

55

**DISTORSION AND ATTENUATION
OF TRAVELLING WAVES
CAUSED BY TRANSIENT CORONA**

**Study Committee 33
(Overvoltages and Insulation
Co-ordination)**

1989



**ATTENUATION DE PROPAGATION DES SURTENSIONS
DUE A L'EFFET COURONNE**

***DISTORSION AND ATTENUATION OF TRAVELLING
WAVES CAUSED BY TRANSIENT CORONA***

C. Gary

D. Cristescu & G. Dragan

**Comité d'Etudes 33 (Surtensions et coordination de l'isolement)
*Study Committee 33 (Overvoltages and Insulation Co-ordination)***

1989

**ATTENUATION DE PROPAGATION DES SURTENSIONS
DUE A L'EFFET COURONNE**

***DISTORSION AND ATTENUATION OF TRAVELLING
WAVES CAUSED BY TRANSIENT CORONA***

C. Gary

D. Cristescu & G. Dragan

Comité d'Etudes 33 (Surtensions et coordination de l'isolement)
Study Committee 33 (Overvoltages and Insulation Co-ordination)

1989

Copyright © 2002

Tout détenteur d'une publication CIGRE sur support papier ou électronique n'en possède qu'un droit d'usage. Sont interdites, sauf accord express du CIGRE, la reproduction totale ou partielle autre qu'à usage personnel et privé, et toute mise à disposition de tiers, dont la diffusion sur un réseau intranet ou un réseau d'entreprise.

Copyright © 2002

Ownership of a CIGRE publication, whether in paper form or on electronic support only infers right of use for personal purposes. Are prohibited, except if explicitly agreed by CIGRE, total or partial reproduction of the publication for use other than personal and transfer to a third party; hence circulation on any intranet or other company network is forbidden.

TABLE DES MATIERES
TABLE OF CONTENTS

1. Introduction	1	1. Introduction	1
2. La méthode des échantillons en laboratoire - les cycles (q,u)	3	2. The laboratory samples method - cycles (q,u)	3
2.1 Relations théoriques entre le cycle q(u) et la déformation de propagation	3	2.1. Theoretical relations between the cycle q(u) and propagation distortion	3
2.2 Mesures des cycles en laboratoire	5	2.2. Cycle tests in the laboratory	5
2.3 Analyse des cycles	10	2.3. Cycle analysis	10
2.4 Influence de la hauteur des conducteurs au-dessus du sol	19	2.4. Effect of conductor height above ground	19
2.5 Le couplage statique entre conducteurs en présence d'effet couronne	23	2.5. Static coupling between conductors in the presence of corona	23
3. Méthodes de calcul de la distorsion de propagation à partir des cycles de laboratoire	32	3. Methods for calculation of propagation distortion from laboratory cycles	32
3.1 Méthodes graphiques	32	3.1. Graphic methods	32
3.1.1 Utilisation des cycles réels	32	3.1.1. Use of real cycles	32
3.1.2 Utilisation de la représentation parabolique	34	3.1.2. Use of parabolic representation	34
3.2 Modèles de lignes	35	3.2 Line models	35
3.2.1 Modèle simple de la ligne monophasée	35	3.2.1. Simple model of single-phase line	35
3.2.2 Le cas des lignes multifilaires - Représentation du couplage	37	3.2.2. Multi-wire lines - Representation of coupling	37
3.2.3 L'influence des pertes Joule dans les conducteurs et dans le sol	39	3.2.3. The effect of Joule losses in the conductors and in the soil	39
3.3 Modèle mathématique complet - Programme "PROPAGCOR"	40	3.3. Complete mathematical model - "PROPAGCOR" program	40
4. Mesure de l'atténuation et de la distorsion de propagation sur une ligne réelle	42	4. Measurement of attenuation and propagation distortion on an actual line	42
4.1 Technique de mesure	42	4.1. Measurement technique	42
4.2 Résultats	43	4.2. Results	43
4.3 Mesure du couplage entre phases	47	4.3. Inter-phase coupling measurement	47
4.4 Comparaison entre la distorsion réelle et la prévision à partir des cycles	49	4.4. Comparison between real distortion and forecast distortion from cycles	49
4.4.1 Comparaison avec la méthode graphique utilisant la représentation parabolique du cycle	49	4.4.1. Comparison with graphic method using cycle parabolic representation	49
4.4.2 Comparaison avec la méthode mathématique complète (PROPAGCOR)	50	4.4.2. Comparison with the complete mathematical method (PROPAGCOR)	50
5. L'impédance d'onde et ses applications	52	5. Wave impedance and its application	52
5.1 L'impédance d'onde Z_{cor}	52	5.1. Wave impedance Z_{cor}	52
5.1.1 Expression générale de l'impédance d'onde	52	5.1.1. General expression of wave impedance	52
5.1.2 Calcul de Z_{cor} à partir du calcul linéarisé	54	5.1.2. Calculation of Z_{cor} from linearized cycle	54
5.1.3 Calcul de Z_{cor} à partir de la représentation parabolique du cycle	55	5.1.3. Calculation of Z_{cor} from parabolic representation of a cycle	55
5.2 Les phénomènes de réflexion en extrémité d'une ligne ouverte	55	5.2. Reflection phenomena at the end of an open line	55
5.3 Le paramètre de couplage en propagation	59	5.3. Propagation coupling parameter	59
5.3.1 Considérations générales	59	5.3.1. General considerations	59
6. Conclusion générale	63	6. General conclusion	63
Remerciements	64	Acknowledgements	64
Annexe VII	65	Appendix VII	65
1. Introduction		1. Introduction	
2. Méthode de calcul		2. Calculation method	
A - Caractéristiques de transfert de la ligne		A - Characteristics of line transfer	
B - Traitement du signal injecté		B - Processing of the injected signals	
Bibliographie	72	Bibliography	72

ATTENUATION DE PROPAGATION DES SURTENSIONS DUE A L'EFFET COURONNE

DISTORTION AND ATTENUATION OF TRAVELLING WAVES CAUSED BY TRANSIENT CORONA

C. GARY
Electricité de France

D. CRISTESCU and G. DRAGAN
Polytechnic Institut, Bucharest

1. INTRODUCTION

Sous l'influence de l'intense effet couronne qui accompagne les surtensions atmosphériques lorsqu'elles se propagent le long des conducteurs de ligne, ces surtensions subissent une déformation en même temps qu'une réduction de leur amplitude.

Ce phénomène de distorsion, qui se superpose à la distorsion par effet pelliculaire, est dû à la dissipation d'énergie par injection de charges d'espace autour des conducteurs : ce processus a lieu dès que la tension instantanée dépasse la tension de seuil d'effet couronne des conducteurs.

Le problème est posé depuis fort longtemps déjà, et avait été traité dès 1930 par Lewis et Faust, puis en 1955 par Wagner et Lloyd, en 1958 par Zaïentz et Kostenko, pour ne citer que quelques auteurs parmi bien d'autres.

Cependant, les résultats obtenus manquaient de généralisation, car ces chercheurs avaient utilisé soit des conducteurs de section relativement faible - non représentatifs des conducteurs de ligne actuels - soit des faibles longueurs de propagation, 3 km au plus. Un nouvel appui expérimental, adapté aux lignes d'aujourd'hui, ainsi qu'un certain affinement des théories disponibles, comme par exemple la recherche de lois de similitude, restaient donc nécessaires. De même, le besoin se faisait sentir de mieux connaître l'influence de l'effet Couronne transitoire sur le couplage entre conducteurs, ou sur les phénomènes de réflexions d'ondes.

C'est pourquoi Electricité de France a repris ces travaux, depuis une douzaine d'années, tout en profitant des progrès notables dont ont bénéficié entre temps les techniques de mesure et d'enregistrement en haute tension.

Ces travaux ont été menés en collaboration étroite avec l'Institut Polytechnique de Bucarest (Roumanie). Mais on peut dire qu'ils ont induit un renouveau de l'intérêt

1. INTRODUCTION

Under the influence of the intense corona accompanying lightning overvoltages when they are propagated along the conductors of a line, such overvoltages are subject to distortion, together with a reduction in amplitude.

This type of distortion, which is superimposed on distortion due to skin effect, results from the dissipation of energy through injection of space charges around the conductors: this process takes place as soon as the instantaneous voltage exceeds the conductor corona threshold voltage.

This problem was posed a long time ago, and had been dealt with as far back as 1930 by Lewis and Faust, then in 1955 by Wagner and Lloyd, and in 1958 by Zaïentz and Kostenko, to mention only a few of the many authors.

However, the results obtained have always remained controversial, because these investigators used conductors of relatively small cross-sections - not representative of today's line conductors - and short propagation lengths of not more than 3 km. A new experimental support, appropriate to modern lines, and some refinement of the available theories, such as the research into the laws of similarity were therefore necessary. Similarly, the need was felt to enhance the knowledge of the transient corona on coupling between conductors, or on wave reflection phenomena.

It is for this reason that Electricité de France has continued its work over the last twelve years, while benefitting from the notable progress which has occurred in the mean time in high tension measurement and recording techniques.

This work has been conducted in close collaboration with the Polytechnic Institute of Bucharest (Rumania). But it can be said that this work has induced renewed interest on the part of researchers in numerous countries concerning this phenomenon and now a set of complete data exists which render the physical

des chercheurs de nombreux pays pour ce phénomène et qu'il existe maintenant un ensemble de données complètes qui permettent d'assez bien connaître ses caractéristiques physiques ainsi que ses conséquences sur les performances des ouvrages de transport vis-à-vis de leur foudrolement.

