue à la surtension

L'isolation solide ne conserve pas la trace des surtensions transitoires qui lui ont été appliquées si elle n'a pas été perforée. Généralement, les propriétés des matériaux isolants sont connues, comme l'amplitude des surtensions admissibles sans claquage.

I.4-2 Tenue aux contraintes mécaniques

L'isolation des câbles peut subir plusieurs genres de forces pendant le service ou pendant le transport et parmi ces forces il y a :

- Les chocs mécaniques ;
- Les vibrations mécaniques ;

- La flexion ;
- La pression ;
- La torsion.

I.4-3 Tenue aux contraintes thermiques

Pour que les isolants puissent tenir à la température maximale de fonctionnement, il faut que leurs températures de fusion soient supérieures à la température maximale de fonctionnement. Dans le fonctionnement nominal, la chaleur est localisée dans les conducteurs qui sont les zones où se produisent les pertes d'énergie, la chaleur est produite par effet joule et par les courants de Foucault. Cette chaleur est transmise à l'isolation par conduction thermique [12].

La chaleur peut se produire dans l'isolation par pertes diélectriques et par conduction électrique. Pour qu'il n'y ait pas accumulation de la chaleur produite par les sources mentionnées ci-dessus, il faut que le facteur de dissipation de l'énergie thermique K [W/m.°C] soit suffisamment grand afin d'avoir une dissipation rapide de la chaleur. Les propriétés électriques des isolants telles que la permittivité relative, la résistivité, le facteur de dissipation diélectrique dépendent tous de la température, et dans certains cas si le facteur de pertes ($\text{tg}\delta$) augmente rapidement, un claquage thermique peut se produire [12].

En 1922 WAGNER formula la première théorie du claquage thermique et donna l'explication suivante : « Lorsqu'un isolant n'a plus la capacité d'évacuer la chaleur produite par l'augmentation de la conduction électrique et les pertes diélectriques, il y apparaît un point chaud, l'échauffement auto-extensif localisé provoque une destruction du matériau puis le claquage s'ensuit ». Cette théorie est régie par l'équation suivante [13,22] :

$$\sigma.E^2 + E^2.\omega.\varepsilon_0.\varepsilon_r.\text{tg}\delta = C_v \frac{dT}{dt} - K\Delta T \quad (\text{I.1})$$

où l'on a :

- σE^2 : la chaleur produite par conduction électrique
- $E^2.\omega.\varepsilon_0.\varepsilon_r.\text{tg}\delta$: la chaleur produite par les pertes diélectriques.
- $K\Delta T$: la dissipation thermique
- $C_v.dT/dt$: l'élévation de la température en fonction du temps.
- C_v : chaleur spécifique à volume constant.
- K : conductivité thermique
- T : température
- σ : conductivité électrique
- $\text{tg}\delta$: facteur de pertes diélectrique
- ε_r : permittivité relative
- ε_0 : permittivité du vide
- ω : pulsation du champ.

CHAPITRE II : PROCESSUS DE DÉGRADATION DES ISOLANTS CONTENANT DES DÉFAUTS

II.1 - Origine des défauts dans les câbles de haute tension

On a classé les défauts dans l'isolation des câbles en deux catégories, ceux qui sont dus à une déformation dans la morphologie du matériau et ceux qui ont pour origine des contraintes externes.

Les défauts d'origine externe peuvent apparaître soit au cours du tirage à très fortes contraintes thermo-mécaniques pendant le fonctionnement du câble, soit à un défaut de montage d'un accessoire ou à une agression mécanique externe. Ce genre de défaut se manifeste comme décollement entre l'âme conductrice et l'isolant ou entre l'écran et l'isolant ou encore entre la gaine de protection et l'écran conducteur donnant lieu à une pénétration d'eau au niveau de l'enveloppe externe.

Les défauts d'origine interne sont dus principalement à un défaut de fabrication comme la présence de cavités, qu'on n'a pas pu déceler lors des essais de contrôle ; ou au vieillissement à long terme du diélectrique sous les contraintes de service. Les défauts d'origine interne peuvent causer la destruction spontanée de l'isolant suite à un claquage ou bien ils seront le siège de décharges partielles qui, avec le vieillissement du matériau, conduisent à la rupture de l'isolant [7,21].

II.2 - Morphologie des polymères et microcavités

La morphologie des polymères semi-cristallins, tels que les polyéthylènes est essentiellement sphérolitique. Le sphérolite, est un corps polyédrique bien défini, généré à partir d'un noyau, et enveloppé par une matrice amorphe. L'intérieur est constitué d'un arrangement de cristaux lamellaires radialement répartis et séparés les uns des autres par le matériau amorphe. La croissance du sphérolite s'effectue radialement à partir du noyau, et par contact avec les sphérolites voisins, on aboutit à une morphologie polygonale où la phase amorphe existe entre les lames cristallines et sur le pourtour des sphérolites (Fig. II.1) [1,23].

Cette morphologie se retrouve de façon très nette dans le cas du polyéthylène haute densité où la taille des sphérolites est de l'ordre d'une centaine de microns. Dans le cas du polyéthylène basse densité la taille des sphérolites est d'environ 10 microns.

Dans le cas du polyéthylène réticulé chimiquement (PRC) la taille des sphérolites s'étend de 10 à 40 μ m, de l'intérieur vers l'extérieur suivant le rayon de l'isolation [16].

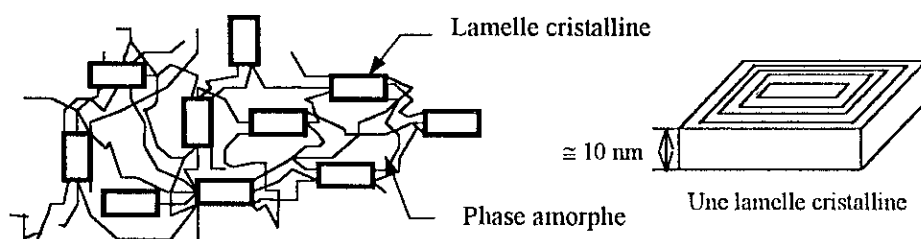


Fig. II.1 Exemple de structure semi-cristalline [23]

Les observations effectuées au microscope électronique sur le PRC révèlent la présence de cavités et de microcavités. Les dimensions de ces cavités dépendent du processus de cristallisation employé lors de la mise en œuvre du matériau et peuvent varier de 1 à 20 μm . Les cavités sont le résultat direct de la pénétration de la vapeur d'eau dans l'isolation, lors du processus de réticulation par condensation sous forme de gouttelettes après refroidissement. Les microcavités ont pour origine la présence de contaminants organiques solubles tels que les produits de décomposition du peroxyde et elles apparaissent sur le pourtour des sphérolites ; leur diamètre est de l'ordre de 1 μm .

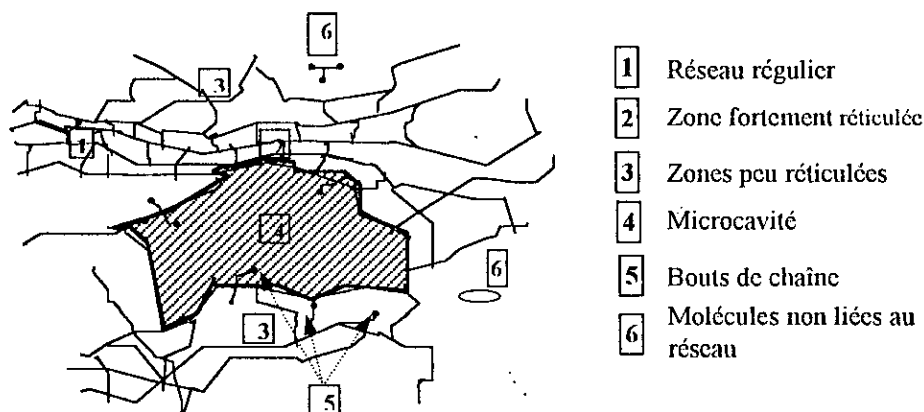


Fig. II.2- Structure d'un polymère contenant une microcavité [23].

Le cas le plus défavorable des procédés de réticulation est celui où l'on utilise de la vapeur d'eau comme moyen de chauffage et de l'eau pour le refroidissement ; le nombre de cavités est dans ce cas de l'ordre de 10^6 par mm^3 [1]. On doit signaler que les micro-cavités peuvent aussi apparaître à la suite d'une fatigue électromécanique, aux points de concentration du champ électrique et que l'échauffement dû aux pertes diélectriques peut s'ajouter à cette fatigue [7].

II.3 - Localisation des cavités dans l'isolation les câbles

On a constaté dans l'isolation de câble en PRC que le nombre maximum de cavités est situé aux trois quarts de l'épaisseur de l'isolation en partant du conducteur. D'après les travaux de YODA et MURAKI cités en [1] confirme ces constatations, et

donne la distribution radiale du nombre de cavités dans l'isolant en PRC d'un câble en service de 154 kV fig. II-3.

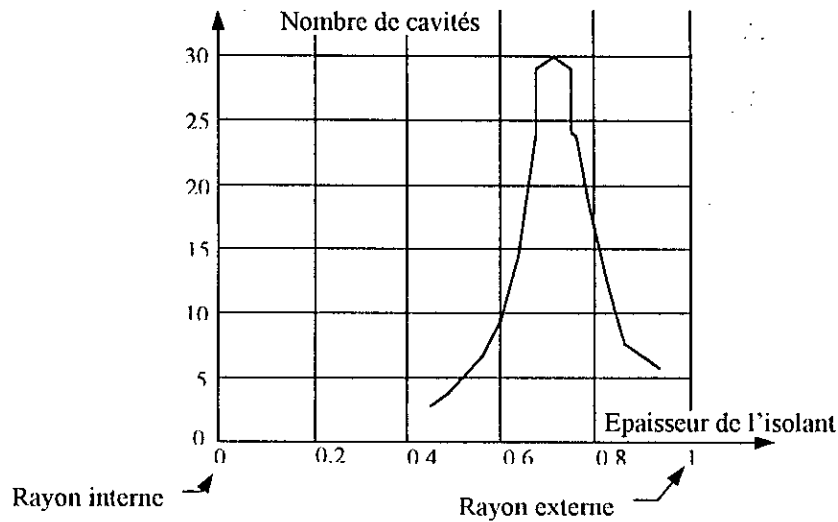


Fig. II.3 - Répartition radiale des défauts dans l'isolation d'un câble de 154 kV [1].

II.4 - Décharges partielles

Il est généralement admis que des décharges partielles non mesurables se développent dans les micro-cavités et produisent des trous acérés à la pointe desquels le champ électrique est très intense [24].

Ces décharges affectent gravement les isolants solides. Sur une longue période, elles peuvent conduire à un claquage complet de l'isolant, en particulier pour les tensions alternatives.

II.4-1 Effets des décharges partielles

Les effets et les transformations chimiques que causent les décharges provoquent la dégradation du matériau et conduisent le plus souvent à sa défaillance à la suite de l'un des processus suivants [7,22,25] :

- Propagation à travers le matériau de canaux microscopiques ou arborescences électriques.
- Echauffement cumulé par les décharges.

II.4-2 Phénomènes de décharge dans les solides

Le développement de la décharge peut avoir lieu suivant l'un des mécanismes suivants[7,21] :

a. Décharges intrinsèques

Elle est due à la présence d'électrons libres dans l'isolant qui peuvent causer des avalanches électroniques.

b. Décharges Thermiques

Les pertes diélectriques causent un échauffement de l'isolant. Si le taux de chaleur produite est supérieur au taux d'évacuation, la température augmente et on peut avoir une décomposition chimique et la fusion de l'isolant.

II.4.3- Tension disruptive des cavités

Le champ électrique E_i à l'intérieur de la cavité est donné par :

$$E_i = E_0 \cdot \frac{\varepsilon}{\varepsilon_i}$$

E_0 : champ dans le solide. ε : permittivité de l'isolant.

ε_i : permittivité de la cavité.

En pratique $\varepsilon = (2 \text{ à } 6) \varepsilon_i$ et ainsi $E_i = (2 \text{ à } 6) E_0$. Alors les décharges partielles dans les cavités apparaissent à des tensions d'environ 10 fois inférieures à la tension disruptive de l'isolant [16].

II.5 - Mécanisme de détérioration d'un isolant renfermant des cavités [7,21,25]**II.5-1 Points chauds**

À cause des pertes énergétiques très localisées, que les décharges engendrent, il peut apparaître des élévations de température aux points concernés.

II.5-2 Erosion

Dans les cavités gazeuses de l'isolant, les décharges partielles accélèrent l'érosion. Le bombardement ionique provoque une attaque mécanique des parois des vacuoles. Suivant le même principe, il peut également y avoir dépôt de composés cristallins. Ainsi, une surface à l'origine lisse peut rapidement devenir irrégulière et propice à la formation de canaux de décharges partielles.

II.5-3 Réaction chimique

Pour les cavités d'air, il y a production de monoxyde d'azote (NO) qui, combiné avec l'humidité, produit l'acide nitrique (HNO₃). Cette réaction peut de plus être accélérée par les radiations hautes fréquences émises pendant l'ionisation.

II.5-4 Injection des porteurs de charges

Les électrons qui pénètrent dans le matériau sont piégés dans des trous. Il peut alors en résulter une conduction électronique non négligeable. Il a été démontré dans le cas des films de polyéthylène que la pénétration des électrons peut provoquer une telle conductivité que l'isolation devient rapidement instable.

Les électrons créent des canaux de décharges partielles à l'intérieur de l'isolant, et peuvent conduire à un claquage complet.

II.6 - Le claquage

Le claquage est un phénomène irréversible qui se manifeste par l'apparition d'un arc électrique s'établissant entre l'âme conductrice et l'écran conducteur.

II.6-1 Claquage des isolants solides [7,21]

Dans le claquage des diélectriques solides, on peut distinguer trois phases

- a- La génération de décharge qui marque la phase de préclaquage.
- b- Evolution des charges et apparition des arborescences.
- c- Décharge principale, résultat de court circuit des électrodes par les arborescences.

II.6-2 Classification des mécanismes de claquage [7,21]

La classification des mécanismes de claquage est basée sur les processus de claquage. On peut distinguer trois types :

a- Claquage intrinsèque

C'est un claquage de nature purement électrique dû à un mécanisme d'avalanche ; où l'effet Joule, lié à un courant précédant la décharge, ne joue aucun rôle. Ce type de claquage est basé sur deux phénomènes essentiels :

- i- Le transfert d'énergie du champ électrique aux électrons mobiles ou piégés, contenus dans le matériau ;
- ii- L'interaction entre électrons et réseau cristallin.

Le claquage intrinsèque d'un diélectrique soumis à un champ E passe par les étapes suivantes :

- i- quand le champ dépasse la rigidité diélectrique du matériau, il y apparaît un taux significatif de collisions ionisantes.
- ii- ces collisions produisent des électrons libres relativement mobiles, et des ions positifs de moindre mobilité. Dans leur déplacement vers la cathode, les ions positifs créent une charge d'espace qui déforme le champ, le renforçant au voisinage de la cathode et le diminuant près de l'anode.
- iii- le taux de collisions ionisantes s'accroît donc près de la cathode, dont le courant d'émission est augmenté par le renforcement local du champ.
- iv- les conditions pour une évolution du processus étant ainsi réunies, le diélectrique est rapidement détruit par une émission massive d'électrons,

provenant de la cathode elle-même et du diélectrique qui l'entoure immédiatement.

- v- Bien que le claquage intrinsèque ne dépende théoriquement que de la valeur de crête du champ appliqué, on constate en pratique que la rigidité diélectrique est plus faible dans le cas de la tension alternative ou impulsionnelle, que dans le cas de la tension continue.

b- Claquage thermique

L'augmentation de la température à l'intérieur de l'isolant est provoquée par deux procédés :

- i- En présence d'un champ électrique, l'existence des porteurs de charges dans l'isolant implique celle d'un courant de conduction qui peut conduire à l'échauffement de cet isolation par effet Joule.
- ii- Quand il est soumis à un champ électrique, le diélectrique présente des phénomènes de relaxation à cause de la polarisation, ce qui engendre des pertes qui contribuent à leur tour à l'échauffement de l'isolant.

Cet échauffement ne conduit pas obligatoirement au claquage du matériau, mais le claquage aura lieu si la quantité de chaleur ainsi produite est supérieure à celle que peut évacuer l'isolant ; alors la température augmente rapidement en engendrant un excès de porteurs de charges et ainsi augmentent la conductivité de l'isolant jusqu'à ce qu'on obtienne un court circuit (claquage).

Le claquage thermique a lieu après la formation d'un canal le long duquel la conductivité du diélectrique devient beaucoup plus importante que dans le reste du volume diélectrique d'après K.W.Wagner, cité en [13,22,26].

La quantité de chaleur dans le canal s'exprime par :

$$Q_1 = 0,24.I^2.R = 0,24.U^2.\sigma.\frac{S}{A} \quad (\text{II.1})$$

avec : S : section du canal ; A : épaisseur du diélectrique ;

σ : conductivité électrique moyenne du canal.

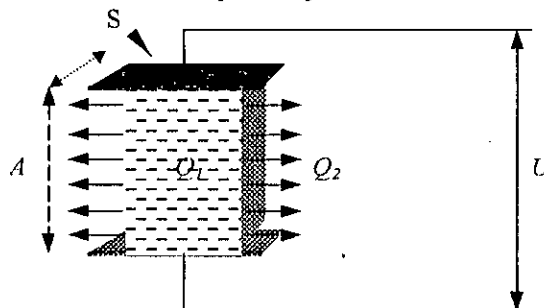


Fig. II.4- Transfert de chaleur dans un canal.

Pour U et S constants, la quantité de chaleur Q_i variera en fonction de la température. En effet la conductivité s'exprime par l'expression suivante :

$$\sigma_T = \sigma_{T_0} \cdot \exp(a / (T - T_0)) \quad (\text{II.2})$$

σ_T : conductivité électrique à la température T

σ_{T_0} : conductivité électrique à la température T_0

T_0 : température du diélectrique en dehors du canal.

$a = \frac{\Delta E}{k}$; ΔE : énergie d'activation, k : constante de Boltzmann.

La quantité de chaleur dissipée Q_2 est donné par l'expression suivante :

$$Q_2 = \frac{S}{A} \cdot (T - T_0) \cdot K \quad (\text{II.3})$$

K : conductivité thermique [W/m.°C]

La rupture diélectrique est obtenue lorsque les conditions suivantes sont réunies :

$$1. \quad Q_1 = Q_2 \quad (\text{II.4})$$

$$2. \quad \frac{\partial Q_1}{\partial T} = \frac{\partial Q_2}{\partial T}$$

Tenant compte de toutes les équations citées ci-dessus, la tension de rupture diélectrique valable pour les épaisseurs relativement petites, est donnée par la formule suivante :

$$U_d = A \cdot \sqrt{\frac{K}{0.24 \cdot \sigma_0 \cdot e \cdot d \cdot a} \cdot \exp(-a / T_0)} \quad (\text{II.5})$$

avec :

σ_0 : conductivité à la température 0°C

$$\sigma_{T_0} = \sigma_0 \exp(a / T_0)$$

Dans le cas de la rupture globale, on suppose que la chaleur et la température sont réparties d'une manière uniforme dans le diélectrique.

En régime stable, nous avons les conditions suivantes :

$$P_{diel} = P_{dis} \quad \text{et} \quad \frac{\partial P_{diel}}{\partial T} = \frac{\partial P_{dis}}{\partial T} \quad (\text{II.6})$$

La puissance dissipée P_{dis} à l'extérieur par conduction thermique est donnée par l'expression :

$$P_{sis} = -div(K.gradT) \quad (II.7)$$

En égalant la puissance dissipée aux pertes diélectriques, la tension critique de rupture diélectrique thermique est donnée par l'expression :

$$U_c = 1,875 \cdot \sqrt{\frac{K}{P_0 \cdot a \cdot \exp(a(\theta - \theta_0))}} \quad (II.8)$$

$$\text{avec : } P_0 = \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot tg\delta \cdot \delta \quad (II.9)$$

Si l'évacuation de la chaleur se fait seulement par conduction thermique à l'intérieur du matériau, l'équation fondamentale s'écrit :

$$C_v \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} - div(k.gradT) = \sigma \cdot E^2 + \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot tg\delta \cdot E^2 \quad (II.10)$$

Dans cette équation, on a pris en considération les pertes diélectriques et les pertes par conduction qui se produisent dans le matériau isolant.

Le claquage thermique est discuté comme mécanisme d'instabilité des matériaux diélectriques sous les champs électriques faibles ($\leq 10^6$ V/m) et n'implique pas les champs élevés ($\geq 10^7$ V/m) [22].

L'instabilité thermique selon Zeller, se produit si l'augmentation de la température induite par le champ devient égale à :

$$\Delta T = c \cdot (\Delta E/kT) \cdot T \quad (II.11)$$

où c facteur, de l'ordre de 1, dépend de la géométrie du système et des conditions aux limites. Les valeurs typiques de ΔT varient de 20 °C à 50 °C [24].

c – Claquage électromécanique

Le claquage électromécanique, discuté pour la première fois par Stark et Garton selon [24] est une autre forme d'instabilité classique qui se manifeste sous les champs faibles.

Il dépend essentiellement des caractéristiques mécaniques de l'isolant. En effet, quand un matériau est soumis à un champ électrique, la pression électrostatique peut réduire son épaisseur par déformation mécanique. Si cette

pression est suffisante pour une déformation considérable, le champ se trouve renforcé et provoque, le claquage. Ceci est d'autant plus évoqué quand les essais sont effectués à haute température, où la rigidité mécanique de l'isolant devient plus faible.

La contrainte mécanique induite par le champ électrique est donnée par :

$$P_{\text{élect}} \approx 0.45 \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot E^2 \quad [\text{atm}] \quad (\text{II.12})$$

avec E [MV/cm]

Ou sous une autre forme, l'expression utilisée pour le calcul de cette pression électromécanique est :

$$P_{\text{élect}} = 0.5 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot E^2 \quad [\text{N/m}^2] \quad (\text{II.13})$$

avec E [V/m]

Pour les diélectriques mécaniquement rigides cette pression n'a aucun effet appréciable. Mais son effet aura une importance quand la contrainte est augmentée soit par les charges d'espace ou par l'affaiblissement local des forces de liaison par échauffement ou par vieillissement [3, 22].

L'équation d'équilibre mécanique est la suivante :

$$0.5 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot E^2 = Y \cdot \ln(d_0/d) \quad (\text{II.14})$$

Y : module de Young du matériau qui peut dépendre de la pression et de la température,

d_0 , d : épaisseur initiale et l'épaisseur après compression.

la relation (II.14) permet de déterminer le champ de claquage réel [3] :

$$E_c = (Y/\epsilon_0 \cdot \epsilon_r)^{1/2} \quad (\text{II.15})$$

Pour des films de polyéthylène de 50µm d'épaisseur, Stark et Garton cité en [7] ont montré que, le claquage se produisait à 500kV/mm et on a évalué la pression électrostatique à cette rigidité qui était de 26 kg/cm². Alors qu'un isolant de câble d'une épaisseur de 20mm soumis à une tension de 1MV subit une contrainte mécanique de 750g/cm² [7].

II.7 – Modèle analogique de simulation d'une cavité unique dans un isolant.

Les études fondamentales cherchant à éclaircir le processus d'apparition des décharges partielles ont conduit à la mise au point d'un schéma électrique équivalent, constitué d'éléments capacitifs et résistifs. Tous les circuits sont inspirés du modèle (fig. II.5) proposé par Germant et Philipoff en 1932 et puis développé par Whitehead selon la référence [7].

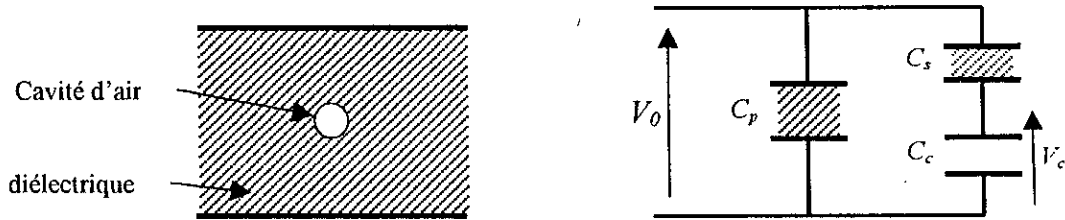


Fig. II.5 – Circuit équivalent d'une cavité au sein d'un diélectrique

Le modèle de la figure II.5, valable dans le cas de matériaux à faibles pertes, permet de déterminer la tension aux bornes de la cavité telle que :

$$V_c = V_0 \cdot \frac{C_s}{C_s + C_c} \quad (\text{II.16})$$

On voit que l'on ne tient compte que du tube de force contenant la cavité.

Dans le cas de matériaux à pertes élevées le schéma équivalent capacitif sera complété par des éléments résistifs (fig.II.6). Dans ce cas la résistivité superficielle des parois de la cavité prend une valeur finie et la résistance volumique de l'isolant n'est plus négligeable, V_c aura l'expression suivante [8,14] :

$$V_c = V_0 \cdot \frac{C_s}{C_s + C_c} \cdot \frac{a_2 a_3 + \omega^2}{a_3^2 + \omega^2} \cdot \frac{1}{\cos \varphi} \quad (\text{II.17})$$

avec :

$$a_1 = \frac{1}{R_2(C_s + C_c)}$$

$$a_2 = \frac{1}{R_2 \cdot C_s}$$

$$a_3 = \frac{R_1 + R_2}{R_1 R_2 (C_s + C_c)}$$

$$\cos \varphi = \frac{(a_3 - a_2) \cdot \omega}{a_2 \cdot a_3 + \omega^2}$$

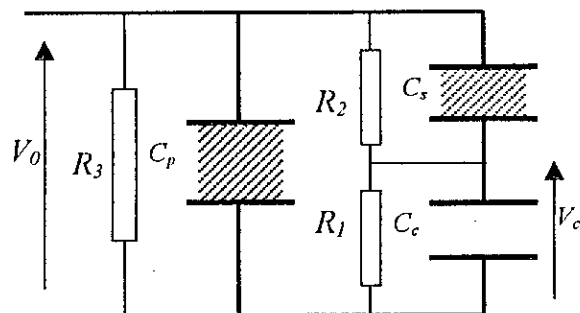


Fig.II.6 -Circuit électrique équivalent complet.

où :

R_1 est la résistance superficielle des parois de la cavité ;

R_2 est la résistance volumique de l'isolant de capacité C_s ;

Si aucune décharge ne se produit dans la cavité, la différence de potentiel à ses bornes dépend de la valeur de la tension appliquée à l'âme, de la nature du matériau, de la géométrie de la cavité et de la conductivité superficielle et volumique de l'isolant.