Remarquons dès ici que le phénomène que nous allons examiner doit avoir un effet bénéfique, en ce sens qu'il réduit les contraintes dans les postes, par rapport aux valeurs que l'on calcule et que l'on utilise habituellement.

En effet, la distribution statistique des raideurs et des amplitudes des surtensions atmosphériques pénétrant effectivement dans les postes est alors obtenue par la composition de deux lois de distribution : la distribution des caractéristiques naturelles des courants de foudre et la distribution des déformations de propagation qui résulte de la répartition aléatoire des points d'impact le long de la ligne.

Les conséquences pratiques d'une telle étude sont une connaissance considérablement améliorée des contraintes électriques affectant les ouvrages, et, par suite, une meilleure mise en oeuvre des moyens de protection.

La première idée qui vient à l'esprit, pour aborder l'étude du phénomène d'atténuation, consiste à injecter, dans une ligne THT vraie, des chocs de tension d'amplitude suffisante, à l'aide d'un générateur de choc, et à enregistrer la forme et l'amplitude de ces chocs lors de leur passage en divers points choisis le long de la ligne. C'est évidemment la méthode la moins sujette à interprétation, mais sa mise en oeuvre est trop lourde pour l'utiliser dans une étude paramétrique générale. Par contre, comme bien souvent, elle servira de validation à une autre méthode plus facile à mettre en oeuvre ; c'est ce que nous avons fait à Electricité de France.

La deuxième méthode d'investigation que l'on peut imaginer consiste alors à étudier le comportement d'échantillons de conducteurs de courte longueur, à des chocs de tension, en laboratoire. Cette méthode se prête bien à l'analyse de plusieurs échantillons, et s'ils sont bien choisis, à l'obtention de lois générales. C'est par l'exposé de cette méthode de laboratoire que nous allons commencer.

characteristics of the effect well known, together with its consequences on the performances of transmission systems, with respect to lightning strikes.

Here, we should point out that the phenomenon we are going to examine should have a beneficial effect insofar as it reduces stresses in substations, with respect to the values normally computed and used.

Indeed, the statistical distribution of front steepnesses and amplitudes of lightning overvoltages actually reaching the substations is obtained by combining two distribution laws: distribution of natural characteristics of lightning currents and distribution of propagation distortions that results from random distribution of the point of impact along the line.

The practical effects of an investigation of this type are therefore considerably improved knowledge of the electrical stresses to which the structures are exposed and, as a result, improved use of the protective systems.

The first idea that comes to mind in approaching an investigation of the propagation attenuation phenomenon is to apply voltage impulses of sufficient amplitude to a real EHV line using a surge generator and recording the waveform and amplitude of the impulses as they pass at various selected points along the line. Obviously, this is the method that leaves the least scope for interpretation, but it is much too cumbersome to use in a general parametric investigation. Conversely, as is often the case, it will be used to confirm another method that is easier to use, and this is how we proceeded at Electricité de France.

The second envisageable method of investigation is to study the responses of short samples of conductor to voltage impulses in the laboratory. This method lends itself well to the analysis of a number of samples and, if these have been suitably chosen, to the stating of general laws. We shall begin by explaining this laboratory method.

2. LA METHODE DES ECHANTILLONS EN LABORATOIRE - LES CYCLES (q, u)

2.1 Relations théoriques entre le cycle q(u) et la déformation de propagation

Le principe de l'étude consiste à appliquer la surtension u(t) à un échantillon de conducteur de quinze à vingt mètres de longueur et à mesurer la charge d'espace q(t) injectée par effet couronne dans son voisinage. A partir de l'analyse de la relation expérimentale, q = f(u), on peut déterminer par le seul calcul l'atténuation supplémentaire de propagation et la déformation subie par l'onde

Du point de vue de la technique de mesure, l'enregistrement séparé de q(t) et de u(t) par deux oscillographes indépendants pose de délicats problèmes de synchronisation ; l'interprétation des oscillogrammes est beaucoup plus précise lorsque l'on enregistre ces deux grandeurs sur un seul oscillogramme, suivant la technique des axes x-y. On obtient alors une figure en forme de boucle fermée, d'où le nom de "cycle (q,u)".

Pratiquement, on relève un cycle charge-tension à plusieurs niveaux de tension. Lorsque la tension appliquée est inférieure à la tension critique du conducteur, la charge est uniquement capacitive et est une fonction linéaire de la tension, telle que :

$$q = C_{geom} \cdot u \tag{2.1}$$

où C_{geom} est la capacité "géométrique" du conducteur par rapport à son environnement.

Au-dessus de la tension critique u₀, la charge mesurée s'écrira (fig. 1) :

$$q = C_{geom} \cdot u + q_{cor} \tag{2.2}$$

où q_{cor}, charge supplémentaire due à l'effet de couronne, est une fonction de la tension appliquée u, et aussi dans une certaine mesure de la dérivée du/dt.

A partir de ce cycle, l'interprétation, désormais admise par tous les chercheurs, de la déformation de propagation est la suivante. Considérons une onde de surtension se propageant le long de la ligne, et soient u₁(t) l'expression de cette onde à l'abscisse l et u₂(t) à l'abscisse l + Δl, dans le sens de la propagation (fig. 2).

Partons alors des deux équations classiques des télégraphistes, appliquées à un élément dl de ligne :

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dl} &= L \frac{di}{dt} \\ \frac{di}{dl} &= C \frac{du}{dt} \end{aligned} \right\} \tag{2.3}$$

2. THE LABORATORY SAMPLES METHOD - CYCLES (q,u)

2.1. Theoretical relations between the cycle q(u) and propagation distortion

The principle of the investigation consists in applying an impulse u(t) to a sample conductor of fifteen to twenty meters in length, and measuring the space charge q(t) injected in its vicinity by corona. From analysis of the experimental relation q = f(u), it is possible to determine the additional propagation attenuation and the distortion undergone by the surge by calculation alone.

From the measurement technique standpoint, separate recording of q(t) and u(t) by two independent oscillographs poses delicate synchronization problems; interpretation of oscillograms is much more accurate when both of these parameters are recorded on a single oscillogram, using the x-y axis technique. This gives a figure in the form of a closed loop, whence the name "cycle (q,u)".

In practice, a charge-voltage cycle is recorded at several voltage levels. When the applied voltage is less than the critical voltage of the conductor, the charge is capacitive only, and is a linear function of the voltage, such that:

in which C_{geom} is the "geometric" capacitance of the conductor with respect to its environment.

Above critical voltage U₀, the measured charge will be written (fig. 1):

where q_{cor}, the supplementary charge due to the corona, is a function of the applied voltage u, and also, within a certain measure, its derivative du/dt.

From this cycle, the interpretation of propagation distortion now admitted by all investigators is as follows. Consider an overvoltage wave propagating along the line, and let u₁(t) be the expression of this wave at abscissa l and u₂(t) at abscissa l + Δl, along the direction of propagation (fig. 2).

On the basis of the two conventional equations used by telegraphists, applied to a line element dl:

Dans le cas qui nous préoccupe, nous écrirons :

In the case which interests us, we may write:

$$\frac{di}{dl} = \frac{dq}{dt} \quad (2.4)$$

où q , par définition, n'est autre chose que la charge $q(u)$ ramenée à l'unité de longueur du conducteur, qui apparaît dans le tracé du cycle.

in which q is, by definition, none other than charge $q(u)$ referred to unit length of conductor, which appears in the plotting of the cycle.

Posons alors :

Let us then state:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{dq}{du} \cdot \frac{du}{dt} \quad (2.5)$$

Dans cette équation, dq/du a les dimensions d'une capacité, que nous appellerons capacité dynamique C_d . Cette capacité est une fonction de u et est donnée par la pente instantanée du cycle ; elle est toujours supérieure à la capacité géométrique C_{geom} du conducteur.

In this equation, dq/du has the dimensions of a capacitance, which we shall call dynamic capacitance C_d . This capacitance is a function of u and is given by the instantaneous slope of the cycle; this is always greater than the geometric capacitance C_{geom} of the conductor.

En présence d'un effet couronne, la deuxième équation du système (1) devient donc :

In the presence of corona, the second equation of the system (2.3) therefore becomes:

$$\frac{di}{dl} = C_d \frac{du}{dt} \quad (2.6)$$

La solution du nouveau système définit une vitesse de propagation :

The solution of the new system defines a propagation speed:

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC_d}} \quad (2.7)$$

On voit que v est une fonction de C_d , donc de u .

It can be seen that v is a function of C_d , and therefore of u .

On peut alors interpréter la déformation subie par l'onde de tension en supposant que chaque tranche d'onde comprise entre u et $u + \Delta u$ se déplace avec une vitesse différente, inférieure à la vitesse de la lumière c , déterminée par la capacité dynamique C_d instantanée.

The distortion undergone by the voltage wave may then be interpreted, assuming that each section of wave between u and $u + \Delta u$ moves at a different speed, lower than the speed of light c , determined by the instantaneous dynamic capacitance C_d .

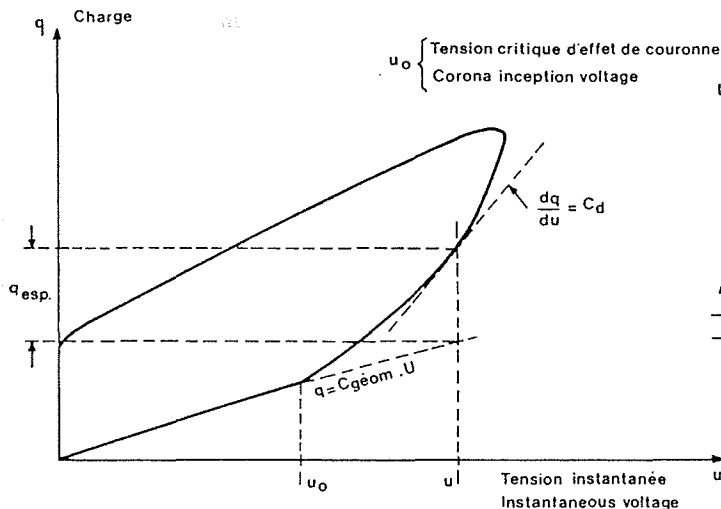


Figure 1 : Aspect général d'un cycle de charge $q(u)$ obtenu sur un échantillon de conducteur en laboratoire

General form of charge cycle $q(u)$ obtained on a conductor sample in the laboratory

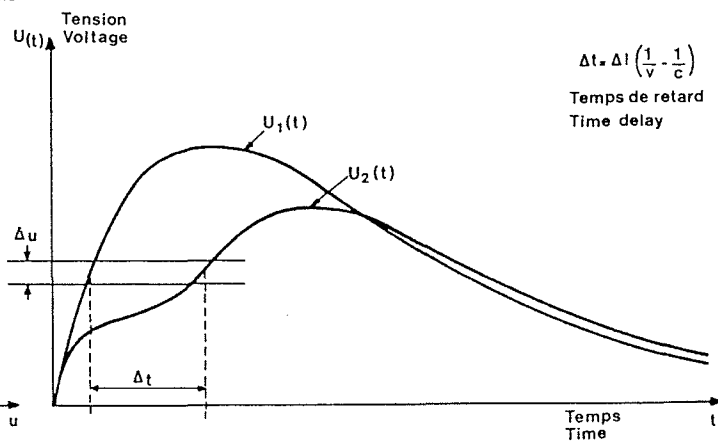


Figure 2 : Interprétation de la distorsion de propagation par le retard de propagation du front d'onde

Interpretation of propagation distortion due to the wavefront propagation delay

Le retard Δt , caractéristique de la distorsion, s'exprimera par :

Delay Δt , characteristic of the distortion, is expressed by:

$$\Delta t = \Delta l \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{c} \right) \quad (2.8)$$

2.2 Mesures des cycles en laboratoire

2.2. Cycle tests in the laboratory

Des mesures de cycles ont été effectuées sur plusieurs échantillons de conducteurs, de divers diamètres, simples ou groupés en faisceau, et pour plusieurs formes de choc de tension. Le tableau 3 résume les principaux paramètres de l'étude expérimentale.

Cycle tests have been conducted on several samples of conductors, of various diameters, either single or combined in bundles, and for several impulse voltages and shapes. Table 3 gives the main parameters of the experimental survey.

Les capacités géométriques C_{geom} sont celles qui correspondent au montage des conducteurs en laboratoire, et prennent donc en compte la proximité du sol, des parois, du plafond, constituant les masses ; mais elles doivent également prendre en compte la présence de l'appareillage d'essai (générateur, diviseur), ainsi que l'influence des électrodes de garde qui doivent être placées aux extrémités de l'échantillon de conducteur ou de faisceau en cours d'essai, comme l'illustre la photo de la fig. 4.

The geometric capacitances C_{geom} are those which correspond to conductors installed in the laboratory, and therefore allow for the proximity of the floor, walls and ceiling, forming the masses; but these must also take into account the presence of the test equipment (generator, divider), together with the effect of the guard electrodes which must be placed at the ends of the sample conductor or bundle under test, as shown in the photo of fig. 4.

Pour un calcul d'ordre de grandeur, le laboratoire et le conducteur peuvent être assimilés à deux cylindres excentrés. En désignant par R le rayon équivalent du laboratoire, par r le rayon équivalent du faisceau, et par d leur excentrement, on peut utiliser la formule suivante, valable pour $r \gg R$:

For an order of magnitude calculation, the laboratory and the conductor can be assimilated to two eccentric cylinders. If R is the equivalent radius of the laboratory, and r the equivalent radius of the bundle, and d their off-center, the following formula, which is valid for $r \ll R$ may be used:

$$C_{geom} = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln \frac{R^2 - d^2}{Rr}} \quad (2.9)$$

Les champs superficiels critiques E_0 ont été calculés par la formule de Peek pour des conducteurs lisses, ce qui revient à dire que leur état de surface et l'influence du toronage n'ont pas été pris en compte. Mais nous verrons par la suite qu'en choc, cette approximation est masquée par d'autres phénomènes, de sorte que la tension critique u_0 , qui se déduit de C_{geom} et de E_0 , est surtout une tension de référence commode.

The critical surface fields E_0 were computed using Peek's formula for smooth conductors, meaning that no allowance was made for their surface condition or stranding effect. However, we shall see later that this approximation is masked by other phenomena, so that critical voltage u_0 , which is obtained from C_{geom} and E_0 , is above all a convenient reference voltage.

Dans le cas des faisceaux 3 x 1,55 cm et 4 x 1,55 cm, dont les essais ont été effectués au Laboratoire à Très Haute Tension des Renardières, une simulation de capacité et de champ superficiel a été réalisée avec beaucoup de soins, à l'aide de la méthode des charges équivalentes. La fig. 5 montre à titre d'exemple les valeurs des champs obtenues pour le faisceau quadruple. Alors que la courbe (1) représente la variation du champ superficiel le long de l'échantillon nu, placé à 13,5 m au-dessus d'un plan conducteur, la courbe (2) montre l'influence du circuit d'essai (électrodes de garde + générateur + diviseur + connexions), et la courbe (3) y ajoute l'influence des quatre parois verticales et du plafond. Les différentes tensions critiques u_0 qui s'en déduisent sont les suivantes :

For the 3 x 1.55 cm and 4 x 1.55 cm conductor bundles, the tests of which were performed at the very high voltage laboratory at Les Renardières, the capacitance and the surface field were simulated with the utmost care, using the equivalent charge method. Fig. 5 shows an example of the field values obtained for the quadruple bundle. While curve (1) shows the variation in surface field along the bare sample, located at 13.5 m above the conductor plane, curve (2) shows the effect of the test circuit (guarding electrodes + generator + divider + connections), and curve (3) adds the effect of the four vertical walls and ceiling. The resulting critical voltages u_0 are as follows:

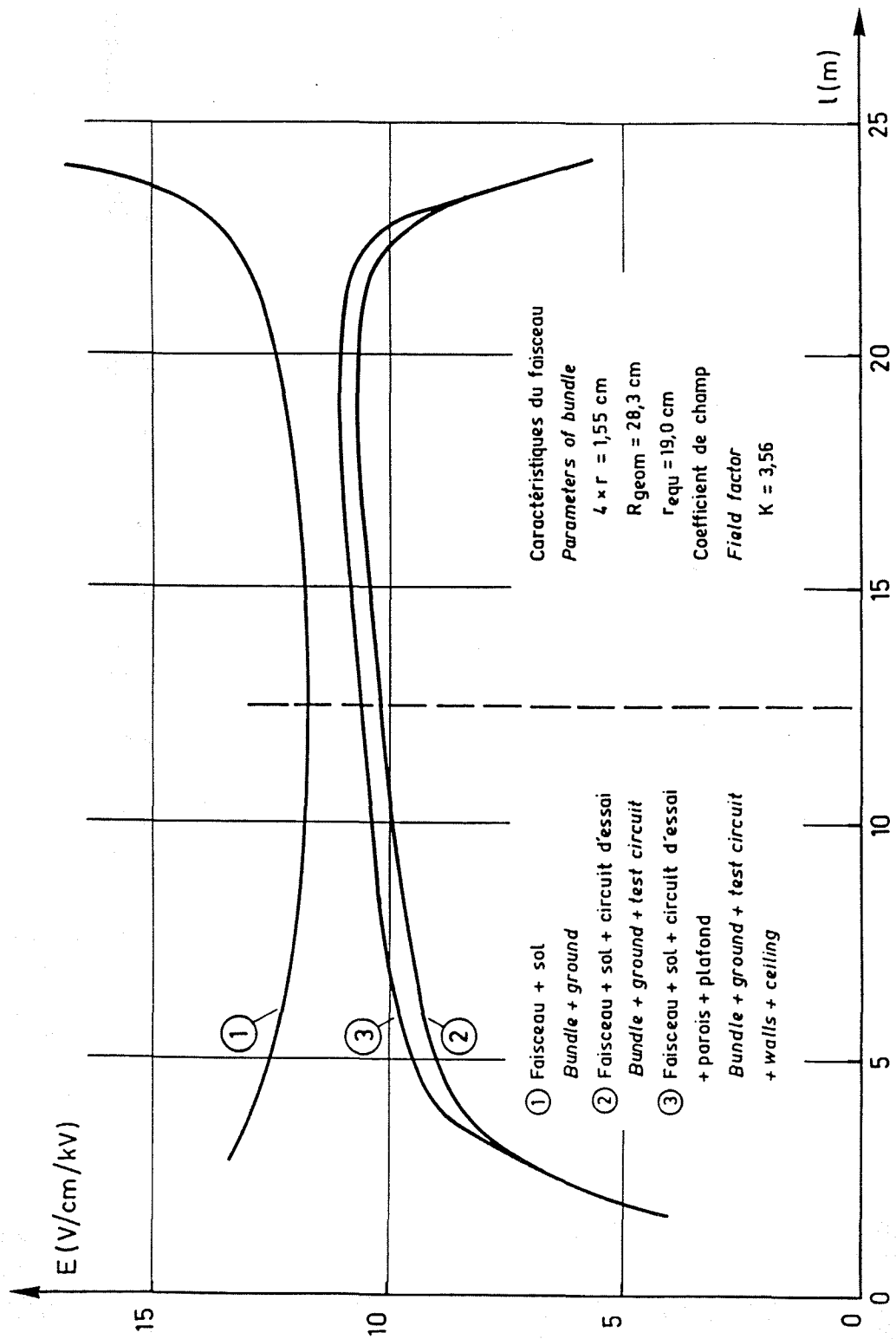


Figure 5 : Variation du champ d'un faisceau quadruple (champ en regard du sol)