Le mécanisme d'apparition des décharges partielles dans les défauts est très complexe, les facteurs intervenant dans le processus sont nombreux et varient au cours de l'évolution du phénomène. Cela rend toute idée cherchant à modéliser et simuler le phénomène des décharges partielles difficile à réaliser. L'exploitation des résultats d'analyse du schéma électrique équivalent peut apporter une contribution aux études relatives à la détection des décharges partielles. Nous citons

- la quantité de charges de polarisation à l'interface isolant – cavité ;
- le rapport entre la charge réelle et la charge apparente de la décharge ;
- la tension aux bornes de la cavité :

Toutes ces grandeurs nécessitent la connaissance des éléments constitutifs du circuit électrique équivalent tels que R_1 , R_2 , C_s et C_c .

II.7-1 Isolant avec cavité non amorcée

En l'absence de décharge, la tension V_c de la cavité est donnée par l'expression (II.11) et la charge à ces bornes ou charge de polarisation est [28] :

$$Q = C_c V_c \tag{II.18}$$

où V_c est déterminée numériquement ou à l'aide du schéma équivalent.

Pour le calcul de la capacité C_c , nous utiliserons une forme simple mais elle peut présenter beaucoup d'autres formes. Il s'agit d'une portion d'un cylindre délimité par l'angle θ et les rayons r_1 et r_2 comme il est illustré dans la figure II.7.

Le partage de la tension est le même que pour des condensateurs cylindriques droits complets.

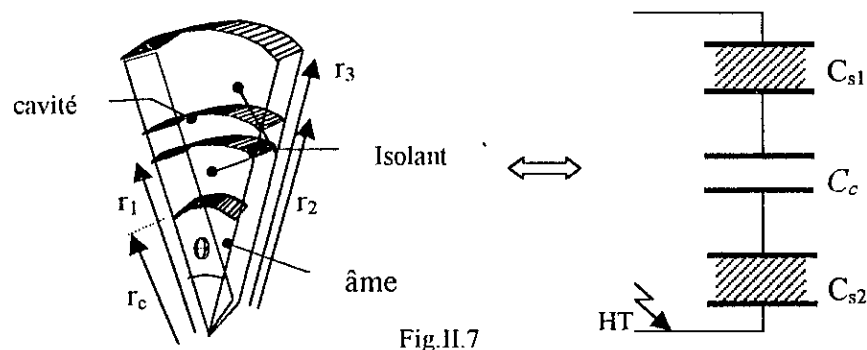


Fig.II.7

Le secteur représenté correspond à une portion d'angle θ et a une capacité égale à celle du condensateur coaxial complet multiplié par le facteur $\frac{\theta}{2\pi}$; ce qui donne les expressions des capacités des trois portions telles que :

$$\begin{aligned} C_{s1} &= \frac{\theta}{2\pi} \cdot \frac{2\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{r1} \cdot L}{\ln \frac{r_3}{r_2}} \\ C_{s2} &= \frac{\theta}{2\pi} \cdot \frac{2\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{r1} \cdot L}{\ln \frac{r_1}{r_c}} \\ C_c &= \frac{\theta}{2\pi} \cdot \frac{2\pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{r2} \cdot L}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \end{aligned} \quad (\text{II.19})$$

et $C_s = \frac{C_{s1} \cdot C_{s2}}{C_{s1} + C_{s2}}$ capacité équivalente aux deux portions de l'isolant.

La charge de polarisation de ce système est donnée par la relation suivante :

$$Q = C_{s1} \cdot V_{i1} = C_{s2} \cdot V_{i2} = C_c \cdot V_c \quad (\text{II.20})$$

où : V_{i1} et V_{i2} différence de potentiel aux bornes des deux portions de l'isolant,
 V_c différence de potentiel aux bornes de la cavité.

Quant à la détermination des valeurs des résistances R_1 et R_2 du circuit équivalent de la Fig. II.6, on doit passer par le calcul des pertes diélectriques dans l'isolant et sur les parois de la cavité. L'expression générale des pertes diélectriques $P_{diél}$ par unité de volume est donnée par

$$P_{diél} = \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot tg\delta \cdot E^2 + \sigma \cdot E^2 \quad [\text{W/m}^3] \quad (\text{II.21})$$

Nous prenons $tg\delta$, $\epsilon\epsilon_r$ et σ comme constantes et le champ électrique E est déterminé par résolution numériquement de l'équation de Laplace. L'expression générale donnant les valeurs des résistances R_1 et R_2 est la suivante :

$$R_i = \frac{V_i^2}{P_{diél} \cdot V_i} \quad (\text{II.22})$$

où V_i différence de potentiel qui prend les valeurs de V_{U1} , V_{U2} ou V_c aux bornes des éléments correspondants à chaque portion du système de la figure (II.7) et v_i est le volume de l'élément en question.

II.7-2 Isolant avec cavité amorcée

Quand la tension V_c aux bornes de la cavité atteint la tension disruptive du gaz qu'elle contient, une décharge électrique s'amorce conformément à la loi de Paschen ; à cet instant la tension V_c chute de ΔV telle que [28,29]:

$$\Delta V = V_i - V_e \quad (\text{II.23})$$

Avec :

V_i : tension d'apparition des décharges ou d'ionisation du gaz.

V_e : tension d'extinction des décharges.

Pour compenser cette chute de tension et rétablir la tension V_c à sa valeur initiale, le diélectrique de capacité C_p génère une charge q_a telle que [27] :

$$V_0 = \frac{Q + q_a}{C_s} + \frac{Q + q_a - q}{C_c} \quad (\text{II.24})$$

q_a dans ce cas représente la charge apparente détectable par le dispositif de mesure et q est la charge réelle qui s'est établie dans la cavité. Q est la charge aux bornes de la cavité avant l'apparition de la décharge.

En combinant entre les trois équations (II.11), (II.15) et (II.19) nous obtenons la relation entre la charge réelle et la charge apparente :

$$q_a = q \cdot \frac{C_s}{C_s + C_c} \quad (\text{II.25})$$

II.7-3 Critiques sur la fidélité du modèle analogique

Dans la pratique, il est difficile d'étudier le phénomène des décharges partielles par les méthodes analytiques, pour deux raisons [14] :

- En général, le matériau isolant ne renferme pas qu'une seule cavité, mais une répartition de cavités de forme et de dimensions très diverses.
- D'autre part, l'isolation est parfois prise dans des pièces conductrices constituant des électrodes qui n'ont pas des formes simples.

Pour ces raisons, il a été réalisé dans les laboratoires des cellules à trois feuilles du matériau diélectrique, dont celle du milieu est percée d'un trou et l'ensemble est pris entre deux électrodes de forme simples. Ce modèle, utilisé dans la recherche fondamentale, est destiné à éclaircir le processus d'apparition et d'évolution des décharges partielles, car il permet de maîtriser les divers paramètres intervenant dans la décharge partielle.

Ces études ont conduit à la mise au point du schéma électrique équivalent constitué d'éléments capacitifs et résistifs [14].

Cependant, ce modèle analogique ne peut fidèlement et à lui seul représenter le mécanisme non linéaire et complexe de la production des décharges, et en particulier l'évaluation du champ interne de la cavité. En effet, l'accumulation des charges sur les parois de la cavité et suivant leur signe influe sur le champ électrique interne. Bien que, ces charges soient traitées par le mécanisme de polarisation interfaciale de Maxwell – Wagner, les décharges dues à leur concentration sont néanmoins difficiles à identifier, n'entraînant le plus souvent qu'un déphasage du train d'impulsion par rapport à la tension appliquée (Fig. II.8) [14,30].

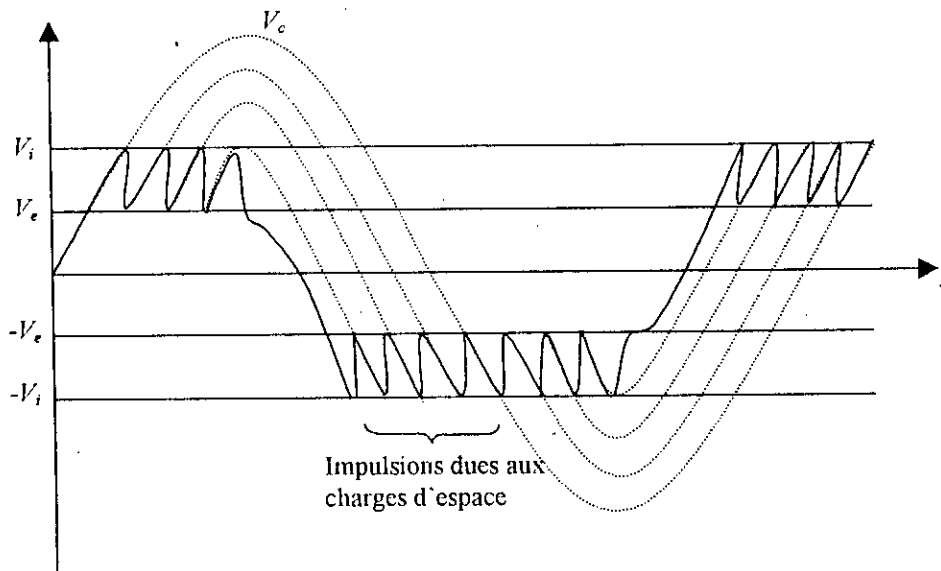


Fig.II.8 - Evolution de la tension aux bornes de la cavité

II.8 - Influence d'une cavité sur la distribution du champ électrique

L'effet d'une cavité de permittivité ϵ_2 sur un diélectrique hôte de permittivité ϵ_1 est tout d'abord évalué en terme de perturbation du potentiel [30].

Nous allons déterminer pour le cas d'une cavité sphérique les expressions du potentiel et du champ électrique dans le milieu isolant et dans la cavité.

En admettant que la densité des charges libres ρ dans le diélectrique hôte est assez faible pour être négligées, l'équation de Poisson décrivant le potentiel dans les deux milieux se réduit à l'équation de Laplace telle que :

$$\nabla^2 V = 0 \quad (\text{II.21})$$

Etant donné la forme cylindrique du câble, les lignes du champ électrique sont radiales et divergentes, d'autre part les dimensions de la cavité sont assez faibles devant l'épaisseur de l'isolant.

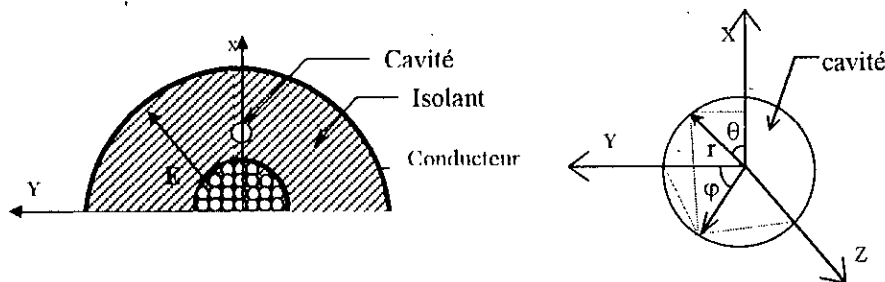


Fig. II-9 : Cavité dans un diélectrique hôte et le référentiel utilisé pour la détermination du champ électrique.

Compte tenu de la symétrie du système autour de l'axe du câble (Z), l'équation (II.21) prend la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial V}{\partial \theta} \right) = 0 \quad (\text{II.22})$$

la solution générale de (II.22) est de la forme $V(r, \theta) = f(r) \cdot g(\theta)$, avec $f(r) = \sum_n A_n r^n$ et $g(\theta) = P_n(\cos \theta)$ où P_n est le polynôme de Legendre. Cette solution est valable dans les deux milieux. L'expression du potentiel pour le cas d'une cavité sphérique est de la forme :

$$V_i = \left(A_i r + \frac{B_i}{r^2} \right) \cdot \cos \theta. \quad (\text{II.23})$$

L'indice i prend les valeurs 1 ou 2 correspondant respectivement à l'isolant et la cavité. Les constantes d'intégration A_i et B_i sont déterminées par les conditions aux limites. Après tout, calcul fait, on obtient les expressions du potentiel dans l'isolant et dans la cavité sphérique comme suit :

$$V_1 = -E_0 \left(r + \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \cdot \frac{r_2^3}{r^2} \right) \cdot \cos \theta \quad (\text{II.24})$$

$$V_2 = -E_0 \frac{3\varepsilon_1}{2\varepsilon_1 - \varepsilon_2} \cdot r \cos \theta \quad (\text{II.25})$$

$$E_2 = -\frac{\partial V_2}{\partial X} = E_0 \frac{3\varepsilon_1}{2\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \quad (\text{II.26})$$

où : r_2 est le rayon de la cavité

r : position d'un point donné dans l'isolant par rapport au centre de la cavité.

On remarque que le potentiel V_2 à l'intérieur de la cavité dépend de $E_0(r \cdot \cos \theta)$,

sachant que :

$$E_0 = \frac{V_1}{r_i} \frac{\ln\left(\frac{Rt}{r_i}\right)}{\ln\left(\frac{Rt}{r_c}\right)} \quad (\text{II.27})$$

où V_1 est la tension du conducteur, Rt rayon externe du câble, r_c rayon de l'âme conductrice et r_i une position radiale donnée.

Il s'ensuit que l'intensité du champ E_2 proportionnelle à E_0 dépend des valeurs des permittivités ε_1 et ε_2 des deux milieux.

II.9 - Limites d'influence d'une cavité sur la distribution du champ électrique

Pour optimiser le temps de calcul et l'espace mémoire alloué à l'application, nous avons réduit le domaine d'étude aux justes limites de la zone d'influence de la cavité. Les limites de cette zone sont caractérisées par un niveau de perturbation du potentiel que nous estimons à $\Delta V \leq 10^{-3}$ kV. On doit noter que ce compromis n'est valable que pour des tensions inférieures ou égales à 100 kV, car ΔV doit rester dans les limites qui ne dépassent pas quelque volt, afin de garantir des résultats de calcul acceptables.

La contribution en potentiel électrique de la cavité est évaluée par le terme

$$\Delta V = -\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \cdot \left(\frac{r_2}{r} \right)^3 \cdot E_0 r \cos \theta \quad (\text{II.28})$$

ce terme sera considéré négligeable devant la valeur du potentiel de l'isolant homogène dès qu'il prend des valeurs de l'ordre ou inférieur à 10^{-3} kV soit 1 V.

Pour délimiter la zone d'influence de la cavité sur le potentiel dans l'isolant en tenant compte de l'effet de la variation de la permittivité entre les deux milieux, on doit partir des expressions des composantes radiale et tangentielle du champ électrique, soit :

$$E_r = -\frac{\partial V}{\partial r} = E_0 \left(1 - \frac{2k}{r^3} r_2^3 \right) \cos \theta \quad (\text{II.29})$$

et

$$E_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} = E_0 \left(1 + k \left(\frac{r_2}{r} \right)^3 \right) \sin \theta \quad (\text{II.30})$$

avec : $k = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2\varepsilon_1 + \varepsilon_2}$

et finalement l'intensité du champ électrique dans l'isolant est telle que :

$$\begin{aligned} E &= \sqrt{E_r^2 + E_\theta^2} = \\ E_0 &\left[1 + \left(4k^2 \left(\frac{r_2}{r} \right)^6 - 4k \left(\frac{r_2}{r} \right)^3 - k^2 \left(\frac{r_2}{r} \right)^6 - 2k \left(\frac{r_2}{r} \right)^3 \right) \cos^2 \theta + k^2 \left(\frac{r_2}{r} \right)^6 + 2k \left(\frac{r_2}{r} \right)^3 \right]^{\frac{1}{2}} \\ &= E_0 \left(1 + \frac{\Delta E}{E_0} \right) \end{aligned} \quad (\text{II.31})$$

En négligeant les termes d'ordre 6 et en estimant le facteur évaluant la valeur relative de la perturbation $\frac{\Delta E}{E_0}$ à 10^{-3} ; on aura après tout calcul fait :

$$\frac{r}{r_2} = 10 \left[2 \left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{2\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \right) (1 - 3 \cos^2 \theta) \right]^{\frac{1}{3}} \quad (\text{II.32})$$

Ce rapport atteint sa valeur maximale pour $\theta = k' \pi$ avec $k' = 0.1.2.3 \dots$

En prenant $\theta = 0^\circ$, nous cherchons le maximum atteint par ce rapport lorsque les permittivités varient. Nous obtenons que :

- en cas d'une cavité gazeuse, où $\varepsilon_2 = 1$: $r / r_2 \approx 10$
- en cas d'une vacuole liquide, en particulier l'eau avec $\varepsilon_2 = 80$: $r / r_2 \approx 16$

Ainsi, nous définissons l'espace soumis à une influence appréciable de la cavité, qui s'étend à une distance l'entourant allant de 10 à 16 fois son rayon pour une permittivité variant de 1 à 80. L'effet perturbateur à une portée plus grande dans la direction des lignes du champ que dans la direction tangentielle.

Partie II:

Simulation
Résultats
et interprétations

CHAPITRE III : MODÈLE MATHÉMATIQUE DE CALCUL DE LA CONTRAINTE ÉLECTRIQUE

III.1 - Introduction

La distribution du champ électrique, dans la majorité des systèmes d'isolation, est déterminée par simulation en utilisant les techniques d'analyse numérique. Les Techniques d'approximation utilisées dans l'analyse numérique, sont nombreuses et fournissent toutes un algorithme de calcul adapté. La méthode des différences finies en est la plus simple dans le cas des systèmes à géométrie symétrique ou bidimensionnelle. Dans cette méthode les équations aux dérivées partielles sont remplacées par un ensemble d'équations aux différences finies exprimées aux nœuds d'un réseau de points répartis dans le domaine modélisé. On obtient à la fin un ensemble d'équations linéaires, qui une fois résolu, donne une distribution approchée de la variable recherchée [31-35]

La symétrie axiale du câble électrique permet de réduire les dimensions du domaine de calcul du champ électrique au plan correspondant à la coupe transversale du câble. Le choix des coordonnées polaires r et θ dans ce cas s'impose et de ce fait, le champ électrique en tout point de l'isolant aura la valeur et la direction de la résultante de deux composantes, l'une radiale et l'autre tangentielle. Nous présentons dans ce chapitre l'application de la méthode des différences finies, en donnant le modèle mathématique de calcul du champ électrique dans un câble à isolation synthétique portant une cavité.

III.2 - Calcul du champ électrique

Le calcul numérique du champ électrique se fait par la résolution de l'équation de Poisson en utilisant la méthode des différences finies. Généralement, La densité des charges libres dans les matériaux diélectriques est négligeable. Dans ce cas le problème redevient une résolution de l'équation de Laplace [36-40]. Pour commencer, on doit donner l'expression analytique de la distribution du champ électrique dans un câble parfait à isolation homogène et isotope. Le modèle analytique est utilisé comme référence pour confirmer la validité de la méthode numérique.

III.2-1 Domaine de calcul du champ électrique dans l'isolation des câbles.

Le calcul du champ électrique consiste en fait à déterminer la contrainte diélectrique à laquelle est soumis l'isolant. Pour déterminer sa distribution on doit préciser les limites de l'isolant par rapport aux autres éléments du câble.

L'enveloppe isolante est comprise entre les deux écrans semi-conducteurs que nous considérons comme les frontières radiales du domaine de calcul du champ électrique. Par conséquent, le rayon de l'électrode de haute tension est égale au rayon de l'âme conductrice augmenté de l'épaisseur de la couche semi-conductrice. La couche semi-conductrice sur l'isolant du côté de la terre portera le potentiel nul.

III.2-2 Modèle analytique

Les conditions aux limites sont les suivantes (Fig. III.1) :

$$V(R_t) = 0 \quad \text{kV} : \text{potentiel de la gaine métallique}$$

$$V(r_c) = V_c \quad \text{kV} : \text{potentiel de l'âme}$$

R_t : rayon extérieur de l'isolant

r_c : rayon de l'âme conductrice

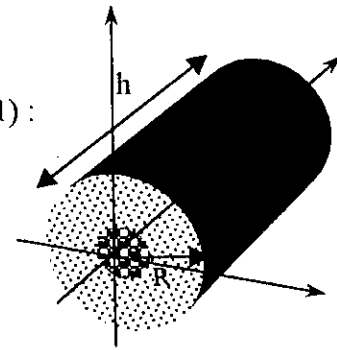


Fig.III.1 – Schéma d'un câble

L'équation du potentiel obtenue par application du théorème de Gauss, est telle que :

$$V(r_i) = \frac{V_c}{\ln \frac{R_t}{r_c}} \cdot \ln \frac{R_t}{r_i} \quad (\text{III.1})$$

Le champ électrique au point défini par r_i est donné par l'expression suivante:

$$E(r_i) = \frac{V_c}{r_i} \cdot \ln \frac{R_t}{r_c} \quad (\text{III.2})$$

III.2-3 Détermination du modèle numérique par la méthode des différences finies

i- Principe de la méthode:

Le principe fondamental de cette méthode consiste à appliquer au domaine d'étude une grille de points dont la finesse permet une bonne approximation des contours du domaine. En chaque point de coordonnées r et θ on réalise une approximation de la dérivée de la fonction du potentiel $V(r, \theta)$ à l'aide des différences finies.

ii- Principales étapes de la méthode [41,42]

- a- La discrétisation du domaine d'étude et la définition des différents nœuds à prendre en considération.
- b- L'écriture des équations aux différences finies en chaque nœud issu de la discrétisation du domaine.
- c- La résolution du système d'équations obtenues dans l'étape précédente.

iii- Discrétisation du domaine [41]

On doit respecter, dans le maillage, les trois règles suivantes:

- a- On utilise uniquement les lignes des coordonnées du système de repérage choisi.
- b- Chacune de ces lignes traverse entièrement le domaine et ne doivent pas être interrompues à l'intérieur du maillage.
- c- Les lignes de discontinuité entre deux milieux de permittivités différentes doivent coïncider avec les lignes du maillage.

La figure (III.2) représente le maillage d'une coupe d'un câble. On désigne par hr le pas radial et par $d\theta$ le pas angulaire. On choisit un secteur défini par un angle α tel que:

$$\alpha = \frac{2\pi}{n} \quad [\text{rad}]$$

$$\theta = \frac{\alpha}{N-1} \quad [\text{rad}]$$

$$\text{et } hr = \frac{R_t - r_c}{M-1} \quad [\text{mm}]$$

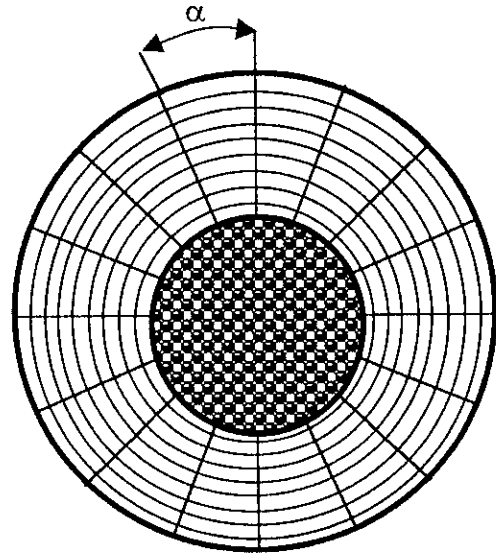


Fig.III.2 Maillage

R_t : rayon extérieur du câble ;

r_c : rayon de l'âme conductrice ;

N et M : nombres de lignes radiales et circulaires du quadrillage ;

n : nombre définissant le secteur du domaine d'étude.

III.2-4 Câble à isolation homogène

Il s'agit de trouver la distribution du potentiel dans l'isolation du câble (Fig. III.3). Cette étape est importante parce qu'elle va servir comme moyen de vérification de la validité du programme en comparant ses résultats avec ceux du calcul analytique.

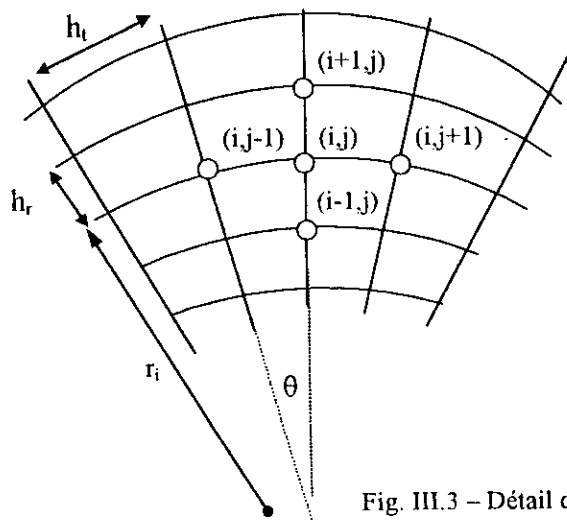


Fig. III.3 – Détail du maillage autour d'un point (i,j)

L'équation de Laplace donnée en coordonnées polaires au point (i,j) s'écrit :

$$\frac{\partial^2 V(i,j)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial V(i,j)}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 V(i,j)}{\partial \theta^2} = 0 \quad (\text{III.3})$$

Pour remplacer les dérivées partielles dans cette équation au point (i,j) , par le potentiel dans ce point, et les points voisins, on procède par le développement en série de Taylor de la fonction $V(r, \theta)$ aux points (i,j) , $(i+1,j)$, $(i,j+1)$, $(i-1,j)$, $(i,j-1)$, ce qui donne le système d'équations suivant:

$$V(i, j+1) = V(i, j) + h_j \cdot \frac{\partial V(i, j)}{\partial \theta} + \frac{h_j^2}{2} \cdot \frac{\partial^2 V(i, j)}{\partial \theta^2} \quad (\text{III.4})$$

$$V(i, j-1) = V(i, j) - h_j \cdot \frac{\partial V(i, j)}{\partial \theta} + \frac{h_j^2}{2} \cdot \frac{\partial^2 V(i, j)}{\partial \theta^2} \quad (\text{III.5})$$

$$V(i+1, j) = V(i, j) + h_r \cdot \frac{\partial V(i, j)}{\partial r} + \frac{h_r^2}{2} \cdot \frac{\partial^2 V(i, j)}{\partial r^2} \quad (\text{III.6})$$

$$V(i-1, j) = V(i, j) - h_r \cdot \frac{\partial V(i, j)}{\partial r} + \frac{h_r^2}{2} \cdot \frac{\partial^2 V(i, j)}{\partial r^2} \quad (\text{III.7})$$

Par combinaison des équations (III.4), (III.5), (III.6) et (III.7), on obtient les approximations des dérivées partielles suivantes:

$$\frac{\partial^2 V(i, j)}{\partial \theta^2} = \frac{V(i, j+1) + V(i, j-1) - 2V(i, j)}{h_j^2} \quad (\text{III.8})$$

$$\frac{\partial^2 V(i, j)}{\partial r^2} = \frac{V(i+1, j) + V(i-1, j) - 2V(i, j)}{h_r^2} \quad (\text{III.9})$$

$$\frac{\partial V}{\partial \theta} = \frac{V(i, j+1) - V(i, j-1)}{2h_j} \quad (\text{III.10})$$

$$\frac{\partial V}{\partial r} = \frac{V(i+1, j) - V(i-1, j)}{2h_r} \quad (\text{III.11})$$

la substitution des dérivées partielles de l'équation de Laplace (III.3) par leur expression donnée par (III.8), (III.9) et (III.11), nous donne la relation suivante :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{h_r^2} \cdot [V(i+1, j) + V(i-1, j) - 2V(i, j)] + \frac{1}{2 \cdot r \cdot h_r} [V(i+1, j) - V(i-1, j)] + \\ & \frac{1}{r^2 \cdot h_j^2} \cdot [V(i, j+1) + V(i, j-1) - 2V(i, j)] = 0 \end{aligned} \quad (\text{III.12})$$

A la fin, l'expression d'approximation générale du potentiel en chaque nœud issu de la discrétisation du domaine, est donnée sous la forme indicielle suivante :

$$\dot{V}(i, j) = \frac{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot h_r^2}{2(r_i^2 \cdot h_i^2 + h_r^2)} \left[\begin{array}{l} \frac{1}{r_i^2 \cdot h_i^2} \cdot V(i, j+1) + \frac{(2r_i + h_r)}{2r_i \cdot h_r^2} \cdot V(i+1, j) + \\ \frac{1}{r_i^2 \cdot h_i^2} \cdot V(i, j-1) + \frac{(2r_i - h_r)}{2r_i \cdot h_r^2} \cdot V(i-1, j) \end{array} \right] \quad (\text{III.13})$$

III.2-5 Câble à isolation contenant une cavité

Dans cette partie, on va donner les expressions d'approximation du potentiel aux différents nœuds situés dans les trois milieux ; l'isolant de permittivité ϵ_i , la cavité de permittivité ϵ_c et les frontières qui les séparent.

La figure (III.4) représente le schéma d'un isolant contenant une cavité. Le domaine entourant la cavité marque la zone de son influence sur la distribution du potentiel.

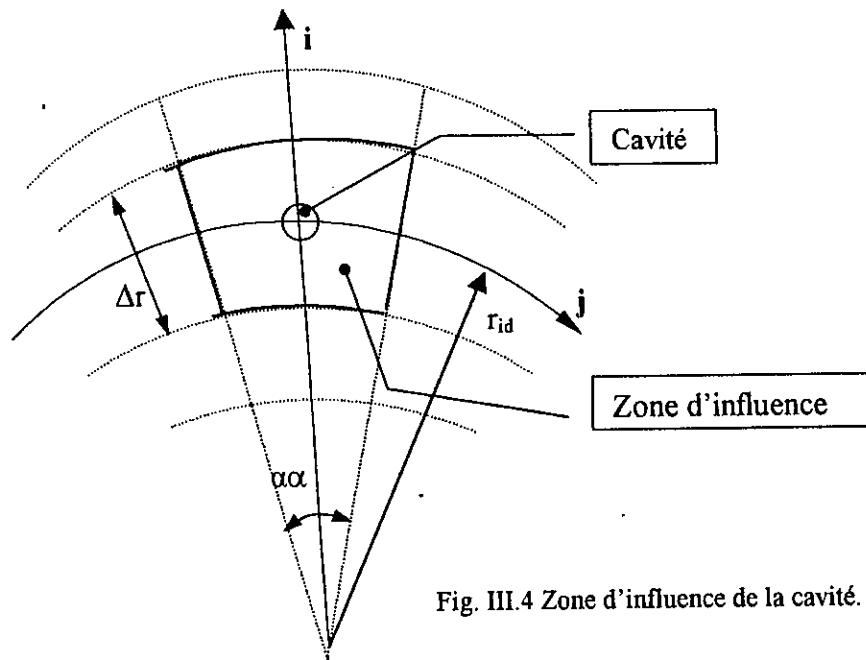


Fig. III.4 Zone d'influence de la cavité.

r_{id} : position radiale du centre de la cavité par rapport au centre du câble.

$\Delta r = (r_2 - r_1)$ et α : longueur radiale et écartement angulaire définissant le domaine d'influence de la cavité.

III.2-5-1 Approximation du potentiel aux différents nœuds

- Pour les nœuds situés dans l'isolant ou à l'intérieur du défaut, le potentiel est donné par l'expression (III.13).
- Pour les nœuds situés à la frontière entre les deux milieux, on applique les conditions de continuité du champ électrique ou ce qui est connu par la condition de Cauchy.

La cavité qu'on a choisie dans cette étude a une géométrie carrée, ce qui fait que les nœuds d'interface entre la cavité et l'isolant seront de types rectilignes et rectangulaires (Fig. III.5).

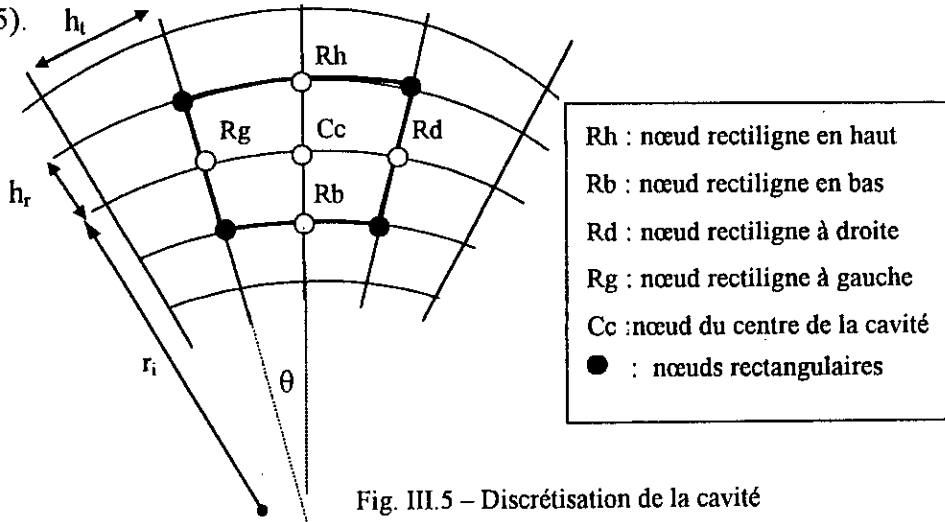


Fig. III.5 – Discrétisation de la cavité

Remarque : Les conditions de continuité à l'interface entre l'isolant et la cavité sont exprimées par les deux égalités suivantes :

$$\begin{aligned} \epsilon_i \cdot \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right) &= \epsilon_c \cdot \left(\frac{\partial V}{\partial r} \right) \\ \epsilon_i \cdot \left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right) &= \epsilon_c \cdot \left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right) \end{aligned} \tag{III.14}$$

Selon que le vecteur champ électrique traverse le nœud, dans la direction radiale ou transversale.

III.2-5-2 Nœuds des frontières rectilignes (Fig. III.5)

Nous allons donner les expressions approchées du potentiel des quatre types de nœuds situés aux frontières rectilignes de la cavité.

a- Nœud situé sur la paroi d'en haut de la cavité (Rh)

$$V(i, j) = \frac{r_i^2 \cdot h_t^2 \cdot h_r^2}{2(r_i^2 \cdot h_t^2 + h_r^2)} \left[\frac{1}{r_i^2 \cdot h_t^2} V(i, j+1) + \frac{2 \cdot \epsilon_i \cdot (2 \cdot r_i + h_r)}{[\epsilon_i \cdot (2 \cdot r_i + h_r) + \epsilon_c \cdot (2 \cdot r_i - h_r)] h_r^2} V(i+1, j) + \frac{1}{r_i^2 \cdot h_t^2} V(i, j-1) + \frac{2 \cdot \epsilon_c \cdot (2 \cdot r_i - h_r)}{[\epsilon_i \cdot (2 \cdot r_i + h_r) + \epsilon_c \cdot (2 \cdot r_i - h_r)] h_r^2} V(i-1, j) \right] \tag{III.15}$$

b- Nœud situé la paroi d'en bas de la cavité (Rb)

Le potentiel du nœud est obtenu par une simple permutation des permittivités ϵ_i et ϵ_c dans l'expression (III.15), d'où l'on a :

$$V(i, j) = \frac{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot h_r^2}{2(r_i^2 \cdot h_i^2 + h_r^2)} \left[\frac{1}{r_i^2 \cdot h_i^2} \cdot V(i, j+1) + \frac{2 \cdot \epsilon_c \cdot (2 \cdot r_i + h_r)}{[\epsilon_c \cdot (2 \cdot r_i + h_r) + \epsilon_i \cdot (2 \cdot r_i - h_r)] h_r^2} \cdot V(i+1, j) + \frac{1}{r_i^2 \cdot h_i^2} \cdot V(i, j-1) + \frac{2 \cdot \epsilon_i \cdot (2 \cdot r_i - h_r)}{[\epsilon_c \cdot (2 \cdot r_i + h_r) + \epsilon_i \cdot (2 \cdot r_i - h_r)] h_r^2} \cdot V(i-1, j) \right] \quad (\text{III.16})$$

c- Nœud situé la paroi latérale de droite de la cavité (Rd)

$$V(i, j) = \frac{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot h_r^2}{2(r_i^2 \cdot h_i^2 + h_r^2)} \left[\frac{2 \cdot \epsilon_i}{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot (\epsilon_i + \epsilon_c)} \cdot V(i, j+1) + \frac{(2 \cdot r_i + h_r)}{2 \cdot r_i \cdot h_r^2} \cdot V(i+1, j) + \frac{2 \cdot \epsilon_c}{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot (\epsilon_i + \epsilon_c)} \cdot V(i, j-1) + \frac{(2 \cdot r_i - h_r)}{2 \cdot r_i \cdot h_r^2} \cdot V(i-1, j) \right] \quad (\text{III.17})$$

d- Nœud situé sur la paroi latérale de gauche de la cavité (Rg)

On trouve que l'expression du potentiel de ce nœud a la même forme que celle du nœud rectiligne situé à droite, où il suffit de permuter les permittivités ϵ_i et ϵ_c .

$$V(i, j) = \frac{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot h_r^2}{2(r_i^2 \cdot h_i^2 + h_r^2)} \left[\frac{2 \cdot \epsilon_c}{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot (\epsilon_i + \epsilon_c)} \cdot V(i, j+1) + \frac{(2 \cdot r_i + h_r)}{2 \cdot r_i \cdot h_r^2} \cdot V(i+1, j) + \frac{2 \cdot \epsilon_i}{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot (\epsilon_i + \epsilon_c)} \cdot V(i, j-1) + \frac{(2 \cdot r_i - h_r)}{2 \cdot r_i \cdot h_r^2} \cdot V(i-1, j) \right] \quad (\text{III.18})$$

III.2-5-3 Nœuds des frontières rectangulaires de la cavité (Fig. III.5)

Pour ce type de nœud, le champ électrique à deux composantes, l'une radiale et l'autre tangentielle. Alors, nous devons appliquer les conditions de continuité pour les deux directions en utilisant les deux relations (III.14)

a- Nœud situé à l'angle d'en haut à droite de la cavité (Fig. III.5)

$$V(i, j) = \frac{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot h_r^2}{2(r_i^2 \cdot h_i^2 + h_r^2)} \left[\frac{2 \cdot \epsilon_i}{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot (\epsilon_i + \epsilon_c)} \cdot V(i, j+1) + \left(\frac{2 \cdot \epsilon_i}{h_r^2 \cdot (\epsilon_i + \epsilon_c)} + \frac{1}{2 \cdot r_i \cdot h_r} \right) \cdot V(i+1, j) + \frac{2 \cdot \epsilon_c}{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot (\epsilon_i + \epsilon_c)} \cdot V(i, j-1) + \left(\frac{2 \cdot \epsilon_c}{h_r^2 \cdot (\epsilon_i + \epsilon_c)} - \frac{1}{2 \cdot r_i \cdot h_r} \right) \cdot V(i-1, j) \right] \quad (\text{III.19})$$

b- Nœud situé à l'angle d'en haut à gauche de la cavité (Fig. III-5)

$$V(i, j) = \frac{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot h_r^2}{2(r_i^2 \cdot h_i^2 + h_r^2)} \left[\begin{array}{l} \frac{2 \cdot \varepsilon_c}{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot (\varepsilon_i + \varepsilon_c)} \cdot V(i, j + 1) + \left(\frac{2 \cdot \varepsilon_i}{h_r^2 \cdot (\varepsilon_i + \varepsilon_c)} + \frac{1}{2 \cdot r_i \cdot h_r} \right) \cdot V(i + 1, j) + \\ \frac{2 \cdot \varepsilon_i}{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot (\varepsilon_i + \varepsilon_c)} \cdot V(i, j - 1) + \left(\frac{2 \cdot \varepsilon_c}{h_r^2 \cdot (\varepsilon_i + \varepsilon_c)} - \frac{1}{2 \cdot r_i \cdot h_r} \right) \cdot V(i - 1, j) \end{array} \right] \quad (\text{III.20})$$

c- Nœud situé à l'angle d'en bas à droite de la cavité (Fig. III.5)

$$V(i, j) = \frac{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot h_r^2}{2(r_i^2 \cdot h_i^2 + h_r^2)} \left[\begin{array}{l} \frac{2 \cdot \varepsilon_i}{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot (\varepsilon_i + \varepsilon_c)} \cdot V(i, j + 1) + \left(\frac{2 \cdot \varepsilon_c}{h_r^2 \cdot (\varepsilon_i + \varepsilon_c)} + \frac{1}{2 \cdot r_i \cdot h_r} \right) \cdot V(i + 1, j) + \\ \frac{2 \cdot \varepsilon_c}{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot (\varepsilon_i + \varepsilon_c)} \cdot V(i, j - 1) + \left(\frac{2 \cdot \varepsilon_i}{h_r^2 \cdot (\varepsilon_i + \varepsilon_c)} - \frac{1}{2 \cdot r_i \cdot h_r} \right) \cdot V(i - 1, j) \end{array} \right] \quad (\text{III.21})$$

d- Nœud situé à l'angle d'en bas à gauche de la cavité (Fig. III.5)

$$V(i, j) = \frac{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot h_r^2}{2(r_i^2 \cdot h_i^2 + h_r^2)} \left[\begin{array}{l} \frac{2 \cdot \varepsilon_c}{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot (\varepsilon_i + \varepsilon_c)} \cdot V(i, j + 1) + \left(\frac{2 \cdot \varepsilon_c}{h_r^2 \cdot (\varepsilon_i + \varepsilon_c)} + \frac{1}{2 \cdot r_i \cdot h_r} \right) \cdot V(i + 1, j) + \\ \frac{2 \cdot \varepsilon_i}{r_i^2 \cdot h_i^2 \cdot (\varepsilon_i + \varepsilon_c)} \cdot V(i, j - 1) + \left(\frac{2 \cdot \varepsilon_i}{h_r^2 \cdot (\varepsilon_i + \varepsilon_c)} - \frac{1}{2 \cdot r_i \cdot h_r} \right) \cdot V(i - 1, j) \end{array} \right] \quad (\text{III.22})$$

III.2-6 Approximation du champ électrique en chaque nœud:

Le champ électrique se déduit par calcul du gradient du potentiel, tel que :

$$E = -\text{grad}V = -\frac{\partial V}{\partial r} \cdot e_r - \frac{1}{r_i} \cdot \frac{\partial V}{\partial \theta} \cdot e_\theta$$

avec

$$E_r = \frac{\partial V}{\partial r}; E_\theta = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial V}{\partial \theta}$$

(III.23)

Et finalement, le champ électrique au nœud (i, j) est approché par l'expression suivante:

$$E(i, j) = \sqrt{E_r^2 + E_\theta^2}$$

avec

$$E_r = \frac{1}{2 \cdot h_r} \cdot [V(i + 1, j) - V(i - 1, j)]$$

$$E_\theta = \frac{1}{2 \cdot r_i \cdot h_i} \cdot [V(i, j + 1) - V(i, j - 1)]$$

(III.24)

Pour le calcul des valeurs locales de la pression électrostatique (ou électromécanique) et les pertes diélectriques en tout point du domaine d'étude, nous avons appliqué les expressions suivantes

$$P_{elec}[i, j] = \frac{1}{2} \epsilon_o \epsilon_r E^2[i, j] \quad (III.25)$$

$$P_{diele}[i, j] = (\omega \epsilon_o \epsilon_r tg \delta) E^2[i, j] + \sigma \cdot E^2[i, j] \quad (III.26)$$

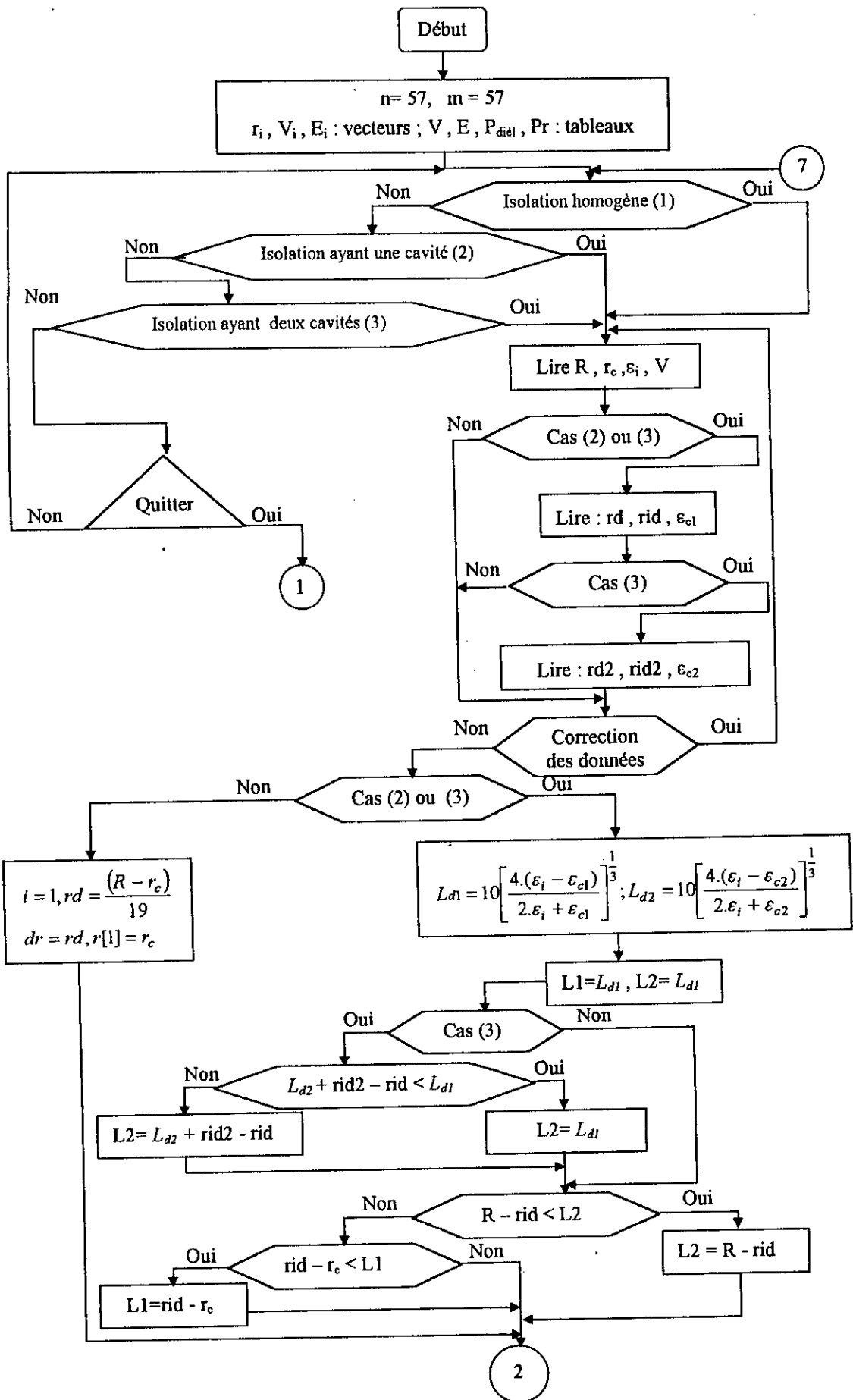
III.3- Organigramme

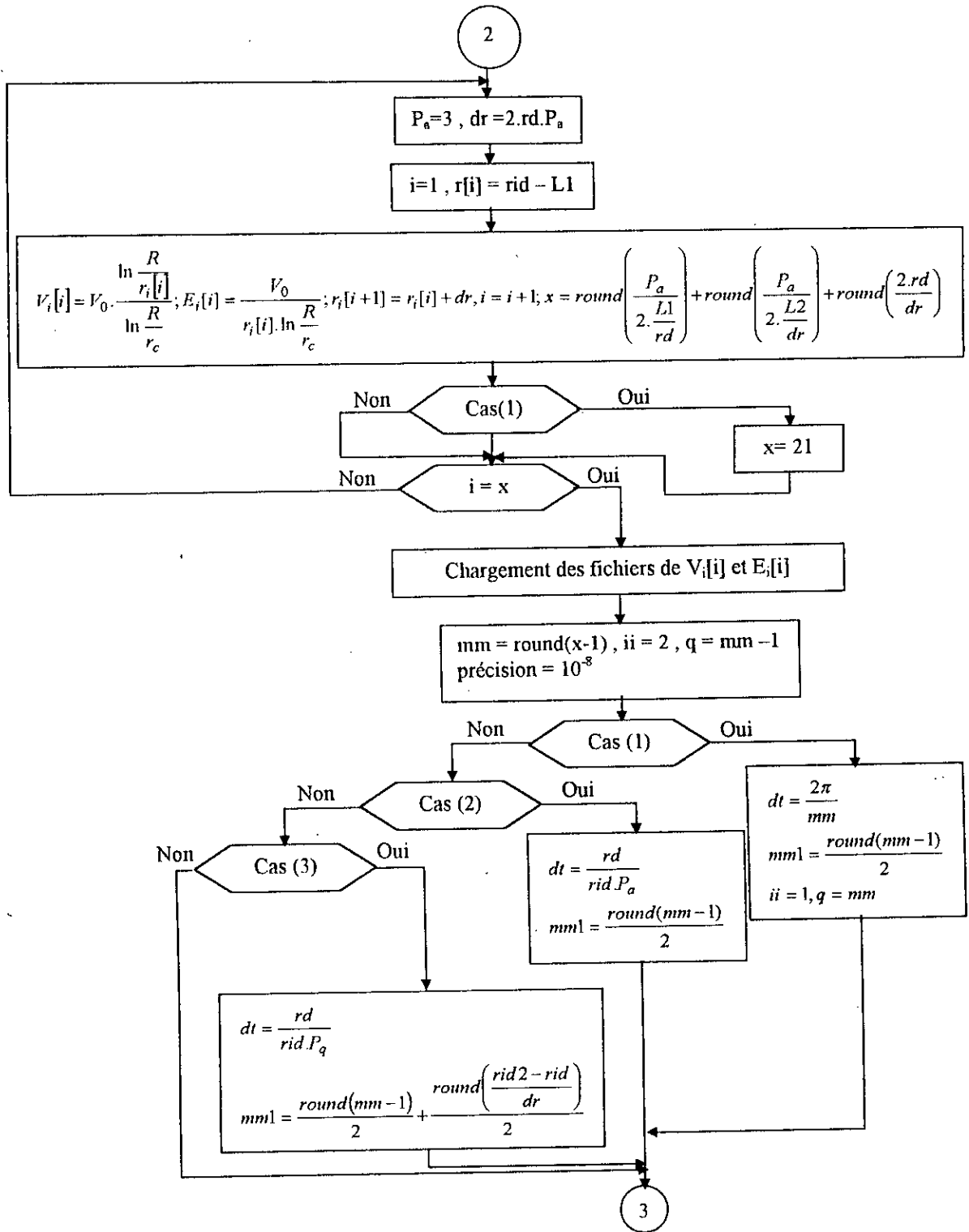
Nous avons utilisé la méthode de surrelaxation dans la résolution du système d'équations linéaires que nous avons établi par la méthode des différences finies. Pour accélérer la convergence du programme de calcul nous avons introduit un facteur d'accélération. Young a montré que si pour une enceinte rectangulaire i varie de 1 à $m+1$ et j varie de 1 à $n+1$ on peut prendre pour valeur du facteur d'accélération ω [42] :