Variation of quadruple bundle field (field opposite ground)

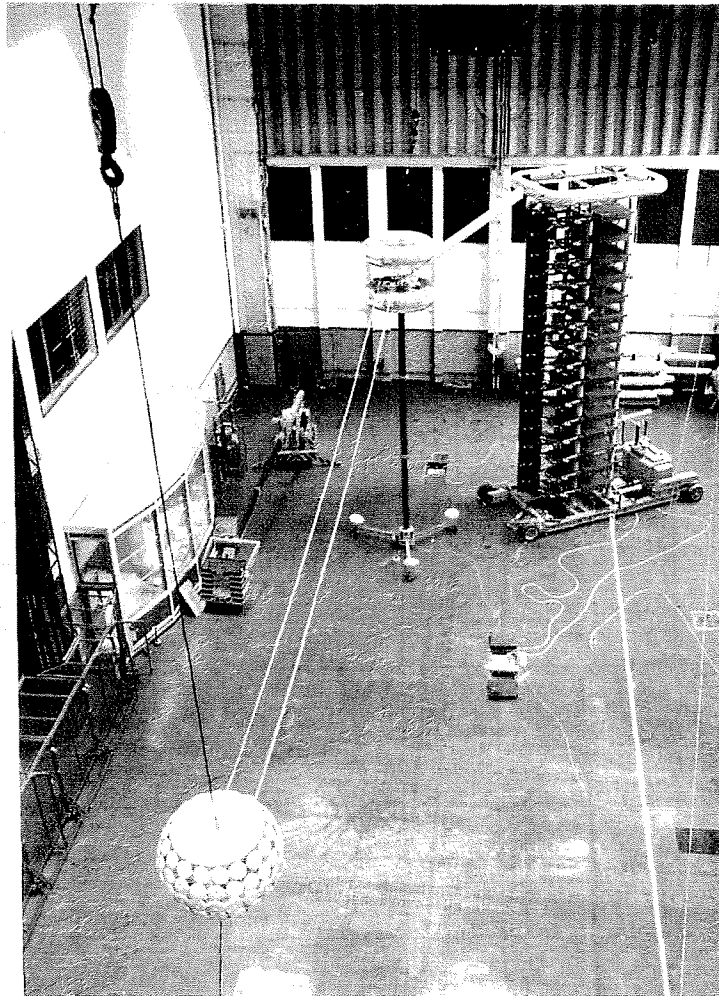


Figure 4

Montage réalisé en laboratoire EDF de Clamart pour la mesure des cycles $q(u)$. L'échantillon visible sur la photo est un faisceau double $2 \times 1,55$ cm. Le même montage a été utilisé pour la mesure du couplage électrostatique en présence d'effet couronne. On distingue à droite la barre jouant le rôle de conducteur (2)

Setup in EDF's Clamart Laboratory for measurement of cycles $q(u)$. The sample shown in the photo is a double bundle, 2×1.55 cm. The same setup was used to measure electrostatic coupling in the presence of corona. The bar, behaving as conductor (2), can be seen on the right.

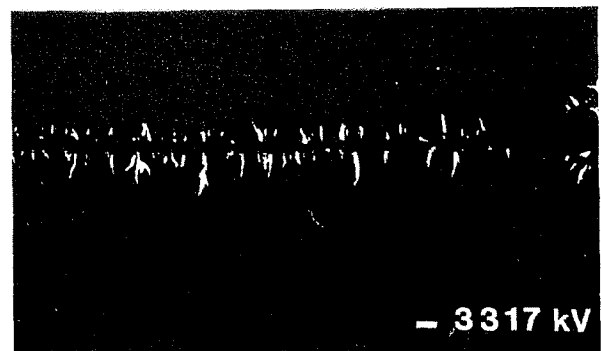
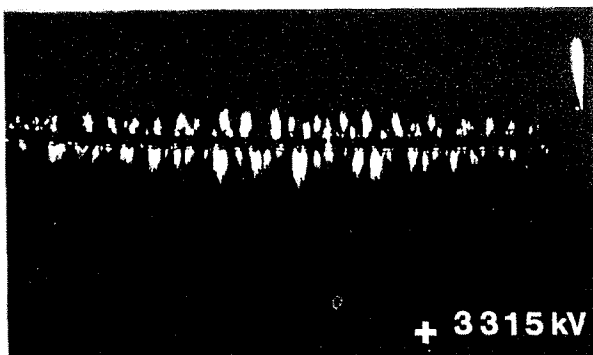


Figure 13

Photo statique d'un faisceau $4 \times 1,55$ cm

- Static photo: 4×1.55 bundle

En ce qui concerne les amplitudes des tensions appliquées, elles sont comprises entre environ u_0 et $4,5 u_0$. On a choisi pour la limite supérieure une valeur qui est de l'ordre de grandeur de la tension d'amorçage des chaînes d'isolateurs, valeurs qui, sur une ligne, limite de toute manière l'amplitude des surtensions.

Les techniques de mesure utilisées méritent quelques commentaires, afin de souligner le souci d'exactitude des résultats qui a toujours été présent, que les essais aient eu lieu au laboratoire de Clamart ou au laboratoire des Renardières.

Les grandeurs u et q ont été enregistrées de deux manières différentes : d'une part, on a tracé les fonctions $u(t)$ et $q(t)$ à l'aide de deux oscillographes à balayage normal ; d'autre part, on a directement tracé le cycle $q(u)$, sur un troisième oscillographe, en mode XY.

Chaque choc, caractérisé par sa forme, son amplitude et sa polarité, a été répété 3 fois, avec des vitesses de balayage différentes sur les deux premiers oscillographes. La comparaison des cycles obtenus sur le troisième, en principe identiques, permettait d'avoir une idée de la reproductibilité du phénomène.

Lorsque l'on trace le cycle $q(u)$ en mode XY, un synchronisme rigoureux des deux signaux est nécessaire. Il faut que l'équilibrage de leur temps de propagation jusqu'aux oscillographes soit réalisé à mieux que 10 ns près. Le meilleur critère de synchronisme est l'obtention d'une droite, tant que la tension u reste inférieure à la tension critique u_0 . La pente de cette droite fournit par ailleurs la capacité géométrique du dispositif sous tension, c'est-à-dire de l'échantillon de conducteur, augmentée par la présence des électrodes de garde (qui ont pour rôle d'éviter l'effet couronne aux extrémités).

Une originalité de la méthode de mesure utilisée est la mesure directe, du côté HT, de la charge q fournie au conducteur par le générateur de choc.

Ce point mérite d'être quelque peu développé. La plupart des expérimentations ont mesuré la charge s'écoulant par l'électrode placée au potentiel nul. Ou bien ils utilisaient des nasses cylindriques, et la mesure, bien que théoriquement correcte, ne pouvait s'appliquer qu'à des petits conducteurs, ou bien ils utilisaient une électrode auxiliaire et n'étaient plus dans les conditions de l'influence totale : dans ces conditions, même si l'étalonnage de l'électrode est correctement effectué en champ géométrique, la dissymétrie de distribution spatiale des charges d'espace peut notablement fausser la mesure par cette méthode. Il semble donc que les travaux effectués jusqu'à présent n'aient pu accéder à la véritable valeur de $q(t)$ dans le cas des conducteurs usuels.

Le procédé utilisé a alors consisté à insérer entre la connexion de raccordement au générateur et l'échantillon de conducteur un condensateur, aux bornes duquel on recueille une tension de mesure :

The amplitudes of the applied voltages were between u_0 and $4.5 u_0$ approximately. As an upper limit, we selected a value which is of the order of magnitude of the flash-over voltage of the insulator strings, values which, in any case, limit the amplitude of the overvoltages.

The measurement techniques used are worthy of comment, so as to underline the care taken with the exactness of the results which was always taken, whether the tests were conducted at Clamart or at Les Renardières Laboratory.

Variables u and q were recorded in two different ways: on the one hand, functions $u(t)$ and $q(t)$ were plotted using two normal scan oscillographs; on the other hand, cycle $q(u)$ was plotted directly in the XY mode on a third oscillograph.

Each surge, characterized by its shape, amplitude and polarity, was repeated three times, at different scan speeds on the first two oscillographs. Comparison with the cycles obtained on the third, in principle identical, provided an idea of the reproducibility of the phenomenon.

When cycle $q(u)$ is plotted in the XY mode, both signals must be fully synchronous. Balancing of their propagation time must be to within 10 ns up to the oscillographs. The best synchronism criterion is to obtain a straight line, as long as voltage u remains less than critical voltage u_0 . The slope of this curve also provides the geometrical capacitance of the device under voltage, i.e. the conductor sample, plus the presence of the protective electrodes (the purpose of which is to prevent corona at the ends).

An original feature of the measurement method used is direct measurement, from the HV side of charge q supplied to the conductor by the surge generator.

This point merits development. Most of the investigators measured the charge flowing through the electrode at null potential. Either they used cylindrical cages, and the measurement, although theoretically correct, could be applied only to small conductors, or they used an auxiliary electrode and were no longer under total influence conditions; under these conditions, and even if the electrode is correctly calibrated for a geometrical field, the dissymmetry of space charge spatial distribution could notably falsify the test. It therefore seems that the work conducted up to now has not provided access to the veritable value of $q(t)$ in the case of usual conductors.

The process used then consisted in inserting a capacitor γ , between the connection to the generator and the conductor sample, across the terminals of which a test voltage was obtained:

$$v_m = \frac{1}{\gamma} \int i dt = \frac{1}{\gamma} q(t) \quad (2.10)$$

En ce qui concerne la transmission des signaux $u(t)$ et $q(t)$, nous avons successivement utilisé deux procédés.

Pour les premiers essais, les oscillographes, à alimentation autonome, ont été placés au potentiel, à l'entrée de l'échantillon de conducteur. Pour la mesure de $u(t)$ à partir du diviseur de tension, la branche basse-tension de celui-ci était montée du côté du potentiel.

Par la suite, nous avons mesuré $u(t)$ au sol, le diviseur de tension étant connecté normalement. Pour la transmission de $q(t)$, nous avons utilisé une transmission opto-électronique de type analogique, de bande passante 10 MHz. Grâce à cette transmission, il était possible de rassembler toutes les mesures dans une cage de Faraday au potentiel nul. Cette deuxième technique a fourni les meilleurs résultats, en ce qui concerne la qualité des oscillogrammes. Signalons encore la mise au point et l'utilisation d'un dispositif électronique asservissant la luminosité du spot à sa vitesse de déplacement, afin d'obtenir une meilleure uniformité lumineuse du tracé des cycles.

Enfin, lors de la dernière série d'essais effectués au laboratoire des Renardières sur les faisceaux de 3 et 4 conducteurs, les oscillographes cathodiques ont été remplacés par des dispositifs à enregistrement digital. Cette technique permet ensuite un traitement très souple de l'information ; la synchronisation des informations "u" et "q" se fait a posteriori, en utilisant le critère de la meilleure droite pour $u < u_0$.

2.3 Analyse des cycles

Propriétés générales des cycles

Les figures 6 a) et 6 b) représentent un ensemble de cycles, relevés à l'oscillographe cathodique, en polarités positive et négative. Il s'agit ici de mesures effectuées en 1974, au laboratoire de Clamart, sur un conducteur de 3,25 cm de rayon.

Les figures 7 a) et 7 b) représentent, en utilisant un procédé d'enregistrement numérique, la superposition des cycles obtenus pour plusieurs valeurs de crête du choc de tension appliqué, également pour les deux polarités. Cet enregistrement fait partie des essais réalisés sur des faisceaux en 1982, au laboratoire des Renardières, et est relatif au faisceau de 3 x 1,55 cm.

Insofar as transmission of signals $u(t)$ and $q(t)$ is concerned, we used two successive processes.

For the first test, the independently supplied oscillographs were set to the potential at the input of the conductors sample. To measure $u(t)$ from a voltage divider, the low voltage branch of the latter was connected to the potential end.

Subsequently, we measured $u(t)$ on the floor, the voltage divider being normally connected. For transmission of $q(t)$, we used an analog type opto-electronic transmission, with a bandpass of 10 MHz. Due to this transmission, it was possible to assemble all the tests in a null potential Faraday cage. This second technique provided the best results insofar as oscillogram quality is concerned. Also, an electronic device was developed and used which slaved the spot brightness to its rate of movement, so as to obtain better light uniformity in cycle plotting.

Finally, during the last series of tests conducted at the Renardières Laboratory on bundles of 3 and 4 conductors, the cathode ray oscillographs were replaced by digital recorders. This technique then enables highly flexible processing of the information; synchronization of the "u" and "q" signals is then made a posteriori, using the criterion of the best straight line for $u < u_0$.

2.3. Cycle analysis

General properties of cycles

Figures 6 a) and 6 b) represent a set of cycles obtained in positive and negative polarities with a CRT oscillograph. These measurements were performed in 1974 at the Clamart Laboratory on a 3.25 cm radius conductor.

Figures 7 a) and 7 b), using a digital recording process, represent superimposition of cycles obtained for several peak values of the applied surge voltages, also for both polarities. This record forms part of the tests conducted on bundles in 1982 at the Renardières Laboratory, and concerns a bundle of 3 x 1.55 cm.

L'observation des cycles fait tout de suite apparaître une particularité tout à fait fondamentale, que l'on retrouve sur tous les autres cycles tracés : il s'agit de la disparité importante des cycles positifs et des cycles négatifs, ceux que l'on obtient en positif étant beaucoup plus "gonflés" que les négatifs, à tension et forme de choc données. Comme la surface de ces cycles est proportionnelle à l'énergie dissipée, on conclut immédiatement que l'effet couronne positif dissipe dans l'espace une énergie nettement supérieure à celle de l'effet couronne négatif.

Observation of the cycles immediately shows a fundamental peculiarity, which was also found for all the other cycles plotted: there is a major disparity between the positive and negative cycles, those obtained with a positive cycle being much more "inflated" than those obtained with a negative cycle of the same voltage and surge shape. Since the area of these cycles is proportional to the energy dissipated, it may be immediately inferred that the positive corona dissipates substantially more energy than the negative corona.

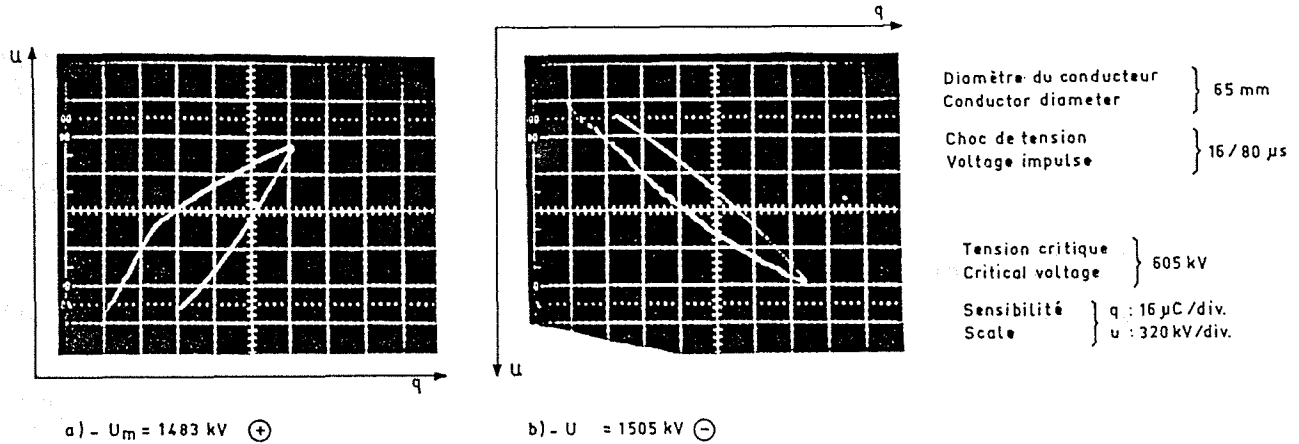


Figure 6a - 6b : Exemples d'oscillogrammes de cycles $q(u)$
 Examples of cycle oscillograms $q(u)$

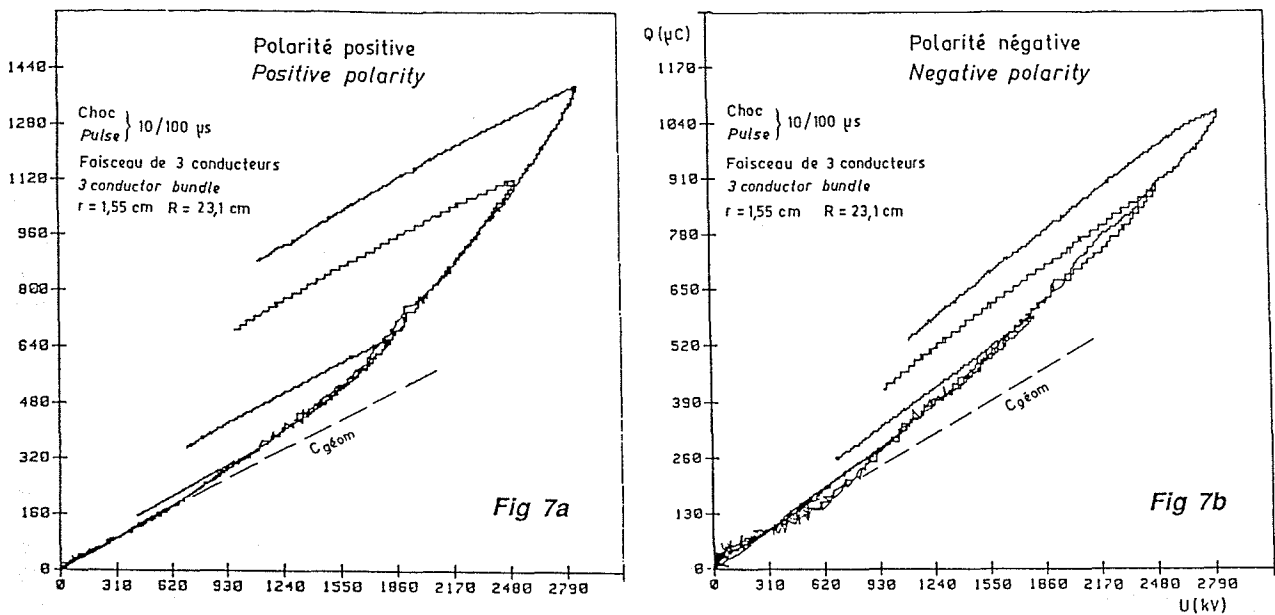


Figure 7 : Etude du faisceau à 3 conducteurs - Essais en onde 10/100 μ s -

Study of 3-conductor bundle
 Pulse shape 10/100 μ s

Remarque : Disons dès ici, pour couper court à certaines assertions, que, à amplitude donnée de la tension, l'énergie dissipée en choc n'a aucune commune mesure avec, et est toujours beaucoup plus faible que l'énergie dissipée au cours d'un cycle en tension alternative.