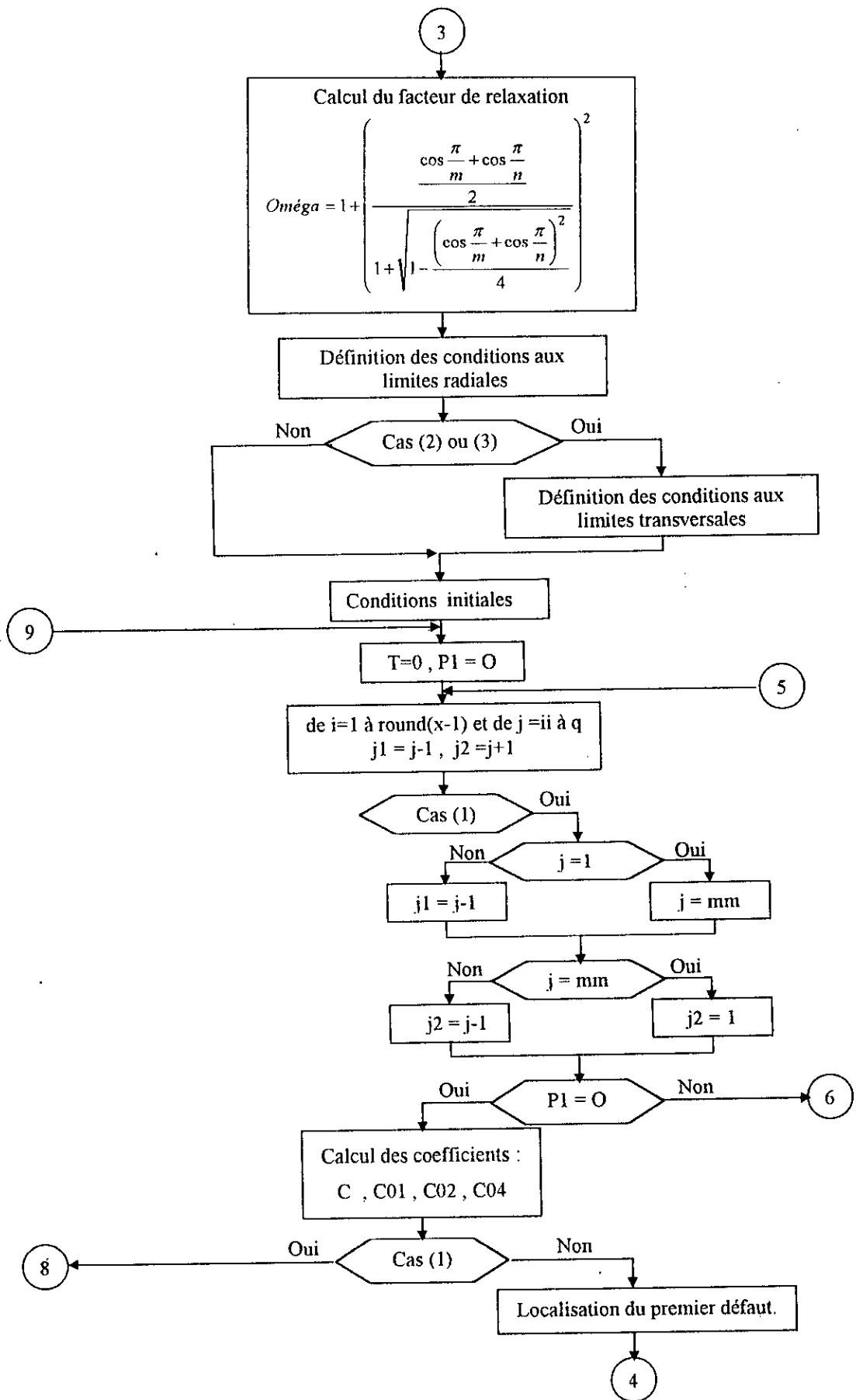
$$\omega = 1 + \left[\frac{\frac{1}{2} \left(\cos\left(\frac{\pi}{m}\right) + \cos\left(\frac{\pi}{n}\right) \right)}{1 + \sqrt{1 - \frac{1}{4} \left(\cos\left(\frac{\pi}{m}\right) + \cos\left(\frac{\pi}{n}\right) \right)^2}} \right]^2 \quad (III.27)$$

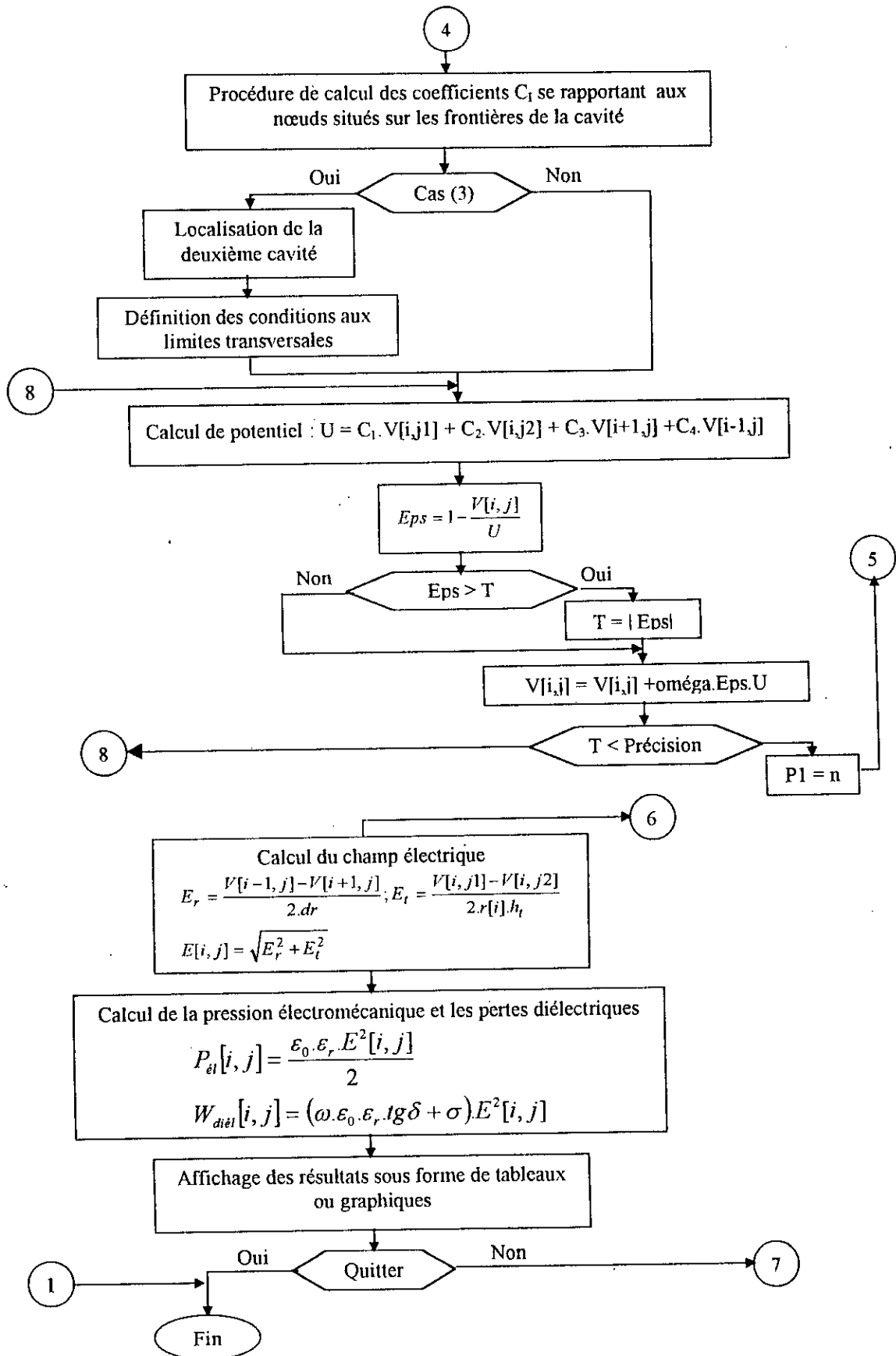
Pour tester la validité du programme de calcul nous avons tout d'abord comparé le résultat du calcul numérique pour le cas d'une isolation homogène avec celui obtenu par le calcul analytique. Ensuite nous avons procédé au test de la procédure de calcul du champ électrique dans le cas d'un défaut. Nous avons pris pour cela, une cavité ayant les mêmes propriétés que l'isolant et nous avons confronté le résultat avec celui du cas homogène. Les résultats des deux tests étaient satisfaisants.

Il est à signaler que notre programme peut traiter à la fois trois matrices qui soient les matrices du potentiel, du champ et de la pression ou des pertes, où chacune a une taille maximale de (57x57).









CHAPITRE IV : RÉSULTATS ET INTERPRÉTATIONS

Nous allons présenter dans ce chapitre les résultats de l'analyse numérique du phénomène d'influence des cavités sur la distribution des contraintes dans l'isolation d'un câble de haute tension.

IV-1 Caractéristiques du câble [6]

type	: 185 mm ² , Al 30/50 kV ;
Rayon de l'âme	: 7,65 mm ;
Epaisseur de la couche semi-conductrice sur l'âme	: 1,0 mm ;
Epaisseur de l'enveloppe isolante	: 11,3 mm, PRC ;
Epaisseur de la couche semi-conductrice sur l'isolant	: 1,20 mm ;
Ecran métallique	: en fil de cuivre de 0,8 mm de diamètre et ruban en cuivre de 25x0,1 mm ;
Gaine de protection	: en PVC d'épaisseur 5,3 mm.
Facteur des pertes diélectriques	: $4 \cdot 10^{-3}$
Conductivité électrique	: $10^{-12} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$
Conductivité thermique	: 0,286 W/m.°C
Chaleur volumique	: 2,08 J/cm ³ .°C

L'isolation est en polyéthylène réticulé chimiquement. L'enveloppe isolante a un rayon intérieur égal à 8,65 mm quand on prendra en considération l'épaisseur de la couche semi-conductrice sur l'âme et un rayon extérieur de 19,95 mm. La différence de potentiel entre la phase et l'écran métallique est de 30 kV, et la valeur efficace de l'intensité du champ électrique au niveau du conducteur est de 4,15 kV/mm ce qui est en accord avec [8].

IV-2 Problématique :

Pour situer le problème d'influence d'une cavité sur la distribution des contraintes électrique, électromécanique et thermique, il importe de définir les paramètres caractéristiques de la cavité. Une cavité est caractérisée par la nature de la substance occlue, sa forme géométrique, ses dimensions, sa position dans l'isolant et sa présence avec ou sans d'autres cavités ou microcavités.

Cependant, si l'on doit tenir compte de tous ces paramètres et envisager une étude qui traite tous les cas qu'on peut imaginer de se produire dans l'industrie, il serait inconcevable du point de vu pratique. Alors, on devrait choisir les exemples qui soient représentatifs de cas réels les plus probables ou qui représentent les cas les plus défavorables.

Dans le chapitre II on a vu ; d'après la structure morphologique des matériaux isolants synthétiques notamment les polyéthylènes, que la taille des cavités qui apparaissent au cours de la fabrication des câbles varie entre $1\mu\text{m}$ et $20\mu\text{m}$.

Nous savons également que les cavités se situent dans une bande allant de 40% à 95% de l'épaisseur de l'isolant en partant du conducteur et que le nombre maximal de cavités se trouvent aux trois quarts de l'isolant. Il faut aussi prendre en considération les cas de décollements qui se produisent entre le conducteur et l'isolant ou entre celui-ci et la couche semi-conductrice.

Nous avons pris la géométrie de la maille élémentaire issue de la discrétisation, qui est pratiquement cubique, comme forme de la cavité. D'après l'étude publiée par Atsushi et Yoshitsugu [43], une cavité cubique provoque des perturbations pratiquement identiques à celles d'une cavité sphérique.

Quant à la substance contenue dans la cavité, les cas probables sont les produit de décomposition du peroxyde et la pénétration de l'eau sous une pression interne égale à 1 atm [1,2].

Nous avons pris le diamètre de la cavité égale à $1\mu\text{m}$ pour avoir la possibilité de traiter à la fois des cavités d'air et d'eau de mêmes dimensions et de comparer leur perturbation. Ensuite par extrapolation nous faisons étendre le diamètre jusqu'à $30\mu\text{m}$.

Dans cette étude, nous traitons les deux cas de figures suivant :

- Une isolation contenant une cavité
- Une isolation ayant deux cavités.

Pour le cas de l'isolation a une seule cavité, on a choisi les trois cas suivants :

- un décollement entre l'isolant et l'âme,
- une cavité située à $8,35\text{ mm}$ de l'âme soit à $0,74\%$ de l'épaisseur de l'isolant du coté de la gaine.
- une cavité se trouvant à proximité de la gaine de protection.

Nous avons envisager l'étude de l'isolation portant deux cavités pour, d'une part, examiner les perturbations que provoque la présence de deux cavités sur les différentes contraintes et d'autre part pour mettre en évidence les déformations qui apparaissent dans la distribution des contraintes après l'apparition d'une microcavité dans le voisinage d'une cavité sous l'effet de la distorsion des contraintes électromécaniques.

Et en fin nous présentons les variations des différentes contraintes en fonction de la taille de la cavité et en fonction de la position de celle ci par rapport à l'âme conductrice.

IV-3 Résultats et interprétations

Nous présentons dans cette partie les résultats de l'étude consacrée à la détermination des distorsions que provoquent une cavité d'air et une vacuole d'eau sur la distribution du champ électrique, de la pression électromécanique et des pertes diélectriques.

IV-3.1 Perturbations dues à une cavité d'air

Nous avons étudié l'influence d'une cavité d'air de 1µm ayant une permittivité relative égale à 1 et un facteur de pertes diélectriques égal à zéro. Nous avons examiné les cas de décollement entre l'âme et l'isolant et entre celui-ci et l'écran conducteur et le cas d'une cavité situé à 8,35mm de l'âme.

A - Influence de la cavité d'air sur la distribution de champ électrique

À cause de la permittivité relative de l'air qui est inférieure à celle de l'isolant, le champ électrique à l'intérieure de la cavité est intense. Le calcul des valeurs de la tension d'amorçage et du champ disruptif dans la cavité et donnée par les formules approchées, déduites de la courbe de Paschen [14,21] telle que:

$$\text{- Tension d'amorçage : } U_d = \frac{B \cdot p \cdot d}{\log\left(\frac{A \cdot p \cdot d}{\log\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}\right)} \quad [\text{V}] \quad (\text{IV.1})$$

avec pour l'air : $B = 365$ [V/cm.mmHg], $A = 15 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{mmHg}^{-1}$,
 $\gamma = 10^{-2}$, p [mm.Hg], d : diamètre de la cavité [cm]

$$\text{- Champ disruptif } E_d = k \cdot p^{0.7} \cdot d^{-0.3} \quad [\text{kV/mm}] \quad (\text{IV.2})$$

avec : $k \approx 8 \cdot 10^{-3}$ pour l'air, p : [mm.Hg], d : diamètre de la cavité [mm].

Pour une pression p et une température T différentes à celles des conditions normales ($p_0=760$ mm.Hg, $T_0=20^\circ\text{C}$) et pour la gamme de pression de 1 à 10 bar, on utilise l'expression approchée suivante :

$$E_d = E_{d0} \left(\frac{p/p_0}{T/T_0} \right)^\alpha \quad \text{avec } \alpha = 0.7 \div 0.8 \quad (\text{IV.3})$$

les résultats de calcul de quelques cas sont donnés dans le tableau (IV.1)

Diamètre de la cavité (μm)	1	1	10	20	30
Condition d'exploitation	N	S	N	N	N
U_d (V)	19,8	17,1	307	347	415
E_d (kV/mm)	6,60	5,68	3,31	2,68	2,38

N : cond. normales (20°C, 760 mm.Hg) ; S : cond. de service (90°C, 760 mm.Hg)

Tableau (IV.1)

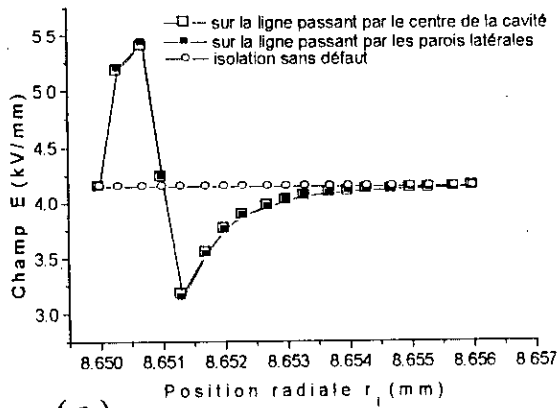
Nous constatons que l'intensité du champ électrique à l'intérieur de la cavité d'air de 1 μm , est inférieure au champ disruptif, conformément à la loi de Paschen, et cela quelle que soit sa position. En prenant en considération les conditions de service du câble dont la température atteint 90°C sur l'âme, nous constatons que le champ est toujours inférieur à la rigidité diélectrique de l'air. D'autre part, nous notons pour les cavités de diamètre supérieur à 10 μm et à partir d'une position bien déterminée en fonction du diamètre de la cavité, l'éventualité d'amorçage de décharges partielles (Tableau IV.1)

D'un autre coté, la distribution radiale du champ est marquée par une distorsion accentuée à l'interface cavité-isolant, ce qui peut être expliqué par l'accumulation des charges de polarisation qui renforcent le champ à l'intérieur de la cavité et le limitent dans l'isolant. Cette distorsion se redresse rapidement sur une distance d'environ trois fois le diamètre de la cavité (Fig. IV.1 a, b, c).

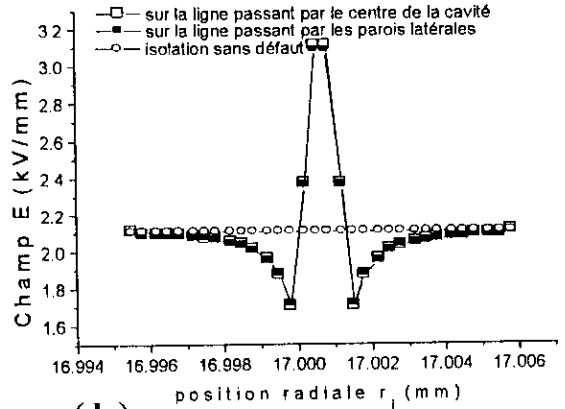
La position de la cavité influe d'une façon très remarquable sur le champ à l'intérieur de la cavité. À la distance de 1,1 mm de l'âme, il atteint un maximum d'environ 6,5 kV/mm puis il diminue rapidement en allant vers la gaine. À la même position, le champ électrique dans la cavité est toujours supérieur à celui d'une isolation homogène [Fig.IV.2].

On remarque à la figure [IV.3] représentant la variation du champ en fonction de la taille de la cavité, que le champ à l'intérieur et sur les parois latérales de la cavité fluctue. En effet on trouve pour le cas du décollement et pour des diamètres allant de 1 à 60 μm , le champ fluctue entre les valeurs de 5,41 kV/mm et 5,71 kV/mm

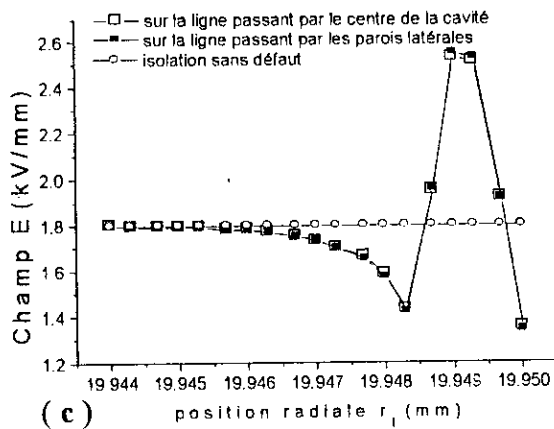
Les graphiques de la Fig. IV.4 représentent la distribution du champ électrique en trois dimensions et la projection de cette distribution dans le plan radial. Nous constatons que la zone assujettie à la contrainte électrique est plus étendue quand la cavité se trouve trop près de l'âme conductrice ou de l'écran conducteur.



(a)



(b)



(c)

Fig. IV.1- Distribution du champ électrique sous l'influence de :

- (a). un décollement ; (b). une cavité située à 8,34 mm de l'âme ;
- (c). une cavité à proximité de la gaine

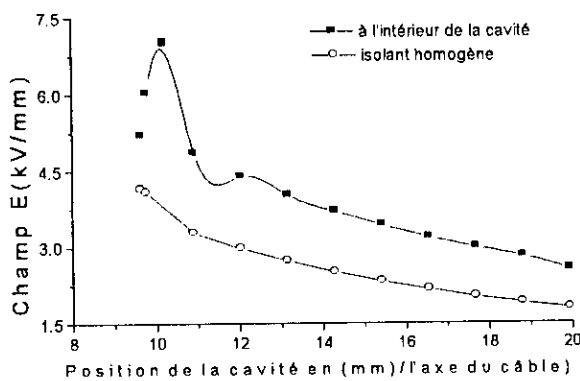


Fig. IV.2 – Champ électrique à l'intérieur du décollement en fonction de sa position par rapport à l'âme.

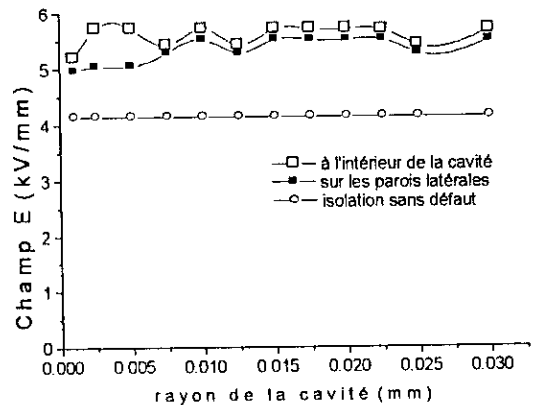
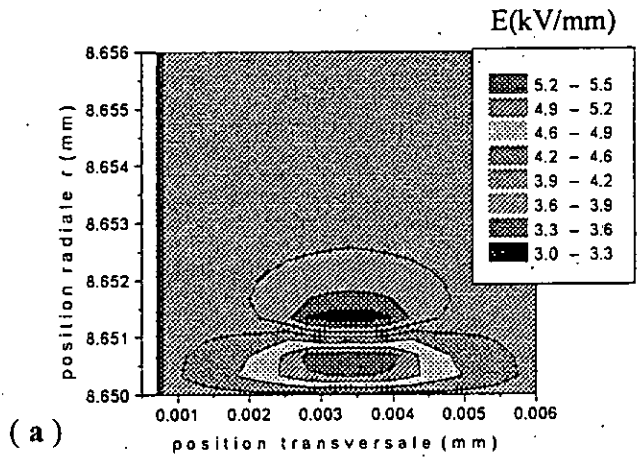
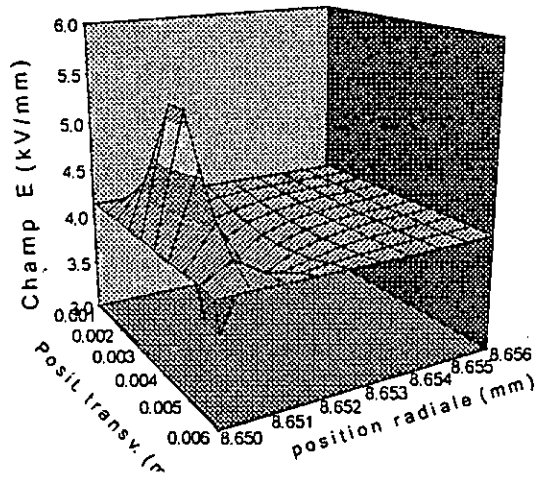
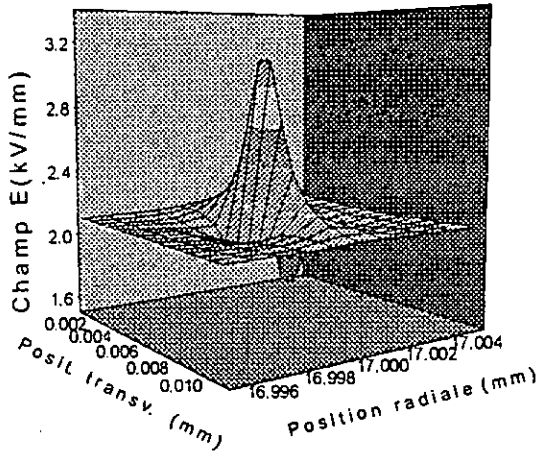


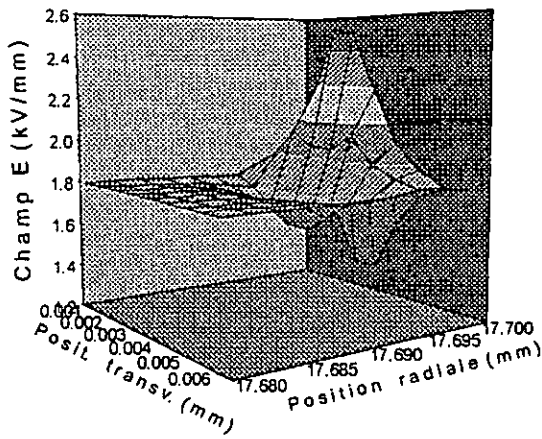
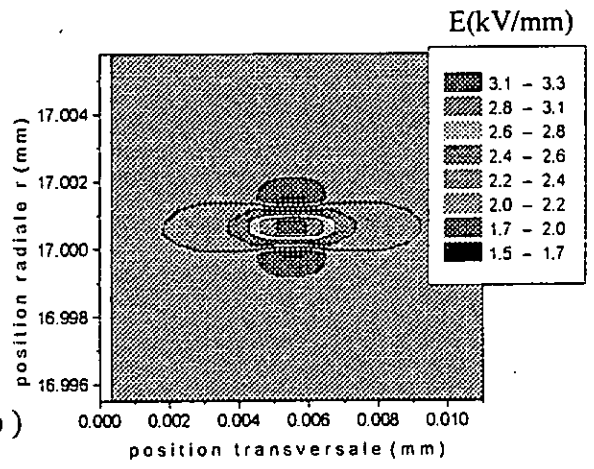
Fig. IV.3 Champ électrique à l'intérieur et autour du décollement en fonction de sa taille.