La raison en est que les mécanismes mis en jeu ne sont pas comparables : en choc, les charges d'espace lourdes (les ions) ont à peine le temps de se déplacer, alors qu'à fréquence industrielle c'est leur déplacement qui détermine la part majeure des pertes.

Pour pouvoir poursuivre l'analyse des cycles, nous avons été conduits à en faire une schématisation par une succession d'approximations linéaires. La figure 8 en montre la construction, et définit les paramètres qui servent à décrire chaque droite ainsi que leur domaine de validité. La phase de croissance de la tension est décrite par 3 segments rectilignes (OABC), et la phase de décroissance par deux segments rectilignes (CDE).

Tous les cycles obtenus ont été traités suivant ce principe. Les figures 9 et 10 donnent deux exemples d'un tel traitement : chaque quadrant correspond aux diverses amplitudes d'un choc de tension, de forme et de polarité données.

Dans l'annexe A, on trouvera les tableaux (A1 à A6), qui rassemblent toutes les valeurs numériques caractérisant les cycles des 6 configurations de conducteurs étudiées.

Si on analyse maintenant ces cycles avec plus de détails, on peut leur imputer les propriétés suivantes, outre celle que nous avons déjà citée.

a) Capacité géométrique

La droite OA correspond à la zone de tension inférieure à la tension critique u_0 ; sa pente q/u est égale à la capacité géométrique C_{geom} du conducteur. Les valeurs de C_{geom} trouvées expérimentalement recourent assez bien les valeurs théoriques du tableau 3, compte tenu des longueurs d'échantillons et de la présence des électrodes de garde.

b) Phase d'ionisation

Le domaine (ABC) du cycle correspond à la phase d'activité couronne, au cours de laquelle les charges d'espace sont créées. On constate que cette phase d'ionisation peut, dans certains cas, être représentée par deux segments AB et BC, dans d'autres cas par un seul segment. La pente du segment AB fournit une capacité dynamique "couronne", notée dans tout ce qui suit C_{cor1} , de même la pente du segment BC fournit la capacité C_{cor2} .

Notons que les tensions appliquées aux conducteurs n'ont pas toujours été suffisantes pour faire apparaître, de façon marquée, pour toutes les configurations essayées, un deuxième segment C_{cor2} . Il est probable que C_{cor2} corresponde à une transition streamer-leader, et au développement d'un leader.

Note: Here, to forestall some assertions, we should point out that, for a given voltage amplitude, the energy dissipated by a surge is nowhere near commensurate with, and is always much smaller than the energy dissipated during an AC voltage cycle.

The reason for this is that the mechanisms involved are not comparable: for surge, the heavy space charges (ions) barely have time to move, while at power frequency, it is the movement of these which determines the major part of losses.

To be able to continue cycle analyses, we were led to represent them schematically by a succession of linear approximations. Figure 8 shows their construction and specifies the parameters used to describe each straight line, together with their scope of validity. The voltage growth phase is described by 3 linear segments (OABC) and the decay phase by two linear segments (CDE).

All cycles obtained were handled according to this principle. Figures 9 and 10 give two examples: each quadrant corresponds to various amplitudes of a voltage surge of a given form and polarity. In appendix A, the tables (A 1 to A 6) give all the numerical values characterizing the cycles for the 6 conductor configurations investigated.

If we now analyse the cycles in greater detail, we can ascribe them the following properties, in addition to those already mentioned.

a) Geometric capacitance

Straight line OA corresponds to the zone in which the voltage is below inception voltage u_0 ; its slope q/u is therefore equal to geometric capacitance C_{geom} of the conductor. The experimentally obtained values of C_{geom} compare well with the theoretical values of table 3, allowing for the length of the samples and the presence of protective electrodes.

b) Ionization phase

Zone (ABC) of the cycle corresponds to the phase of corona activity during which space charges are created. It can be observed that, in some cases, this ionization phase can be represented by two segments AB and BC, and in other cases by a single segment. The slope of segment AB provides a "corona" dynamic capacitance, hereinafter annotated C_{cor1} ; similarly, the slope of segment BC provides capacitance C_{cor2} .

It should be noted that the voltages applied to the conductors were not always sufficient to cause a second segment C_{cor2} to appear markedly for all configurations tested. It is probable that C_{cor2} corresponds to a streamer-leader transition, and to the development of a leader.

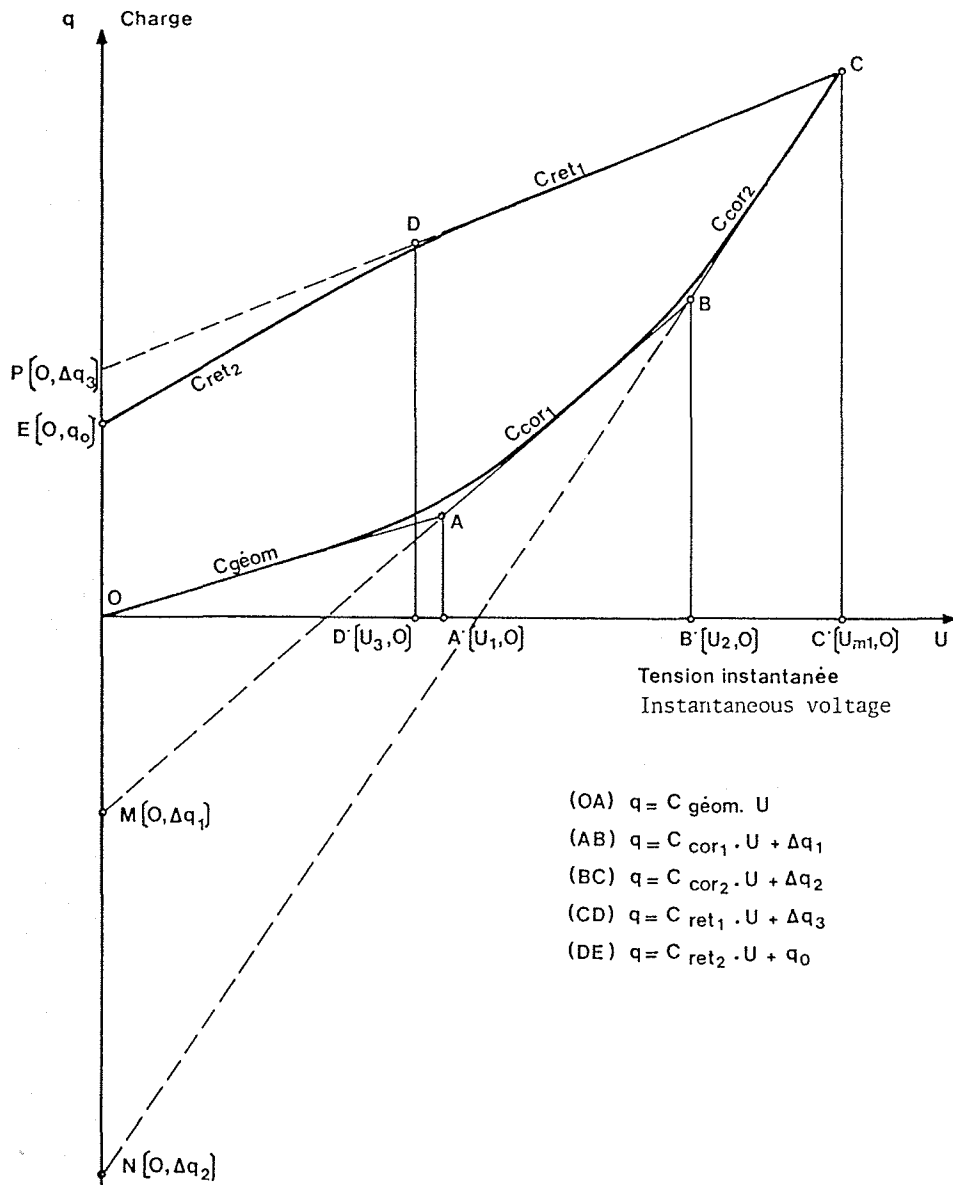


Figure 8 : Représentation schématisée d'un cycle $q(u)$ par segments linéaires successifs

Figure 8 - Diagrammatic representation of cycle $q(u)$ in successive linear segments