(a)



(b)



(c)

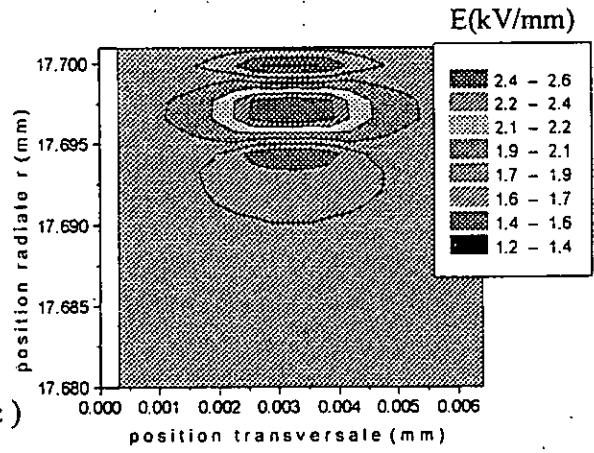


Fig. IV.4 – Distribution du champ électrique en 3D et sa projection sur le plan radial à 0,01 mm de l'âme : (a) un décollement ; (b) une cavité située à 8,34 mm de l'âme ; (c) une cavité à proximité de la gaine.

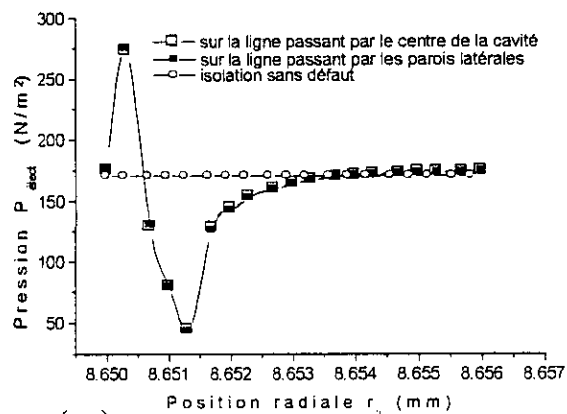
B - Influence de la cavité d'air sur la distribution de la pression électromécanique

Nous constatons sur les caractéristiques données en (Fig. IV.5) que la pression électromécanique est importante à l'intérieure de la cavité et sur les parois latérales. Elle diminue, atteignant des valeurs très faibles dans la partie de l'isolant située du côté de la gaine et limitée par le tube de forces contenant la cavité. Cette distribution de la pression provoque incontestablement la compression de la cavité et conduit à son allongement dans la direction radiale.

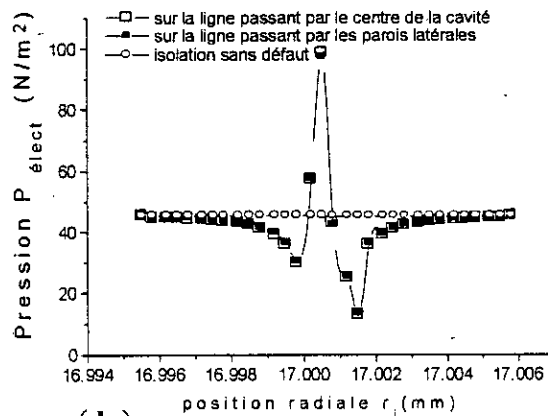
La variation de la pression en fonction de la position de la cavité (1 μm de diamètre) est marquée par un maximum de 369,42 N/m^2 lorsque celle-ci est situé à 1,1 mm de l'âme. Les valeurs de cette pression ont pratiquement doublé par rapport à une isolation saine et cela à n'importe qu'elle position de l'isolation (Fig. IV.6).

L'examen de la figure IV.7 montre une variation presque alternative de la pression électromécanique en fonction de la taille. On trouve, pour le cas du décollement que la variation de la pression sur les cotés latéraux varie entre 261,65 N/m^2 et 312,18 N/m^2 , et à l'intérieur de la cavité où la fluctuation est beaucoup plus importante, elle varie de 140,55 N/m^2 à 274,84 N/m^2 . Cette situation révèle l'aspect aléatoire de la variation de la contrainte électromécanique en fonction de la taille de la cavité.

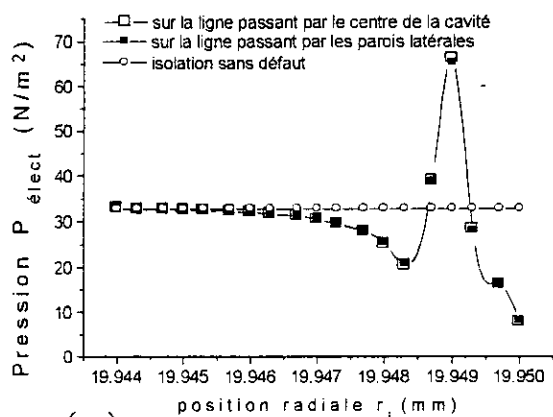
D'après les caractéristiques (Fig. IV.8) représentant la distribution de la pression électromécanique en trois dimensions et la projection de cette distribution dans le plan radial, nous constatons que la zone soumise à la contrainte s'élargit sur les cotés latéraux de la cavité quand celle ci se trouve trop près de l'âme conductrice ou de l'écran conducteur.



(a)



(b)



(c)

Fig. IV.5 - Distribution de la pression électromécanique sous l'influence de :
 (a). un décollement ; (b) . une cavité située à 8,34 mm de l'âme ;
 (c). une cavité à proximité de la gaine

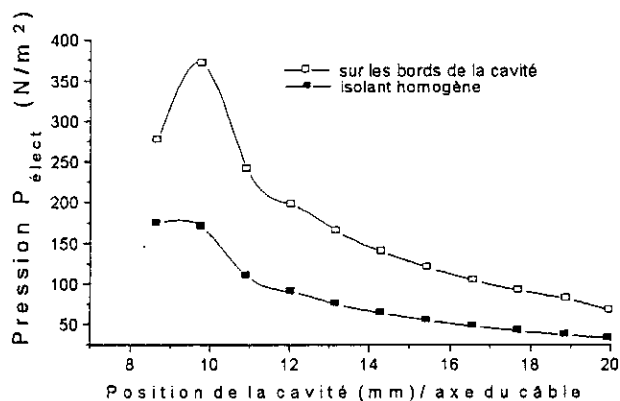


Fig. IV.6 – Pression électromécanique autour du décollement en fonction de sa position par rapport à l'âme.

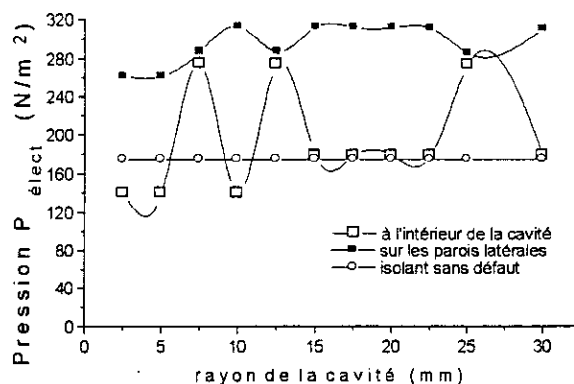


Fig. IV.7 Pression électromécanique autour et à l'intérieur du décollement en fonction de sa taille.

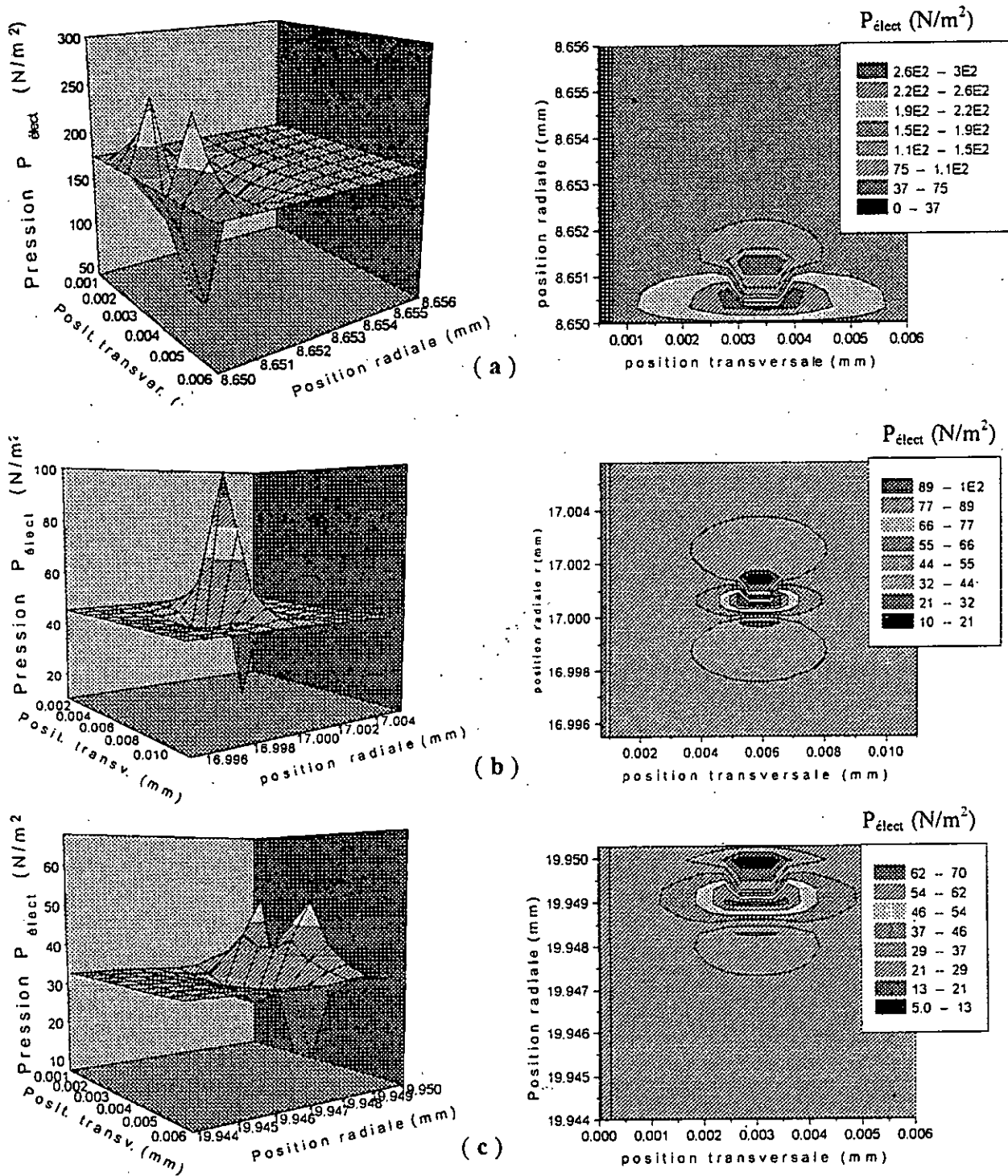


Fig. IV.8 – Distribution de la pression électromécanique en 3D et sa projection dans le plan radial :

- (a) un décollement ;
- (b) une cavité située à 8,34 mm de l'âme ;
- (c) une cavité à proximité de la gaine ;

C - Influence de la cavité d'air sur la distribution des pertes diélectriques

Les pertes diélectriques, nulles à l'intérieur de la cavité, sont plus importantes autour de la cavité du côté de l'âme conductrice. Mais le calcul par l'expression (IV.1) déduite de l'expression déterminant l'échauffement d'une couronne d'un câble, montre que l'échauffement que produisent ces pertes est insignifiant, ce qui coïncide avec les résultats de Zeller qui trouve expérimentalement pour des tensions $V_0 \leq 30$ kV (50 Hz) que les pertes diélectriques ne présentent aucun danger qui puisse altérer le matériau isolant [19]

$$\Delta T = P_{diél} \cdot \frac{2 \cdot r_d \cdot r_i[i]}{K} \cdot \ln\left(\frac{r_e}{r_i}\right) \quad (IV.1)$$

$P_{diél}$: pertes diélectriques, [W/m³].

K : conductivité thermique, [W/m.°C]

r_d : épaisseur de la portion de l'isolant,

$r_i[i]$: position de la portion par rapport à l'axe du câble,

r_i et r_e : rayon intérieur et extérieur limitant la portion choisie de l'isolant.

La variation des pertes en fonction de la position de la cavité, est marquée par le passage de ces pertes par un maximum égale à 752,90 W/m³ à une distance de 1,1 mm de l'âme puis elles diminuent en allant vers la gaine avec des valeurs deux fois plus supérieures à celles d'une isolation saine (Fig. IV.10).

Pour la variation des pertes diélectriques en fonction de la taille de la cavité on remarque une évolution aléatoire qui prend la même allure que celle de la pression (Fig. IV.11).

La représentation de la distribution du champ électrique en trois dimensions et la projection de cette distribution dans le plan radial (Fig. IV.12), montrent que les pertes diélectriques s'étendent sur un domaine plus large lorsque la cavité est à proximité de l'âme ou de l'écran conducteur et se rétrécit quand le défaut se trouve au milieu de l'isolation.

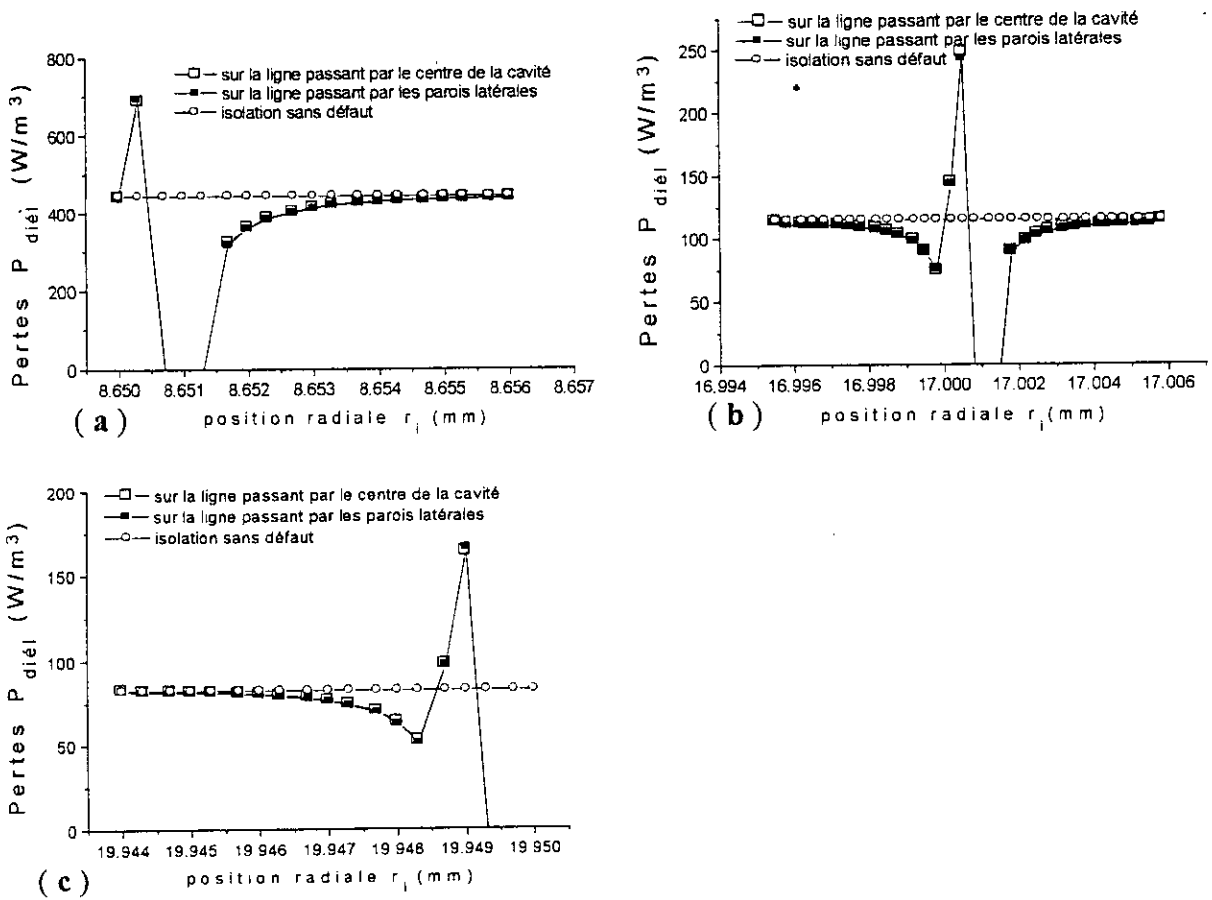


Fig. IV.9 - Distribution des pertes diélectriques sous l'influence de :
 (a). un décollement ; (b) . une cavité située à 8,34 mm de l'âme ;
 (c). une cavité à proximité de la gaine

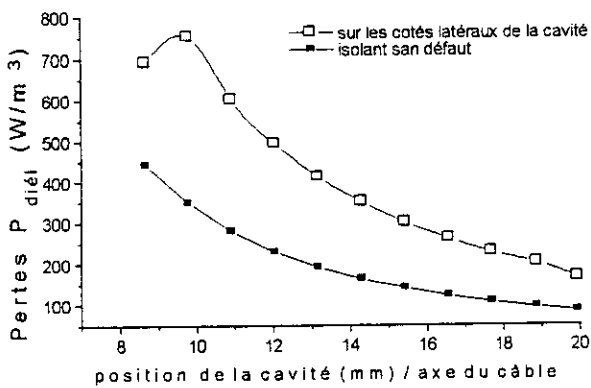


Fig. IV.10 – Pertes diélectriques autour du décollement en fonction de sa position par rapport à l'âme.

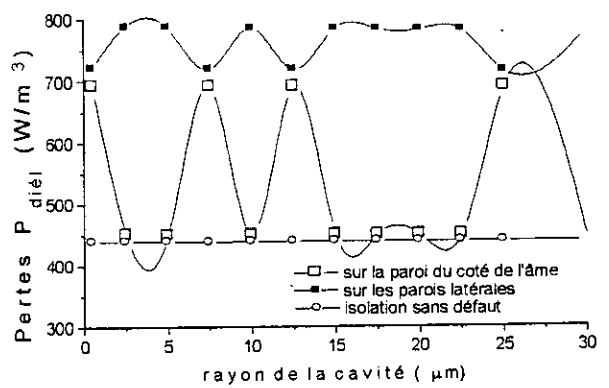


Fig. IV.11 Pertes diélectriques autour et à l'intérieur du décollement en fonction de sa taille.

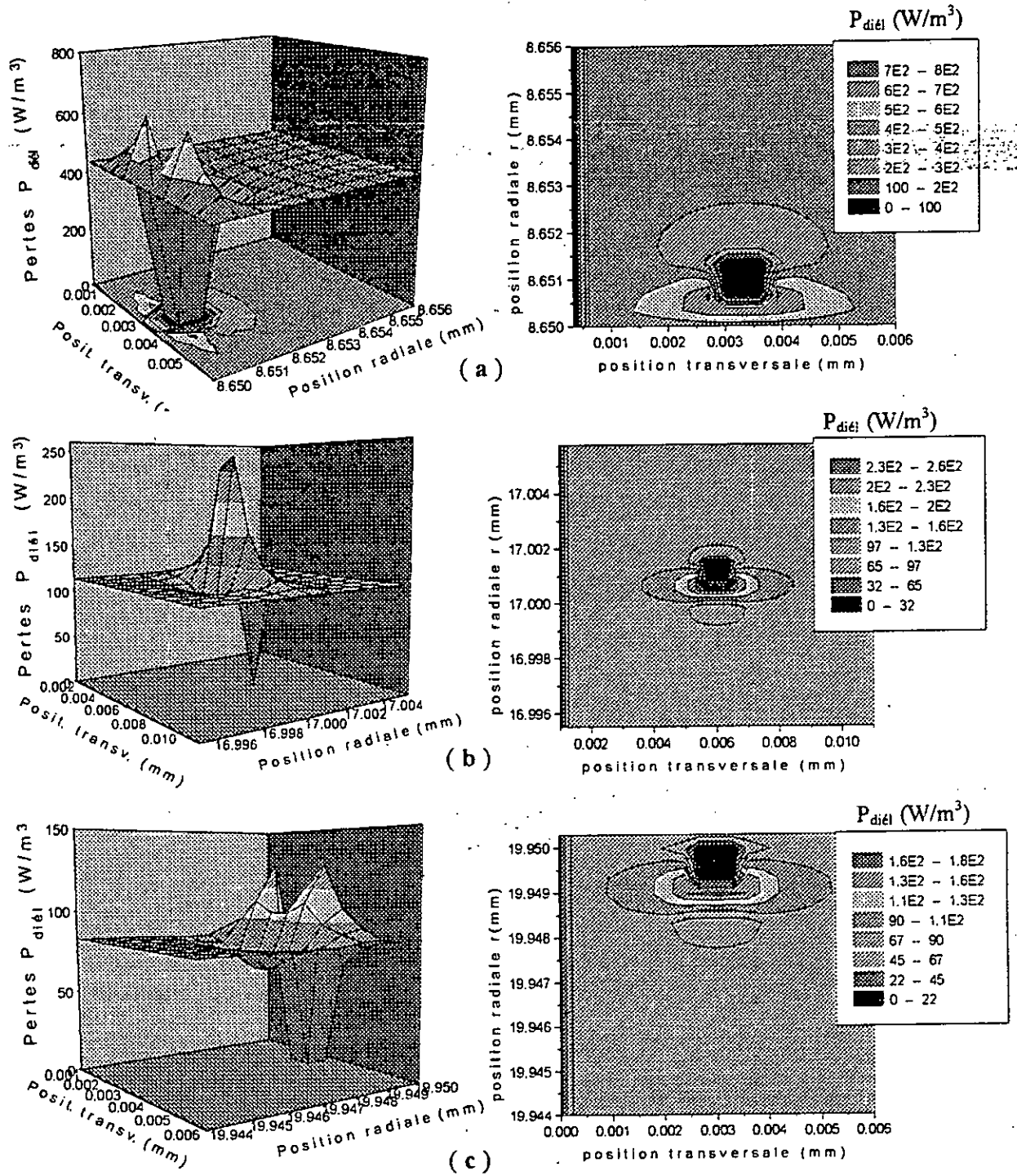


Fig. IV.12 – Distribution des pertes diélectriques en 3D et sa projection dans le plan radial :

- (a) d'un décollement ;
- (b) d'une cavité située à 8,34 mm de l'âme ;
- (c) d'une cavité à proximité de la gaine.

IV-3.2 Perturbation due à une vacuole d'eau

La vacuole d'eau de $1\mu\text{m}$ de diamètre a une permittivité relative égale à 80 et un facteur de pertes diélectriques égal à zéro. Nous avons examiné les cas d'un décollement rempli d'eau entre l'âme et l'isolant et entre celui-ci et l'écran conducteur et un pore d'eau situé à $8,35\text{mm}$ de l'âme.

A - Influence de la vacuole d'eau sur la distribution de champ électrique

La permittivité relative très élevée de l'eau à l'intérieur de la vacuole provoque une perturbation, amenant le champ électrique dans l'isolant à des valeurs plus ou moins importantes mais très inférieures à la rigidité diélectrique de l'isolation qui est de l'ordre 17 kV/mm . La distribution radiale du champ marquée par la distorsion accentuée à l'interface vacuole-isolant, donne lieu à un renforcement du champ dans l'isolant entourant la vacuole. Cette distorsion se redresse rapidement sur une distance d'environ trois fois le diamètre de la cavité (Fig. IV.13 (a), (b), (c)).

Par comparaison avec la cavité d'air, la position de la vacuole d'eau influe d'une façon différente sur le champ électrique. Il a une valeur d'environ $5,4\text{ kV/mm}$ quand la vacuole est en contact avec l'âme puis il diminue rapidement en allant vers la gaine. Quelle que soit la position de la vacuole, le champ électrique dans son voisinage est supérieur à celui d'une isolation homogène (Fig. IV.14).

Nous avons trouvé que le champ sur les parois latérales de la vacuole fluctue autour de la valeur de $5,4\text{ kV/mm}$. L'amplitude des ondulations est très faible (Fig. IV.15).

La zone d'influence de la vacuole sur la distribution du champ électrique (Fig. IV.16) est plus étendue dans la direction du champ quand la vacuole s'approche de l'âme conductrice ou de l'écran conducteur. Mais, cette zone se rétrécit et prend de l'ampleur dans la direction transversale quand la vacuole se trouve au milieu de l'isolation.