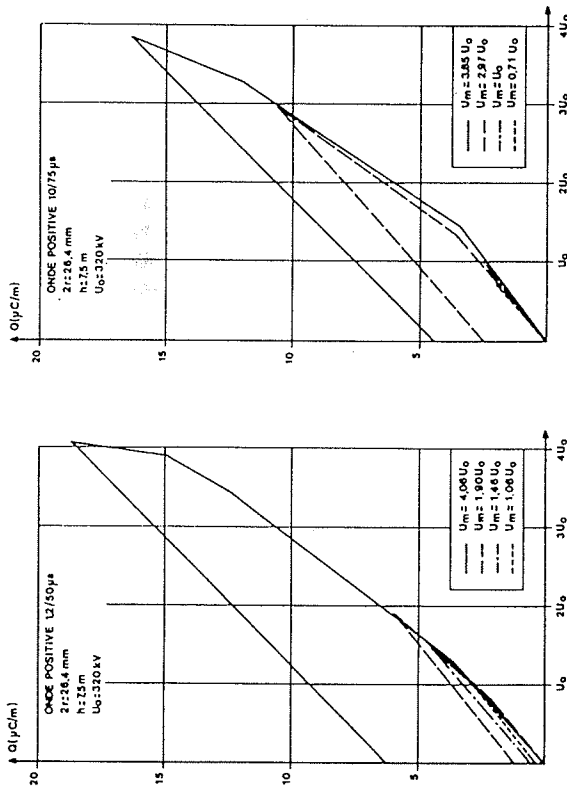


Figure 9 : Cycles linéarisés pour un conducteur de rayon $r = 1,32$ cm

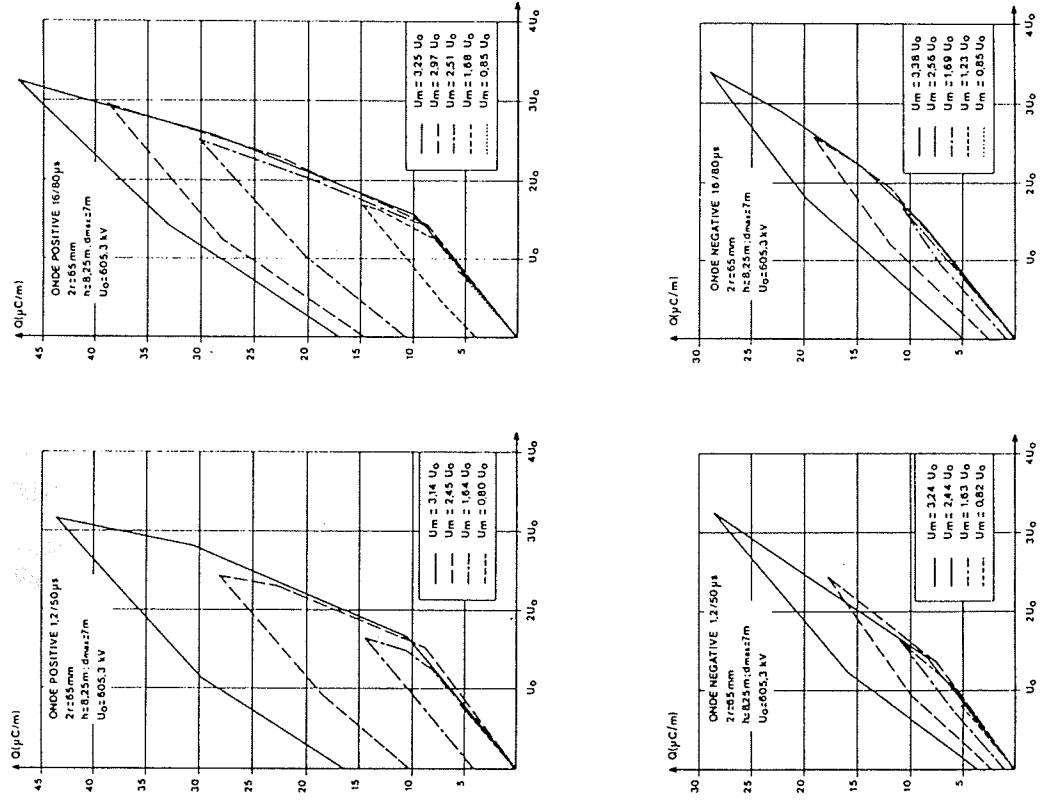


Figure 10 : Cycles linéarisés pour un conducteur de rayon $r = 3,25$ cm

c) Décroissance du cycle

Le domaine de décroissance de la tension peut également se caractériser par des segments CD et DE. Ces pentes sont équivalentes à des capacités qui sont toujours, ou bien sensiblement égales, ou bien légèrement supérieures à la capacité C_{geom} . Or, l'analyse physique des phénomènes se produisant sur la queue du choc laisse prévoir, au contraire, une capacité apparente légèrement plus faible. En effet, la phase d'activité d'ionisation étant terminée, il reste dans l'espace les charges lourdes (ions + ou ions -) dont le déplacement sous l'effet du champ électrique local est très faible ; un calcul sommaire montre que celui-ci est de l'ordre de la dizaine de centimètres pendant la queue du choc $u(t)$. Ce faible mouvement induit sur le conducteur des charges qui viennent s'ajouter aux charges "géométriques" $C_{geom} \cdot u(t)$, ralentissant ainsi la décroissance apparente de celle-ci. Il est néanmoins acceptable de poser $C_{ret} = C_{geom}$.

La seule explication à cette anomalie de la mesure se trouve dans une valeur trop faible des constantes de temps RC des circuits de mesure.

Mais comme par ailleurs la phase de décroissance du cycle est de peu d'importance pratique, nous n'en approfondirons pas l'analyse plus avant.

Le tableau 11 rassemble les valeurs de C_{cor1} et C_{cor2} , exprimées sous forme de leur accroissement relatif rapporté à C_{geom} .

Les valeurs mesurées présentent une assez forte dispersion et, à première vue, aucune corrélation claire, ni en fonction du rayon ou du nombre des conducteurs, ni en fonction de la forme d'onde, n'est visible. Cela résulte en partie des difficultés de mesure, puis de traitement numérique des cycles, mais aussi de l'aspect aléatoire des décharges couronne.

C'est pourquoi, dans le tableau 11, nous n'avons pas fait apparaître la forme d'onde, et avons retenu une valeur moyenne indépendante de la durée de front (fronts de $1,2 \mu s$ et de 10 à $16 \mu s$). Les résultats sont alors beaucoup plus cohérents. Par ailleurs, sur le plan pratique, la conséquence en est une simplification du calcul de la distorsion de propagation, comme nous le verrons plus loin.

Toutefois, une analyse de régression linéaire, effectuée sur les valeurs de C_{cor1} , permet de dégager une tendance à la croissance en fonction du rayon du conducteur et du nombre de conducteurs dans un faisceau. Le conducteur de rayon $r = 3,25$ cm, trop particulier, n'a pas été pris en compte. La variable la plus appropriée paraît alors être le paramètre nr . La loi linéaire et les coefficients numériques obtenus par le calcul de régression sont indiqués dans le tableau 12.

Ces coefficients donnent une certaine réponse à un point qui est resté très controversé, celui de l'influence de la raideur de l'onde sur la forme du cycle.

c) Cycle decay

The cycle decay zone can also be represented by segments CD and DE. These slopes are equivalent to capacitances which are always either more or less equal or slightly higher than capacitance C_{geom} . Now, physical analysis of the phenomena occurring at the tail of the surge, on the contrary, leads one to expect a slightly lower apparent capacitance. In fact, since the ionization phase is over, heavy charges remain in the space (positive or negative ions) subjected to very slight movement due to the effect of the local electric field: a summary calculation show that this is of the order of about 10 centimeters during the wave fall $u(t)$. This slight movement induces charges in the conductor which are added to "geometric" charges $C_{geom} \cdot u(t)$, thus slowing down its apparent decay. Nevertheless, it is acceptable to state $C_{ret} = C_{geom}$.

The only explanation for this anomaly in the measurement is a too low value of the RC time constants of the measurement circuits.

But, since the cycle decay phase is of little practical importance, we shall not push the analysis further.

Table 11 gives the values of C_{cor1} and C_{cor2} , expressed in the form of their relative increase with respect to C_{geom} .

The measured values are rather dispersed, and, on first sight, no clear correlation, neither as a function of radius or number of conductors, nor as a function of the wave shape can be seen. This results in part from measurement difficulties, then numerical processing of the cycles, but also from the random aspect of corona discharges.

It is for this reason that we have not shown the wave shape in table 11, and have used an average value independent of the front duration (fronts of $1.2 \mu s$ and 10 to $16 \mu s$). The results are then much more coherent. Moreover, practically, the consequence is a simplification of propagation distortion calculation, as will be seen below.

However, a linear regression analysis, performed on values of C_{cor1} , highlights a tendency to growth as a function of the conductor radius and the number of conductors in a bundle. Conductor radius $r = 3.25$ cm, which was too particular, was not taken into account. The most appropriate variable then appears to be parameter nr . The linear law and numerical coefficients obtained by regression calculation are given in table 12.

These coefficients give a certain reply to a highly controversial point, that of the effect of the steepness of the wave on the shape of the cycle. This effect is in fact

Tableau 11

REPRESENTATION LINEARISEE DES CYCLES
Linearized representation of cycles

Configuration n x r (cm)	C _{geom} * pF/m	$\frac{C_{cor1}}{C_{geom}}$		$\frac{C_{cor2}}{C_{geom}}$	
		+	-	+	-
1 x 0,5	7,2	1,60	1,30	-	-
1 x 1,32	8,3	1,65	1,60	5,0	2,4
1 x 3,25	9,8	2,60	1,45	5,0	2,1
2 x 1,55	10,8	1,72	1,20	2,5	-
3 x 1,55	11,0	2,00	1,75	3,5	3,0
4 x 1,55	11,8	2,30	1,60	4,0	-

* Capacité en montage de laboratoire.