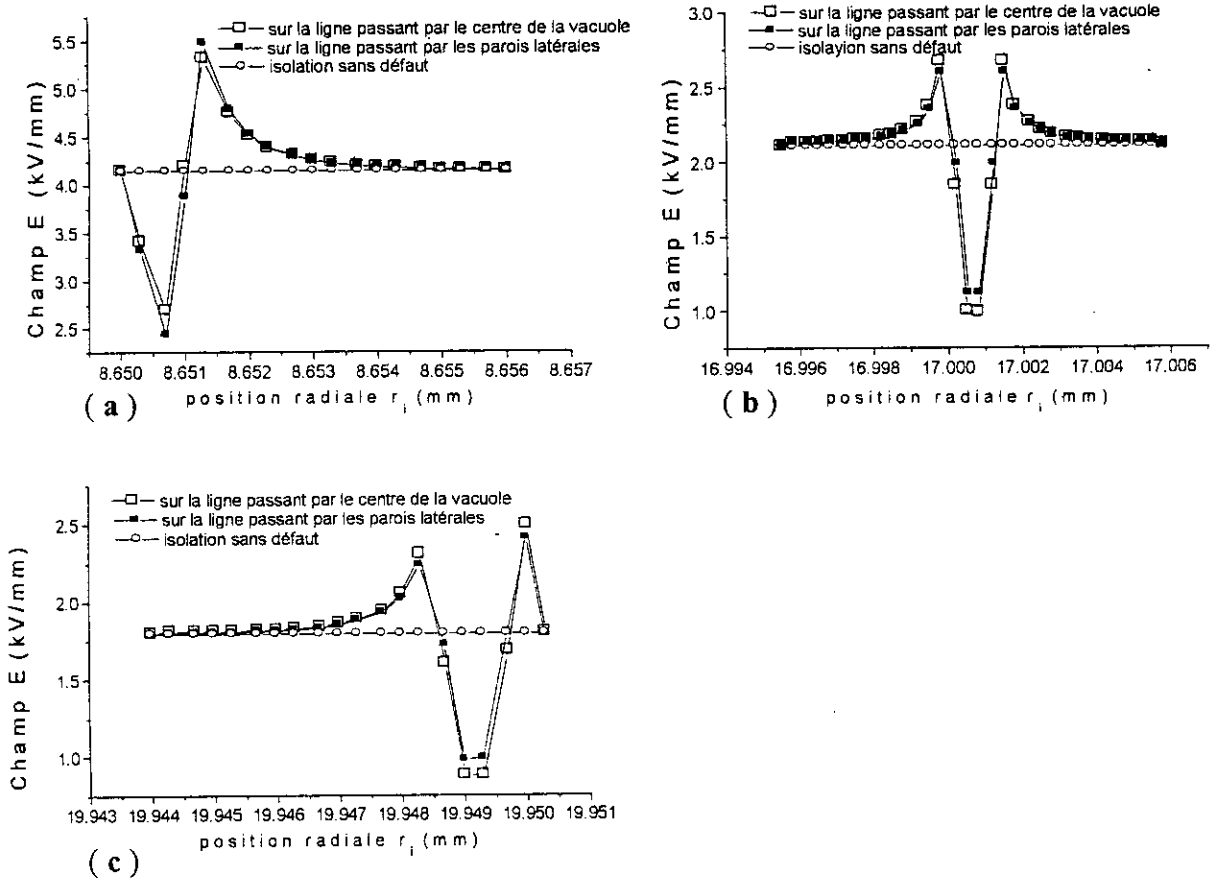


Fig. IV. 13 – Distribution du champ électrique sous l'influence de (a). un décollement ; (b). une vacuole située à 8,34 mm de l'âme. (c). une vacuole à proximité de la gaine.

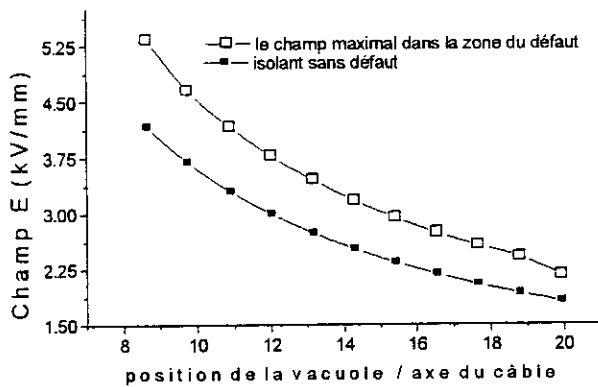


Fig. IV.14 – Champ électrique à l'intérieur du décollement en fonction de sa position par rapport à l'âme.

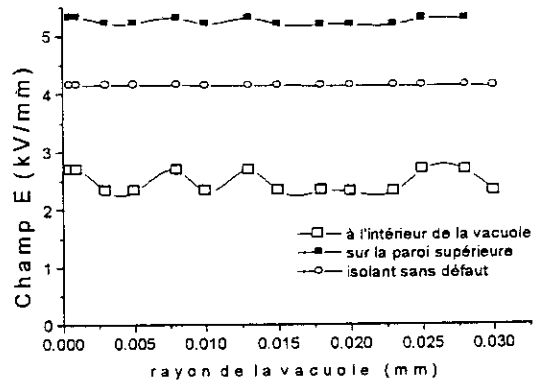


Fig. IV.15. Champ électrique à l'intérieur et autour du décollement en fonction de sa taille.

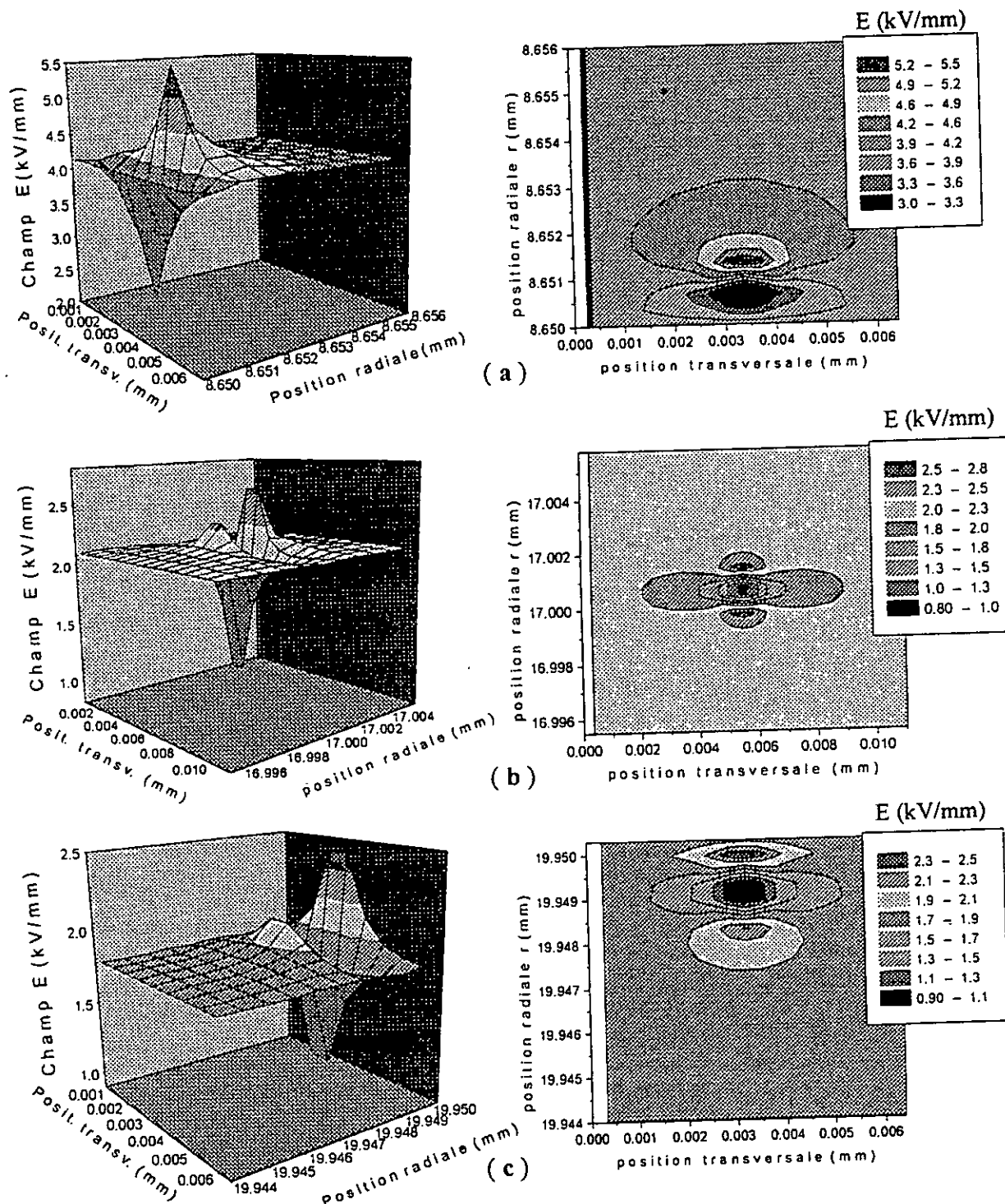


Fig. IV.16 – Distribution du champ électrique en 3D et sa projection dans le plan radial :

- (a) d'un décollement ;
- (b) d'une vacuole située à 8.34 mm de l'âme ;
- (c) d'une vacuole à proximité de la gaine.

B - Influence de la vacuole d'eau sur la distribution de la pression électromécanique

La distorsion que provoque le décollement dans la distribution de la pression électromécanique, atteint une valeur très élevée d'environ 10034 N/m^2 dans l'isolant à une distance de $0,25 \mu\text{m}$ de la vacuole dans la direction du champ électrique, alors que la pression dans un câble sans défaut au niveau de l'âme est de $175,39 \text{ N/m}^2$ seulement. Pour le cas de la vacuole située à $8,35\text{mm}$, la distorsion atteint l'amplitude de 2500 N/m^2 à la même distance de $0,25\mu\text{m}$ de la vacuole du côté de la gaine. Pour la vacuole à proximité de la gaine elle est de 2250 N/m^2 , pour ce dernier cas la pression est concentrée sur l'écran conducteur et les parois latérales de la vacuole. La chose que l'on peut constater sur la distribution de la pression électromécanique pour les trois positions, c'est que la contrainte se situe d'un seul côté de la vacuole et commence à augmenter depuis l'intérieur de la vacuole et jusqu'au point considéré (Fig. IV.17 (a), (b), (c)).

D'après les caractéristiques obtenues (Fig. IV.19), nous obtenons une variation presque alternative de la pression électromécanique en fonction de la taille. On trouve, pour le cas du décollement que la variation de la pression sur les côtés latéraux varie entre 11000 N/m^2 et 5000 N/m^2 . Cette situation révèle l'aspect aléatoire de la variation de la contrainte électromécanique en fonction de la taille de la vacuole.

On constate à la Fig. IV.20 que la zone soumise à la contrainte s'élargit légèrement quand la vacuole est proche de l'âme conductrice ou de l'écran conducteur. Mais dans tous les cas elle est très localisée et ne présente aucune zone d'influence marquée comme pour le cas de la cavité d'air.

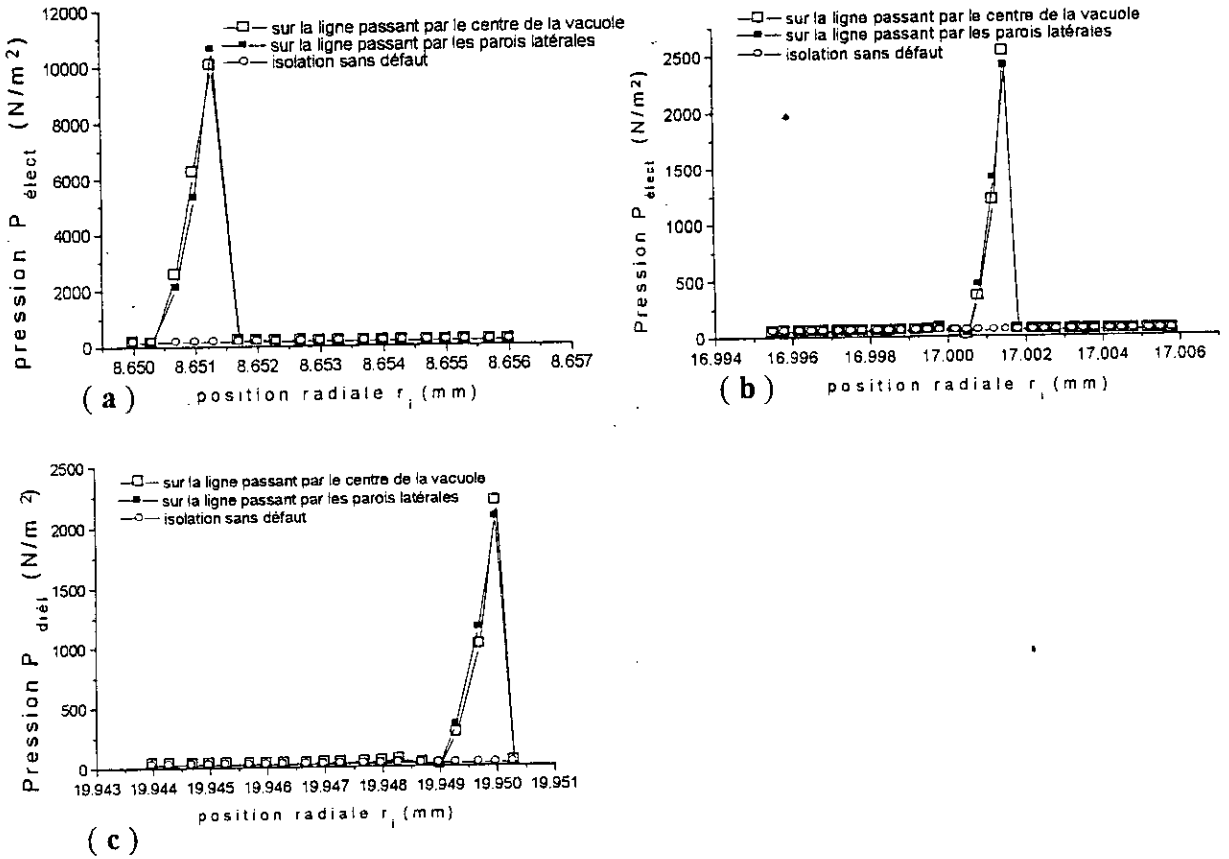


Fig. IV.17 - Distribution de la pression électromécanique sous l'influence de :
 (a) un décollement ; (b) une vacuole située à 8.34 mm de l'âme ;
 (c) une vacuole à proximité de la gaine

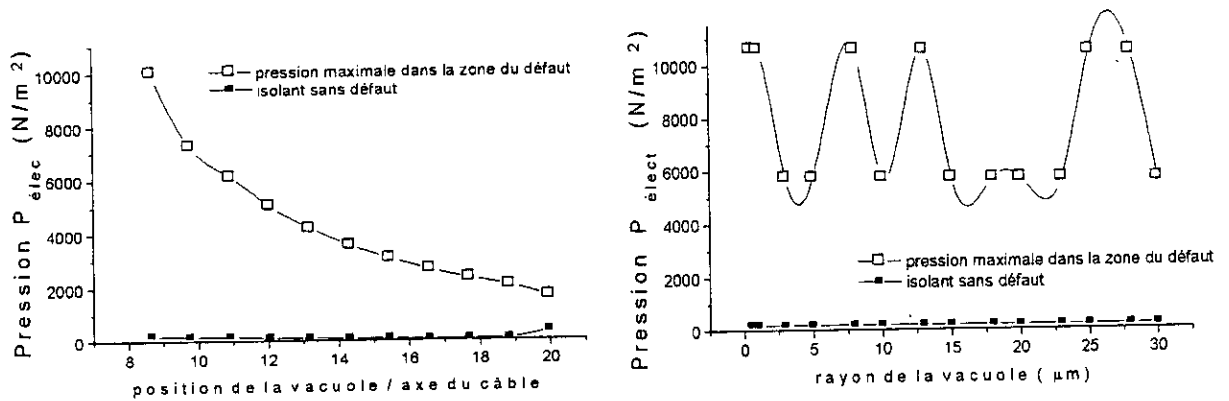


Fig. IV.18 – Pression électromécanique autour du décollement en fonction de sa position par rapport à l'âme.

Fig. IV.19 Pression électromécanique autour et à l'intérieur du décollement en fonction de sa taille.

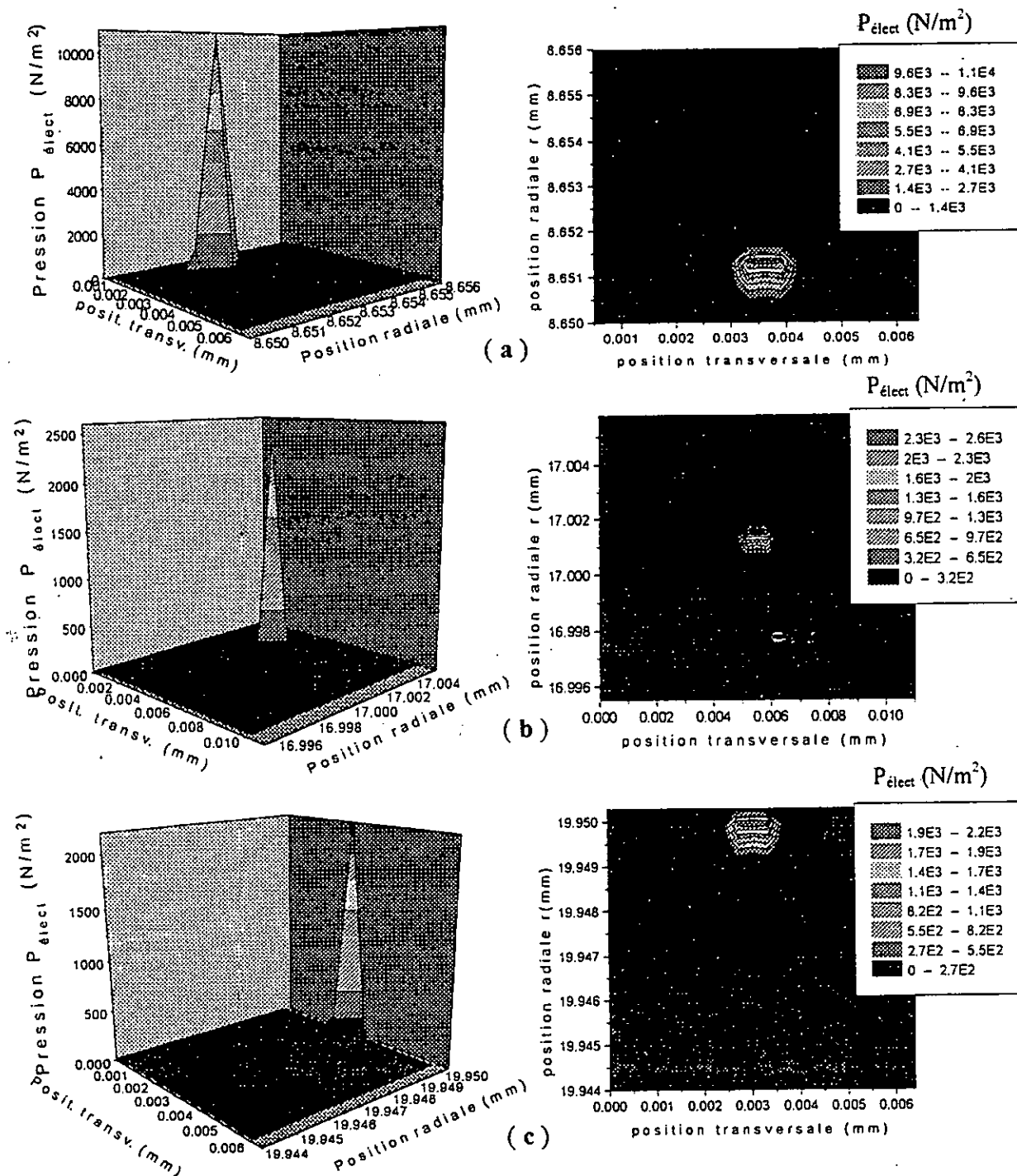


Fig. IV.20 – Distribution de la pression électromécanique en 3D et sa projection dans le plan radial :

- (a). d'un décollement ;
- (b). d'une vacuole située à 8.34 mm de l'âme ;
- (c). d'une vacuole à proximité de la gaine.

C - Influence de la vacuole d'eau sur la distribution des pertes diélectriques

Les pertes diélectriques, nulles à l'intérieur de la cavité, sont plus importantes autour de la cavité, variant de 600 W/m^3 pour le décollement sur l'âme à 130 W/m^3 pour la vacuole située à proximité de la gaine de protection. Ces pertes sont faibles par rapport au cas des cavités gazeuses, et elles ne constituent aucun danger pour le matériau. La vacuole remplie d'eau possède une chaleur spécifique de $(4,18 \text{ J/cm}^3 \cdot ^\circ\text{C})$ et une conductivité thermique égale à $(0,6 \text{ W/m} \cdot ^\circ\text{C})$, ces deux valeurs représentent respectivement, à peu près le double des valeurs homologues correspondantes à l'isolant (PRC) soient $(2,08 \text{ J/cm}^3 \cdot ^\circ\text{C})$ et $(0,286 \text{ W/m} \cdot ^\circ\text{C})$ -(Fig. IV.21).

La figure IV.22 montre que les pertes touchent une zone plus étendue quand la vacuole est proche de l'âme ou de l'écran et elles se rétrécissent quand la vacuole se trouve au milieu de l'isolation.

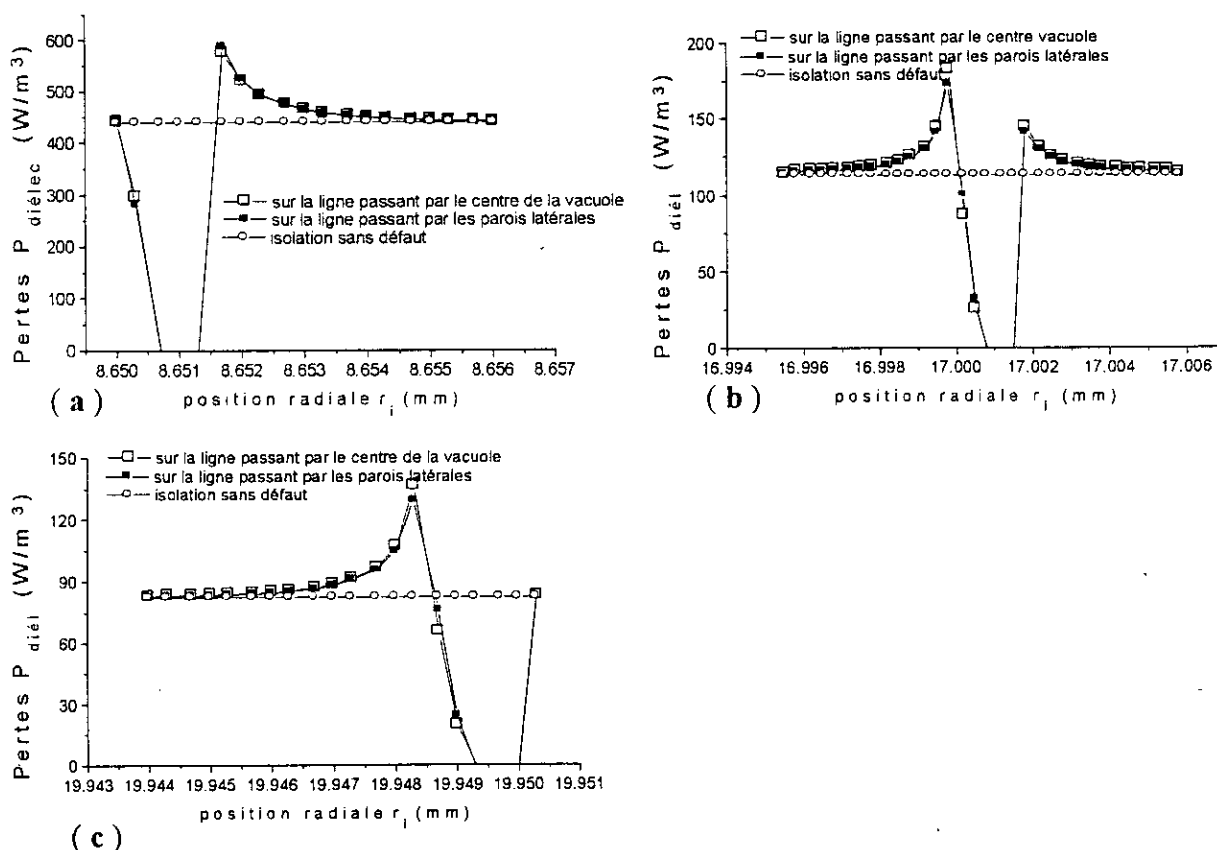


Fig. IV.21 - Distribution des pertes diélectriques sous l'influence de :

- (a) un décollement ;
- (b) une vacuole située à $8,34 \text{ mm}$ de l'âme ;
- (c) une vacuole à proximité de la gaine.

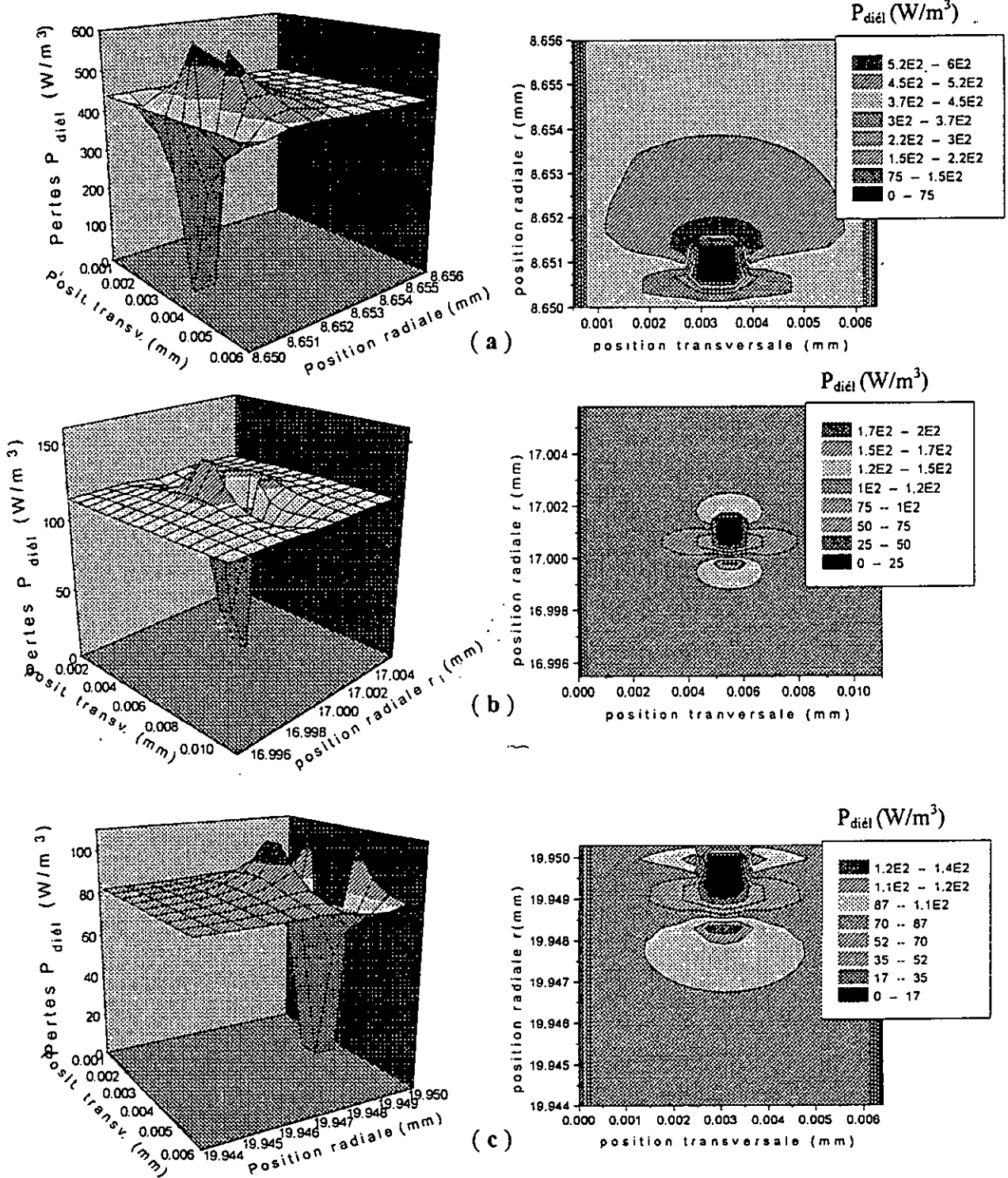


Fig. IV.22 – Distribution des pertes diélectriques en 3D et sa projection dans le plan radial :

- (a). d'un décollement ;
- (b). d'une vacuole située à 8.34 mm de l'âme ;
- (c). d'une vacuole à proximité de la gaine.

IV-3.3 Influence de deux cavités d'air de même taille sur la distribution du champ électrique et de la pression électromécanique.

Nous avons étudié les distributions du champ électrique et de la pression électromécanique dans une isolation soumise à l'influence de deux cavités d'air de $1\mu\text{m}$ de diamètre chacune, et se trouvant à 8.34 mm de l'âme. Nous constatons que plus l'écart entre les deux cavités augmente plus les deux contraintes dans la première cavité située du côté de l'âme diminuent. Alors que dans la deuxième cavité elles restent pratiquement constantes, avec un champ de 3 kV/mm et une pression de 90 N/m^2 (Fig.IV.23 et Fig.IV.25). Nous remarquons également que la contrainte électromécanique qui s'exerce sur les parois des deux cavités est beaucoup plus importante par rapport à celle appliquée à l'intérieur des défauts. Donc la répartition de la contrainte de pression tend forcément à faire éclater les deux cavités sur eux-mêmes donnant naissance à une cavité plus longue dirigée dans la direction du champ électrique. Quant à la contrainte électrique tout ce que nous pourrions conclure c'est que l'intensité du champ est suffisante, dans les conditions normales, pour provoquer l'apparition des décharges partielles.

IV-3.4 Influence de deux cavités d'air de tailles différentes sur la distribution du champ électrique et de la pression électromécanique.

Nous avons donné à la première cavité un diamètre de $1\mu\text{m}$ et à la deuxième un diamètre de $0,3\mu\text{m}$. Nous étions surpris d'avoir un champ électrique ayant la même distribution que celui du cas précédent mais avec une intensité plus faible, le champ dans la deuxième cavité à garder la valeur de $2,8\text{ kV/mm}$ (Fig.IV.24). Mais pour la contrainte mécanique la distribution à changer. Quand l'écart entre les deux cavités augmente, la pression diminue dans la première cavité et croît dans la deuxième (Fig.IV.26).

En comparant les cas A et B, nous avons constaté que quand la taille de la deuxième cavité a diminué, l'influence des deux cavités a fait à ce que les contraintes électrique et électromécanique ont diminué également bien que la première cavité a le même diamètre et se trouve à la même position. Cela montre que la taille des défauts influe non seulement sur l'amplitude des contraintes mais aussi sur leur répartition entre les cavités.

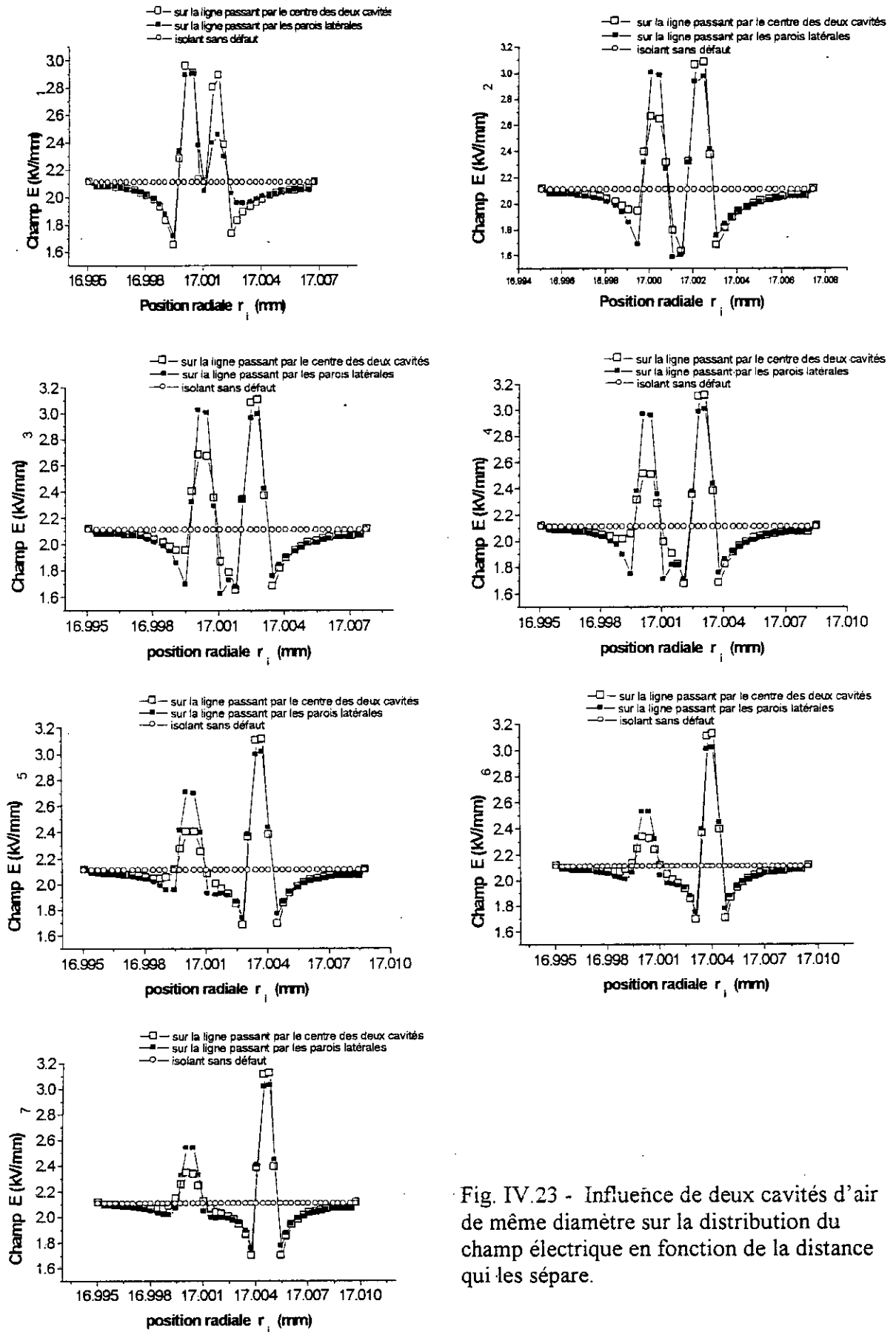


Fig. IV.23 - Influence de deux cavités d'air de même diamètre sur la distribution du champ électrique en fonction de la distance qui les sépare.

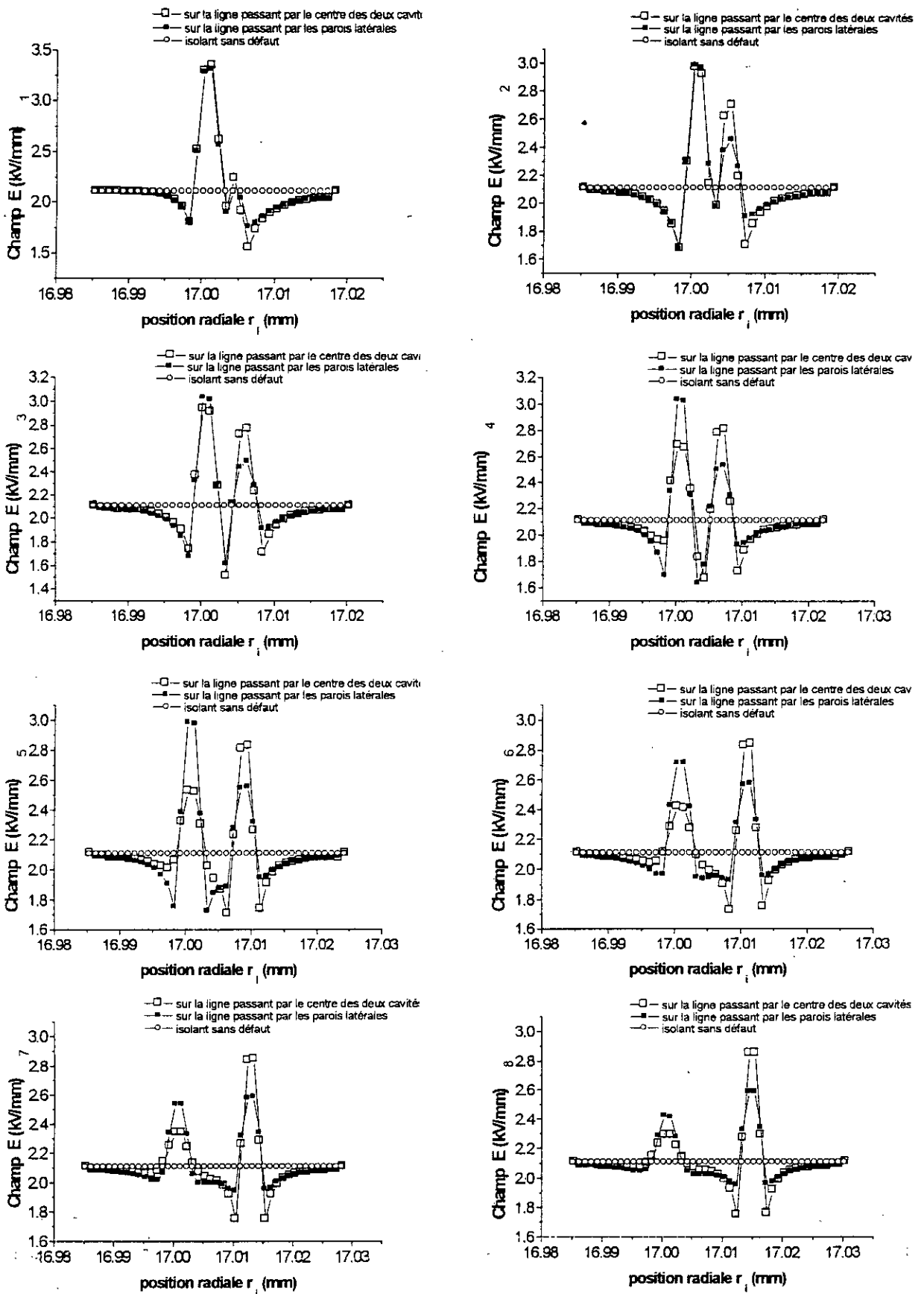


Fig. IV.24 - Influence de deux cavités d'air de diamètre différents sur la distribution du champ électrique en fonction de la distance qui les sépare.

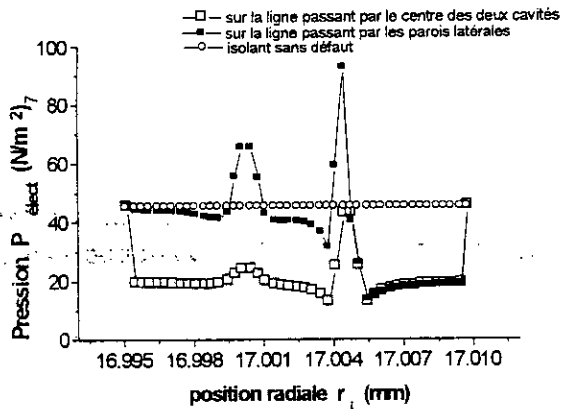
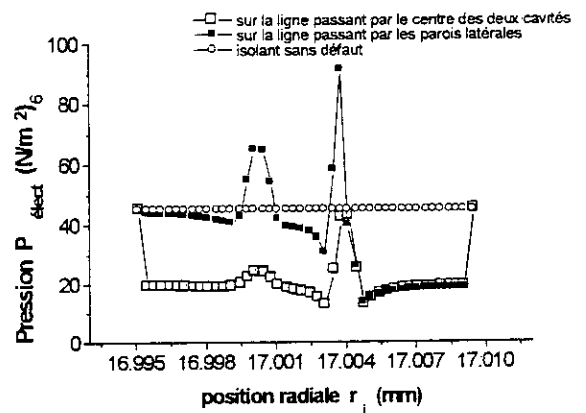
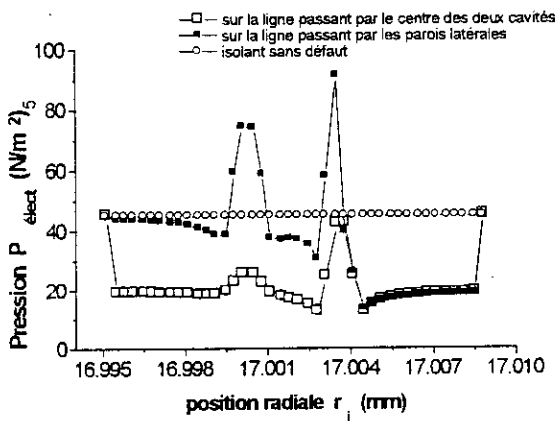
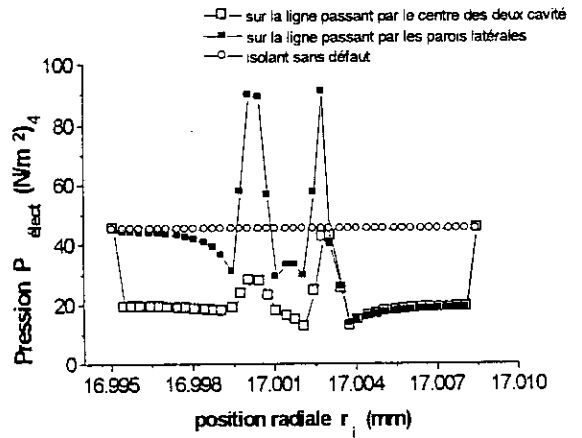
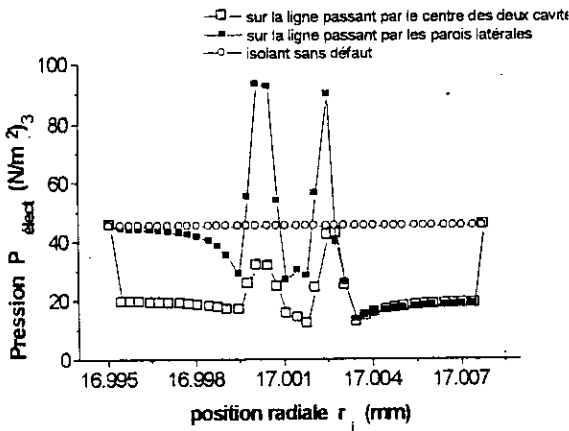
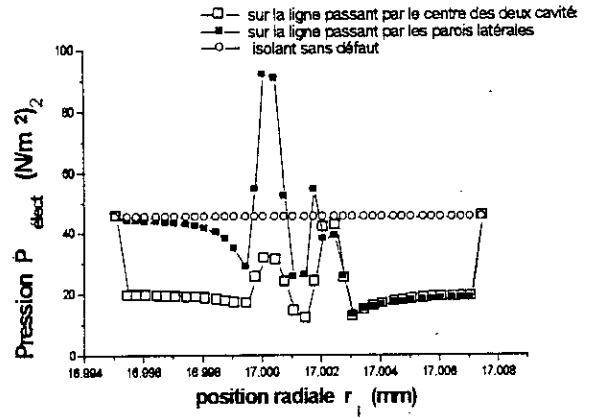
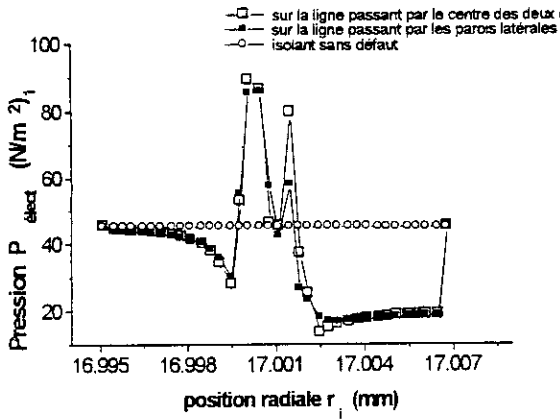


Fig. IV.25 - Influence de deux cavités d'air de même diamètre sur la distribution de la pression électromécanique en fonction de la distance qui les sépare.

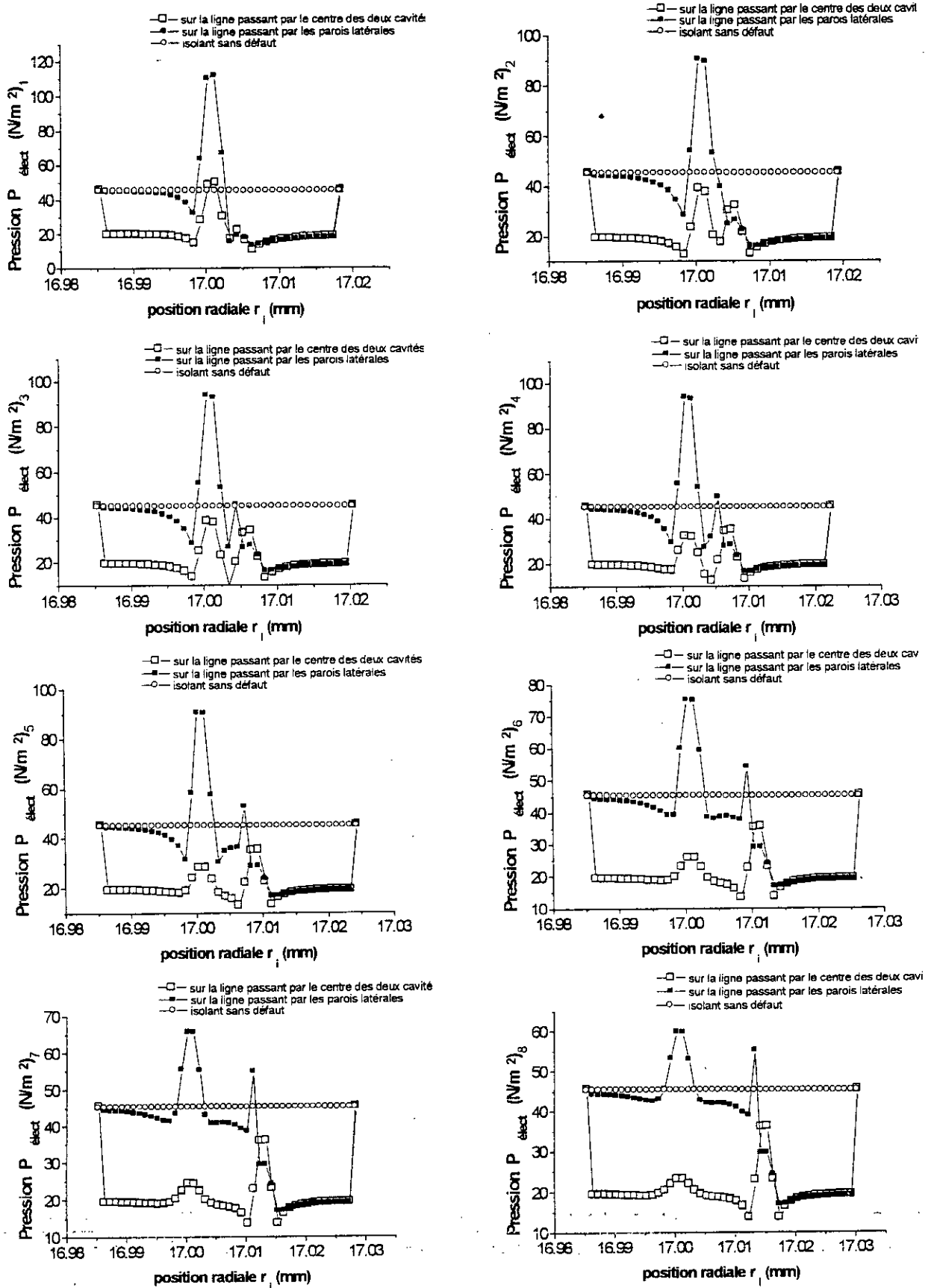


Fig. IV.26 - Influence de deux cavités d'air de diamètres différents sur la distribution de la pression électromécanique en fonction de la distance qui les sépare.

IV-3.5 Influence de deux vacuoles d'eau de même taille sur la distribution du champ électrique et de la pression électromécanique.

Nous avons étudié les distributions du champ électrique et de la pression électromécanique dans la zone d'influence de deux vacuoles d'eau de même diamètre de $1\ \mu\text{m}$ et situées à $8,34\ \text{mm}$ de l'âme. Nous avons constaté que lorsque l'écart entre les deux vacuoles augmente, les contraintes électrique et électromécanique croissent à l'intérieur de la première vacuole située du côté de l'âme, alors qu'à l'intérieur de la deuxième vacuole elles restent pratiquement constantes. D'autre part, on trouve que la pression électromécanique est négligeable sur les parois de la première vacuole, Par contre, elle est très importante sur les cotés de la deuxième vacuole, avec une amplitude de plus de $2000\ \text{N/m}^2$ (Fig.IV.27 et Fig.IV.29). Nous pouvons déduire d'après ces résultats que l'intensité du champ électrique autour des vacuoles n'est pas si importante pour qu'une éventuelle décharge puisse se produire. Par contre la distribution de la pression électromécanique montre une tendance de rapprochement entre les deux vacuoles.

IV-3.6 Influence de deux vacuoles d'eau de tailles différentes sur la distribution du champ électrique et de la pression électromécanique.

Nous avons pris des diamètres de $1\ \mu\text{m}$ pour la première cavité et $0,3\ \mu\text{m}$ pour la deuxième. Bien qu'on remarque l'existence de distorsions importantes au niveau des interfaces vacuoles-isolant, leurs amplitudes sont très faibles par rapport à la rigidité diélectrique de l'isolant (Fig.IV.28). Quant à la contrainte électromécanique nous constatons une distribution semblable au cas des deux vacuoles de même diamètre à la seule différence des amplitudes qui sont plus faibles (Fig.IV.30).

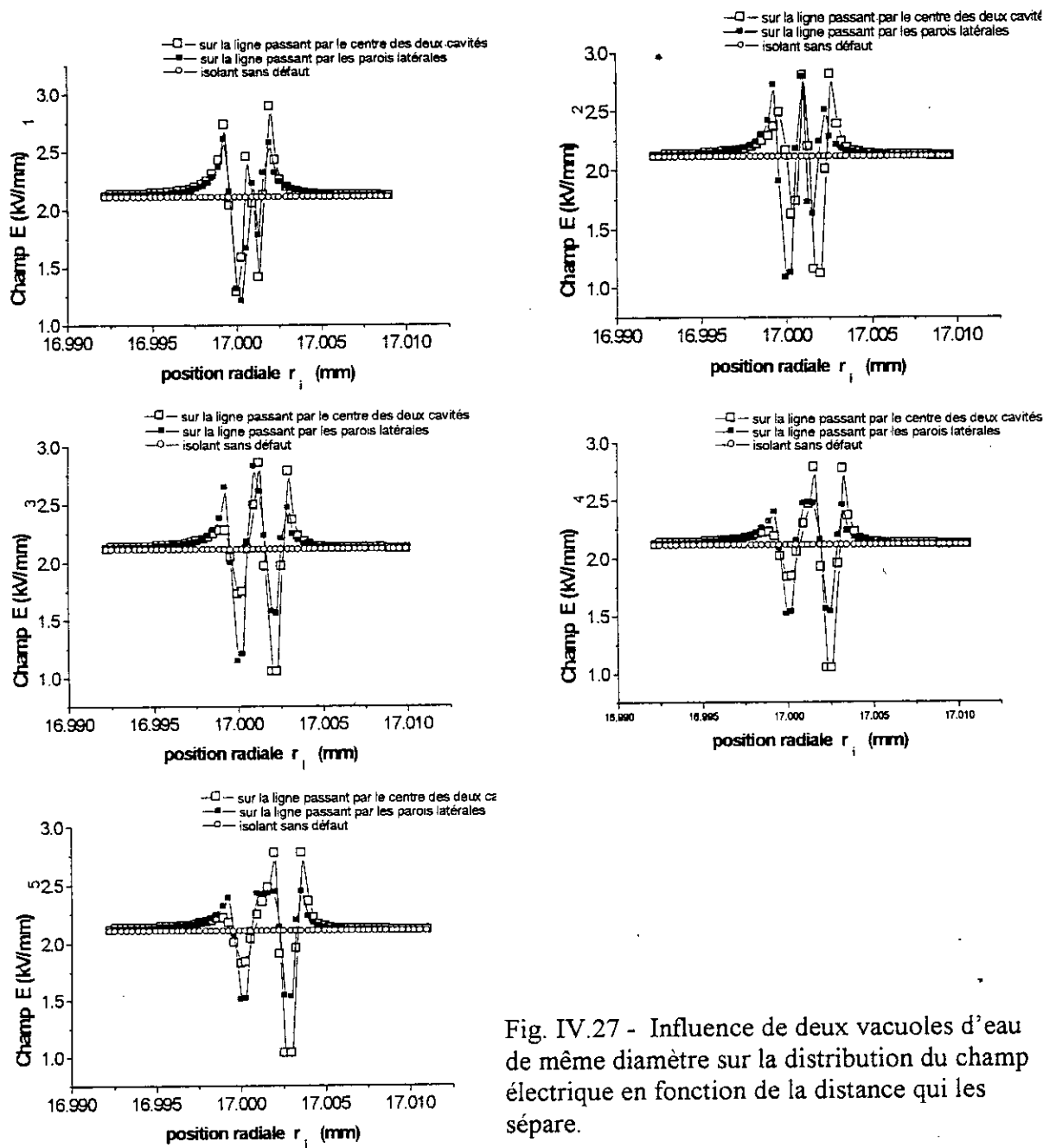


Fig. IV.27 - Influence de deux vacuoles d'eau de même diamètre sur la distribution du champ électrique en fonction de la distance qui les sépare.

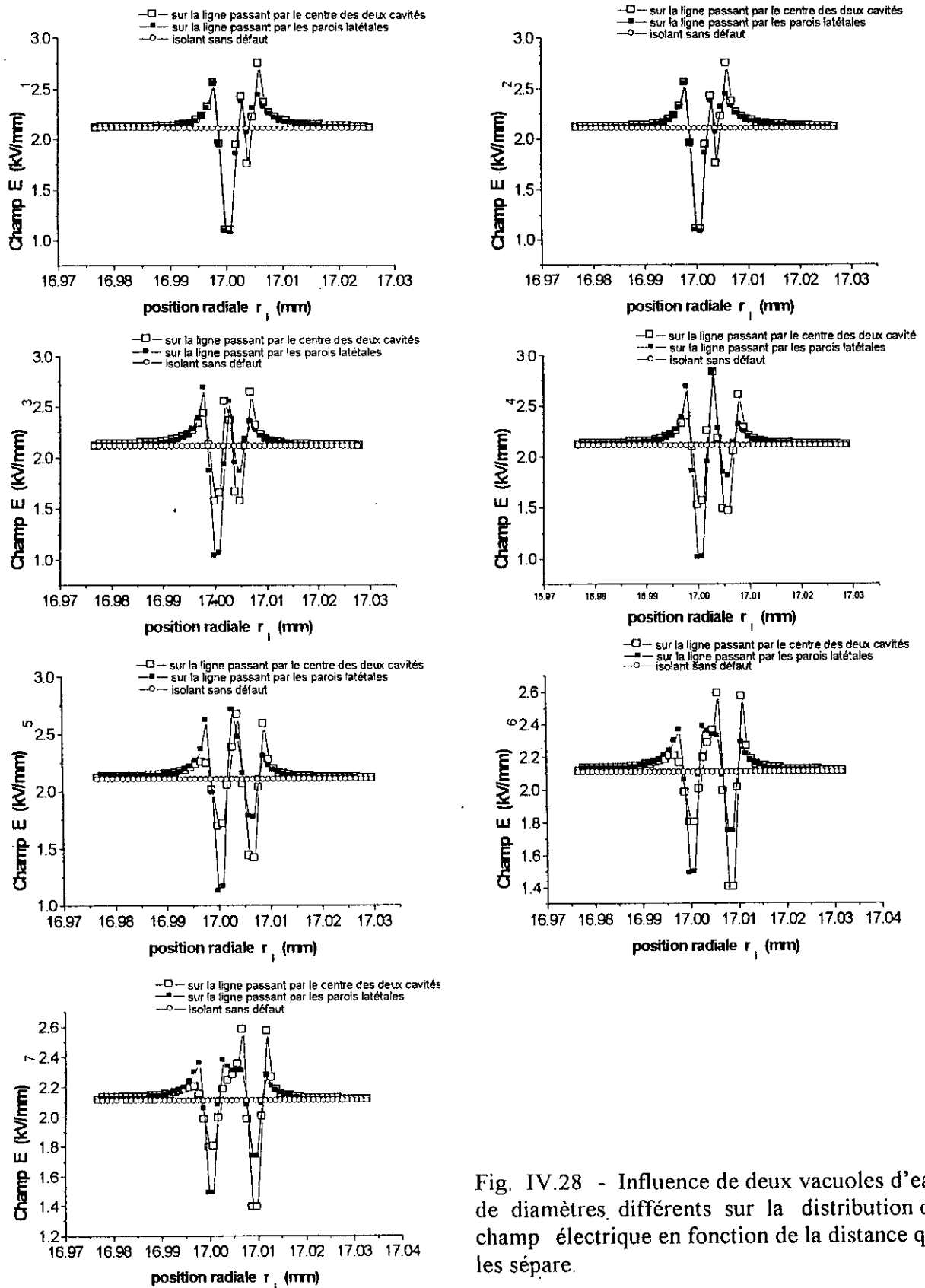


Fig. IV.28 - Influence de deux vacuoles d'eau de diamètres différents sur la distribution du champ électrique en fonction de la distance qui les sépare.

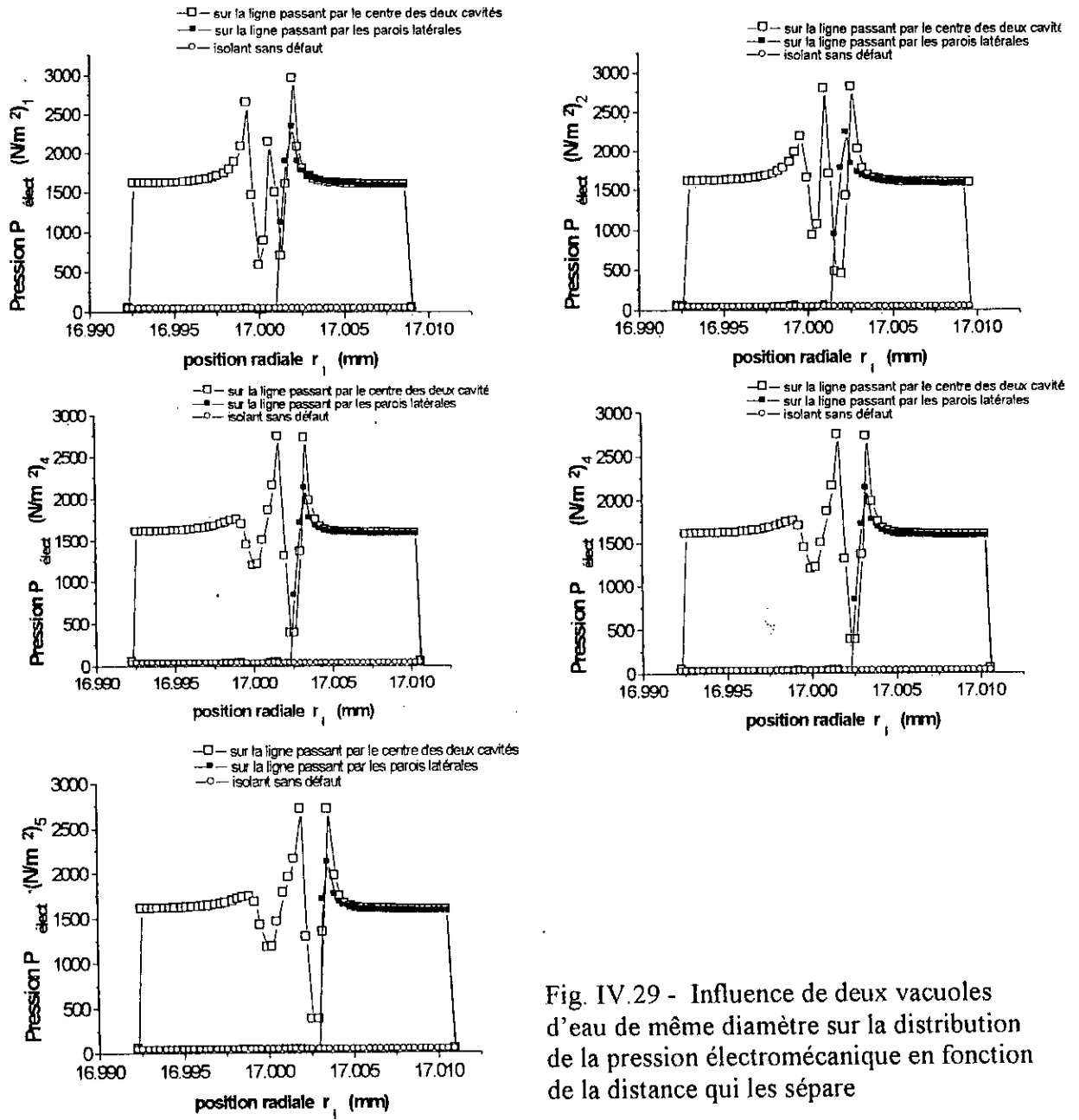


Fig. IV.29 - Influence de deux vacuoles d'eau de même diamètre sur la distribution de la pression électromécanique en fonction de la distance qui les sépare

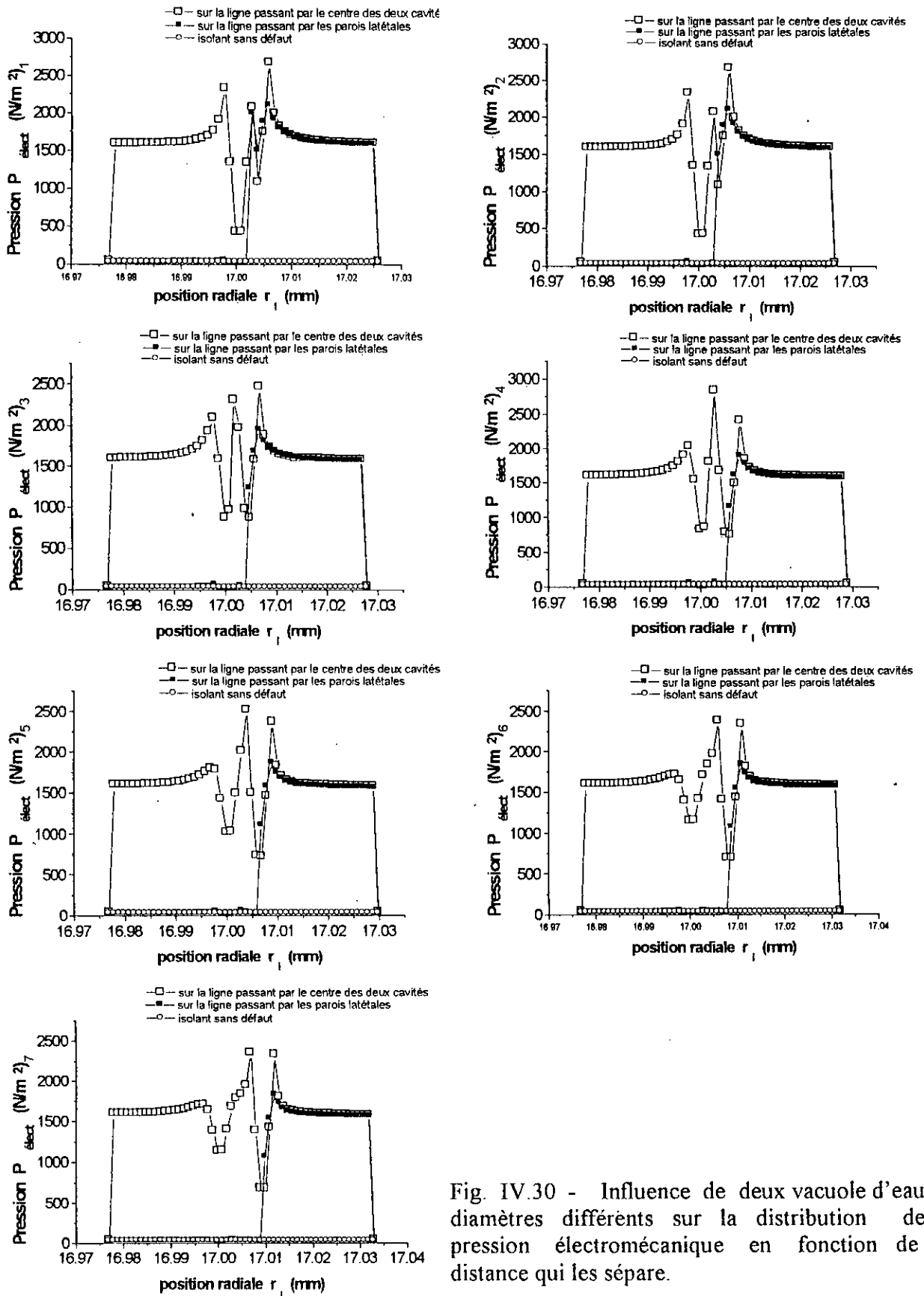


Fig. IV.30 - Influence de deux vacuole d'eau de diamètres différents sur la distribution de la pression électromécanique en fonction de la distance qui les sépare.

CONCLUSION

A la suite des résultats de notre travail, nous considérons la pression électromécanique et le champ électrique comme principales contraintes pouvant déterminer la fiabilité et la continuité de service des câbles électriques. La contrainte thermique due aux pertes diélectriques est insignifiante et ne présente aucun danger.

Nous avons trouvé que l'amplitude maximale des distorsions du champ électrique se produit à l'interface cavité-isolant. Dans cette zone de passage entre deux milieux, le champ est renforcé par la présence des charges de polarisation.

Cependant, les résultats nous ont montré que l'intensité du champ électrique à l'intérieur d'une cavité d'air de $1\mu\text{m}$, est inférieure au champ disruptif. Ce résultat est aussi constaté quand nous donnons à la cavité plusieurs positions dans l'isolation, aussi bien dans les conditions normales que dans les conditions de service du câble dont la température atteint 90°C sur l'âme. D'autre part, nous avons noté pour les cavités de diamètre supérieur à $10\mu\text{m}$ et à partir d'une certaine position, selon le diamètre de la cavité, l'éventualité d'amorçage de décharges partielles. A cet effet, nous suggérons dans le cadre d'une étude ultérieure d'envisager de calculer par des formules approchées l'amplitude de ces décharges partielles.

La pression électromécanique autour de la cavité d'air est répartie d'une manière tendant à allonger la cavité dans la direction du champ électrique. Les résultats nous ont montré que quelle que soit la taille de la cavité, la pression sur les parois latérales est toujours supérieure à la pression électrostatique interne de la cavité.

Quant au cas de la vacuole d'eau, la contrainte électromécanique a des valeurs beaucoup plus importantes. Elle est caractérisée par son impact très localisé devant la vacuole du côté de la gaine, ce qui provoque incontestablement la rupture des chaînes du polymère et la formation de microcavités.

L'examen de la distribution donnée en trois dimensions et la projection dans le plan radial de ces deux contraintes, montre que la zone d'influence de la cavité d'air est plus étendue quand elle se trouve à proximité de l'âme ou de l'écran conducteur. Mais au milieu de l'isolation la zone d'influence du champ électrique s'allonge dans la direction transversale de la cavité. Alors que la distribution de la pression électromécanique elle est plus étendue sur les cotés radiaux de la cavité.

Cependant la variation de ces deux contraintes en fonction de la position de la cavité dans l'isolation n'est pas monotone, ce qui rend difficile de conclure. Toute fois une étude sur l'effet de la positions de la cavité sur la zone d'influence semble nécessaire.

Quand à notre conclusion sur les pertes diélectriques nous supposons pour les champ électrique faible ($< 10 \text{ kV/mm}$) que la principale source de tout échauffement excessif affectant les propriétés de l'isolant provienne de l'échauffement de l'âme conductrice à la suite du passage important de courant électrique.

L'étude de l'influence mutuelle entre deux cavités d'air de $1 \mu\text{m}$ de diamètre chacune, et se trouvant au milieu de l'isolation, a montré que plus l'écart entre eux augmente plus les deux contraintes électrique et électromécanique diminuent dans la première cavité située du côté de l'âme. Alors que dans la deuxième cavité elles restent pratiquement constantes. Nous avons remarqué également que la contrainte électromécanique qui s'exerce sur les parois des deux cavités était beaucoup plus importante par rapport à celle appliquée à l'intérieur des défauts, ce qui aura pour effet l'éclatement des deux cavités sur eux-mêmes en donnant naissance à une cavité plus longue dirigée dans la direction du champ électrique.

Dans le cas où la première cavité aurait un diamètre de $1 \mu\text{m}$ et la deuxième un diamètre plus faible soit $0.3 \mu\text{m}$, le champ électrique prend une distribution qui ressemble au cas précédant mais avec une intensité plus faible. Mais pour la contrainte électromécanique la distribution change complètement. Quand l'écart entre les deux cavités augmente, la pression diminue dans la première cavité et croît dans la deuxième. Cela montre que la taille et l'écart entre les défauts ont une influence non seulement sur l'amplitude des contraintes mais aussi sur leur répartition dans le domaine des deux cavités.

Dans le cas de deux vacuoles d'eau de même diamètre de $1 \mu\text{m}$ situées au milieu de l'isolation, nous avons constaté que lorsque l'écart entre les deux vacuoles augmente, la contrainte électrique a la même distribution que celle des cavités d'air. Mais la pression électromécanique, qui est négligeable sur les parois de la première vacuole, elle est par contre très importante sur les côtés de la deuxième vacuole, avec une amplitude de plus de 2000 N/m^2 .

En fin, nos résultats montrent que l'intensité du champ électrique n'est pas si importante pour qu'une éventuelle décharge puisse se produire dans l'isolant autour des vacuoles. Par ailleurs, la distribution de la pression électromécanique a une tendance de fusionner les deux vacuoles.

Quand le diamètre de la deuxième vacuole est réduit à $0.3 \mu\text{m}$, la distribution des deux contraintes reste semblable au cas de deux vacuoles de même diamètre à la seule différence des amplitudes qui deviennent plus faibles.

Il reste en fin à noter que nous n'avons pas mis en exergue tous les paramètres qui interviennent dans le processus d'évolution des défauts. Nous n'avons pris en considération que ceux que nous considérons comme les plus importants. Mais, nous avons contribué par ce travail avec une approche nouvelle à l'étude du phénomène de rupture des isolants synthétiques des câbles électriques.

Nous suggérons que ce travail soit enrichi en le complétant par le calcul de la température en cas de service normal et lors du passage de fort courant dans le câble.

D'autre part, il nous semble aussi intéressant de traiter plusieurs cavités de diverses tailles et occupant des positions bien définies.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] G. Garcia « Sur le comportement du polyéthylène réticulé chimiquement soumis à l'action des décharges partielles », Thèse de Doctorat , U.P.S Toulouse 1980.
- [2] H. Kato , Y. Miyashita « Elucidation of the chemical reaction in the cross-linked polyethylene insulation exposed to high temperature » , IEEE, report Confér. on Elect. Insul. and dielectric phenomena , pp. 391-401, october 1987
- [3] H. T. Giam , D. Malek « phénomène de rupture diélectrique des matériaux isolant en électrotechnique » 3^e journée maghrébine des sciences des matériaux, pp 96-101, Alger, avril 1992
- [4] M. G. Danikas « Study of samples of composite insulating system under electrical and thermal stresses » IEEE, Electrical insulation magazine , Vol. 6, N°1, pp 18-23, jan/feb 1990
- [5] A. Boubakeur , A. Medjdoub « Influence of thermal aging on the properties of cross-linked polyethylene used as electrical insulation of medium voltage cables » 10th International Symposium on High Voltage Engineering , Montréal august 1997
- [6] G. Wolzak, Van de Laar « Partial discharges and the electrical aging of XLPE cable insulation » research reports, Eindhoven University of technology , Vol. E-160, pp 1-22 , Eindhoven 1986.
- [7] R. Fournier « Les isolants en électrotechnique, essais-mécanismes de dégradation, et applications industrielles » édition Eyrolles, Paris 1990.
- [8] A. M. Rahal « Méthode et appareillage pour l'acquisition et le traitement des données au cours du vieillissement des isolants par les décharges partielles » Thèse de Doctorat , U.P.S Toulouse 1972.
- [9] R. J. Densley « An investigation into the growth of electrical trees in XLPE cable insulation » , IEEE, Trans. Elect. Insul. , vol. EI-14 n°5 , June 1979.
- [10] G. Bahder, T. W. Dakin, J. H. Lawson « Analyse du claquage par arborescence » , CIGRE , rapport du Gr. 15-05, 1974.

- [11] N. Hazumi , M. Ishida , T. Okamoto , H. Fukagawa « The influence of morphology on electrical tree initiation in PE under AC and Impulse Voltage » , IEEE, Trans. on elect. insul. , vol. 25 , n° 4 , August 1990.
- [12] F. H. Kreuger « Signification de la détection des décharges » , CIGRE , rapport du Gr. 21-03, 1969.
- [13] A Beroual « cours de matériaux diélectrique et haute tension » 1^e année de post-graduation, E.N.P , Année 1991-1992.
- [14] A. Sergent « Contribution à l'étude du vieillissement d isolations solides soumises aux décharges partielles » Thèse de Doctorat 3^e cycle , U.P.S Toulouse 1978
- [15] M. Aguet, M Lanoz « Haute tension » , Traité d'électricité, vol. XXII, édition Presse P.R, Lausanne 1990.
- [16] A. Lacoste , L. Gausse, R. Michel « Câbles isolés », Technique d'ingénieur , Vol. D4 II, D641,1 , pp 47-57, Paris 1994.
- [17] H. Varley « Etablissement et exploitation des lignes et postes des réseaux électriques » , édition Eyrolles, Paris 1979.
- [18] A. Capliez, P. Heiny « Electricité, technologie et schémas » Tome II, édition Foucher , Paris 1983.
- [19] N. M. Burns, R. M. Eichhorn, C. G. Reid « Strees controlling semiconductive shield in medium voltage power distribution cables » IEEE, Elect. Insul. Mag. Vol. 8 , n° 5 , pp 8-24, 1992.
- [20] A. Boubakeur « Utilisation des polymères dans l'isolation des câbles de haute tension » , JEM , Alger 1991.
- [21] D. Kind , H. Kâmer « High voltage insulation technologie » , édition Vieweg & Sohn , Allemagne 1985.
- [22] H. R. Zeller « Breakdown and prebreakdown phenomena insolid dielectrics » 2^e International Confér. on conduction and breakdown in solid dielectrics , pp 98-109, Germany , july 1986.
- [23] J. P. Trotignon , J. Verdu « Précis de matières plastiques » , édition Afnor-Nathan , Paris 1984.

- [24] S. Gluchowski « Model for partial breakdown of polymer »
IEEE, report Confér. on Elect. Insul. and dielectric phenomena , pp 92-96
october 1987
- [25] K. Roha « Etude des arborescences électriques » , thèse de Magister , ENP ,
Alger 1995.
- [26] S. Péliou , H. St-Onge , M. R. Werthelmer « Temperature dependence of
electrical strength of polyethylene » , 2^e International Confér. on conduction
and breakdown in solid dielectrics , pp. 116-125 , Germany , july 1986
- [27] M. Nemamcha , T. Medjeldi , J. P. Gosse « Détection et analyse des décharges
dans les appareils à haute tension » , 1^e Confér. Nationale sur la haute tension ,
pp. 106-111, Béjaïa , 1995.
- [28] R. Bartnikas « A commentary on partial discharge measurement and detection »
IEEE , Trans. on Electrical Insulation , Vol. EI-22 , N° 5 , pp. 629-647,
October 1987.
- [29] D. Kind « High voltage experimental technique » , édition Vieweg & Sohn ,
Allemagne 1978.
- [30] R. Philippe « Matériaux d'électrotechnique » , Traité d'électricité, vol. II ,
édition Presse P.R Lausanne 1989.
- [31] S. Vlad , M. Mihailescu , D. Rafiroiu « Numerical field computation for
various electrode configurations in plane type electrostatic separators » ,
10th International Symposium on High Voltage Engineering , Montréal ,
august 1997.
- [32] Z. Yéo , F. Buret , L. Krähenbühl « Electric field computation in insulating
structure with a non-linear conductive layer » 10th International Symposium
on High Voltage Engineering , Montréal , august 1997.
- [33] M. Kapetanovic , K. Sokolija « A new algebra as tool for electric field
calculation » , 10th International Symposium on High Voltage Engineering ,
Montréal , august 1997.
- [34] A. Filippov « Integral equation method for potential field calculation – essential
characteristics, assessment of accuracy » 10th International Symposium
on High Voltage Engineering , Montréal , august 1997.

- [35] C Trinitis « Comparison of several minimization algorithms for electric field optimization » 10th International Symposium on High Voltage Engineering , Montréal , august 1997.
- [36] Matthew , N. O. Sadiku « Elements of electromagnetics » édition Harcourt Brace college Publishers , Londres 1994.
- [37] J. Franz , Vaseley « Computational physics » , édition Plenum Press , Vienne 1994.
- [38] V. Smirnov « Cours de mathématiques supérieures » , Tome II , édition Mir Moscou 1970.
- [39] J. Bass « cours de mathématiques » , édition Masson, Paris 1961.
- [40] D. Mc Allister , J. R. Smith , M. J. Diserens « Computer modelling in electrstatics » édition Research studies press , Londres 1994.
- [41] M. Sibony , J. C. I. Mordon « Analyse numérique -Approximation et équations différentielles » , Tome II , édition Hermann , Paris 1988.
- [42] J. P. Pelletier « Techniques numériques appliquées au calcul scientifique » , édition Masson , Paris1982.
- [43] A. Toya , K. Motoi , K. Hirotsu , S. fukunaga « partial discharges in various voids in XLPE » , 10th International Symposium on High Voltage Engineering , Montréal , august 1997.