* Capacity in the laboratory arrangement.

Cette influence est en effet niée par beaucoup de chercheurs, reconnue par d'autres, cette situation résultant évidemment de l'absence de données suffisantes, tant sur les cycles eux-mêmes que sur les phénomènes physiques qui sont à leur base. Or, l'examen des coefficients a et b montre que l'accroissement relatif de C_{cor1} par rapport à C_{geom} est plus important en front raide qu'en front lent, en polarité positive qu'en polarité négative. Bien que cette influence de la pente soit observée dans tous les cas étudiés, elle reste néanmoins assez faible et c'est pourquoi elle a été négligée.

d) Seuil d'ionisation

Le point A du cycle définit une tension u_1 qui correspond à l'initiation de l'effet couronne. On constate ici aussi une grande dispersion des résultats. Néanmoins, on observe qu'en moyenne, u_1 croît avec l'amplitude et avec la pente de la tension de choc appliquée, est plus élevée en polarité négative qu'en polarité positive, et pour les petits conducteurs que pour les gros.

L'analyse de régression conduit à proposer une loi linéaire, dont les coefficients numériques sont également donnés dans le tableau 12. Dans cette formule, la tension expérimentale u_1 est rapportée à la tension de seuil d'effet couronne u_0 , calculée à partir de la formule de Peek.

En réalité, la tension de seuil u_1 est assez floue, ce qui se comprend bien si l'on considère l'aspect physique des phénomènes. A cet égard, la photographie de la figure 13 est intéressante à présenter, car elle montre que l'effet couronne est constitué par de nombreuses décharges individuelles, d'aspect et de taille relativement identiques, et bien réparties tout au long du conducteur. La transition très progressive de C_{geom} vers C_{cor1} s'explique alors par le fait que chaque décharge individuelle présente un certain

denied by many investigators, and recognized by others. Obviously, this situation results from the absence of sufficient data, both concerning the cycles themselves and the physical phenomena on which they are based. Now, examination of coefficients a and b shows that the relative increase in C_{cor1} with respect to C_{geom} is higher for a steep front than a low front, for positive than for negative polarity. Although this slope effect is observed in all cases studied, it is still rather low, and it is for this reason that it has been neglected.

d) Ionization threshold

Point A of the cycle defines a voltage u_1 that should correspond to the corona inception voltage. Here again, a wide dispersion of results can be observed. However, it can be observed that, on average, u_1 increases with amplitude and with the slope of the surge voltage applied, and is higher for negative than positive polarity, and for small conductors rather than large.

Analysis of regression leads to the proposition of a linear law, the numerical coefficients of which are also given in table 12. In this formula, experimental voltage u_1 is referenced to the corona inception voltage u_0 , calculated from Peek's formula.

In reality, threshold voltage u_1 is rather hazy, which will be understood if the physical aspect of the phenomena is considered. Concerning this, the photo in figure 13 is of interest, since it shows that corona consists of numerous individual discharges, of relatively identical size and appearance, well distributed along the conductor. The very gradual transition from C_{geom} to C_{cor1} is then explained by the fact that each individual discharge has a certain inception delay, within a random distribution of delays. This random delay phenomenon,

retard à l'initiation, à l'intérieur d'une distribution aléatoire des retards. Ce phénomène de retard aléatoire, lié à l'apparition aléatoire d'un électron-germe, est maintenant bien connu en physique de la décharge.

Une deuxième cause qui peut expliquer le coude de transition est la non-uniformité du champ électrique le long du conducteur (cf. fig. 5), qui a pour conséquence une tension critique u_0 variable tout au long de l'échantillon en essai. Enfin, indiquons que le retard peut dépasser $u_1/u_0 = 2,5$ en polarité négative.

Capacité statique

Par définition, la capacité statique en présence d'effet couronne est le rapport

$$\Gamma = \frac{q}{u} \quad (2.11)$$

Avec la représentation linéarisée du cycle, son expression est donnée par :

$$\Gamma = C_{geom} + \left(1 - \frac{u_1}{u}\right) (C_{cor1} - C_{geom}) \quad (2.12)$$

pour le segment AB

et

$$\Gamma = C_{geom} + \left(1 - \frac{u_1}{u}\right) (C_{cor1} - C_{geom}) + \left(1 - \frac{u_2}{u}\right) (C_{cor2} - C_{cor1}) \quad (2.12')$$

pour le segment BC.

Représentation des cycles par une loi parabolique

La représentation des cycles par des segments linéaires est commode pour une première analyse, car elle permet des comparaisons aisées entre les différents cycles obtenus, en fonction des paramètres tels que tension maximale et forme du choc appliqué, type de conducteur et de faisceau. Cependant, lors de l'utilisation des cycles pour le calcul de la distorsion de propagation, pour le couplage inter-conducteurs, pour l'analyse des phénomènes de réflexion d'ondes, une représentation analytique continue est souvent plus avantageuse.

Pour la partie ascendante du cycle comprise entre u_0 et le maximum de tension (phase d'ionisation), la meilleure expression s'est avérée être du type :

$$q = \begin{cases} C_{geom} \cdot u & u \leq u_0 \\ C_{geom} \cdot u_0 \left(\frac{u}{u_0}\right)^B & u_0 < u < u_{max} \end{cases} \quad (2.13)$$

related to the random appearance of a seed electron, is now well known in discharge physics.

A second cause which may explain the transition bend is the non-uniformity of the electrical field along the conductor (see fig. 5), the consequence of which is a critical voltage u_0 varying along the sample under test. Lastly, it should be stated that the delay can exceed $u_1/u_0 = 2.5$ in negative polarity.

Static capacitance

By definition, the static capacitance in the presence of corona is the ratio

With the linearized representation of the cycle, this is expressed by:

for segment AB.

and

for segment BC.

Representation of cycles by a parabolic law

Representation of cycles by linear segments facilitates initial analysis, since it enables easy comparison between the various cycles obtained, as a function of parameters such as maximum voltage and shape of the applied pulse, the type of conductor and bundle. However, when cycles are used to calculate propagation distortion, for inter-conductor coupling and for analysis of wave reflection phenomena, an analytical representation is often more advantageous.

For the ascending part of the cycle between u_0 and the voltage maximum (ionization phase), the best expression has been shown to be of type:

Les coefficients B ont été établis par la méthode des moindres carrés ; ils sont également portés dans le tableau 12. On notera qu'aucune corrélation avec la pente du choc appliqué n'a été clairement mise en évidence. Cette observation est intéressante, car elle tendrait à démontrer que les cycles dépendent peu de la forme du choc appliqué.

Coefficients B were established using the least square method; these are also given in table 12. It will be noted that no correlation with the slope of the applied surge has been clearly highlighted. This remark is of interest, since it tends to demonstrate that the cycles depend only slightly on the surge shape applied.

A partir de l'expression (13), on calcule aisément :

From expression (13), it is easy to calculate:

la capacité statique

static capacitance:

$$q = u_0 C_{geom} \left(\frac{u}{u_0} \right)^B \quad (2.14)$$

la capacité dynamique

dynamic capacitance:

$$C_d = \frac{dq}{du} = C_{geom} B \left(\frac{u}{u_0} \right)^{B-1} \quad (2.15)$$

Tableau 12
table 12.

Paramètres caractéristiques des cycles q(u)
Characteristic parameters of cycles q(u)

Expression analytique (r en cm) Analytic expression (r in cm)	Coefficient	Polarité _ Polarity	
		+	-
Cycle linéarisé $\frac{C_{cor 1}}{C_{geom}} = anr + b$ Linearized cycle	a b	0,13 1,45	0,055 1,30
Seuil d'ionisation $\frac{u_1}{u_0} = \frac{\alpha(u_m/u_0 - 1)}{1 + \beta nr} + 1$ Corona threshold	α β	0,5 0,085	0,65 0,065
Représentation parabolique $q = u_0 C_{geom} \left(\frac{u}{u_0} \right)^B$ Parabolic representation	Conducteurs simples Single conductors	0,22 r + 1,2	0,07 r + 1,12
	Faisceaux Bundles	1,52 - 0,15 ln n	1,28 - 0,08 ln n

2.4 Influence de la hauteur des conducteurs au-dessus du sol

La question de l'influence de la hauteur des conducteurs sur le cycle $q(u)$ a déjà été soulevée à plusieurs reprises. Nous proposons ici une réponse à cette question, basée sur une analyse rigoureuse des paramètres dépendant des phénomènes physiques qui déterminent le cycle.

Il est tout d'abord clair que lorsque la hauteur des conducteurs est modifiée, de même que lorsque l'on passe de l'environnement en laboratoire à l'environnement d'une ligne réelle, la capacité géométrique du conducteur (ou du faisceau) change, et par conséquent aussi la tension critique u_0 . Lorsqu'on applique au conducteur une tension donnée u , le rapport u/u_0 s'en trouve modifié, et il y aura donc un glissement du point de fonctionnement correspondant sur le cycle (fig. 14). De ce seul fait, le cycle relatif à un choc de tension d'amplitude donnée u_{max} dépendra de la capacité géométrique du conducteur considéré. On ne peut comparer entre eux que des cycles tels que le rapport u/u_0 soit conservé, c'est-à-dire des cycles $q/q_0 = f(u/u_0)$.

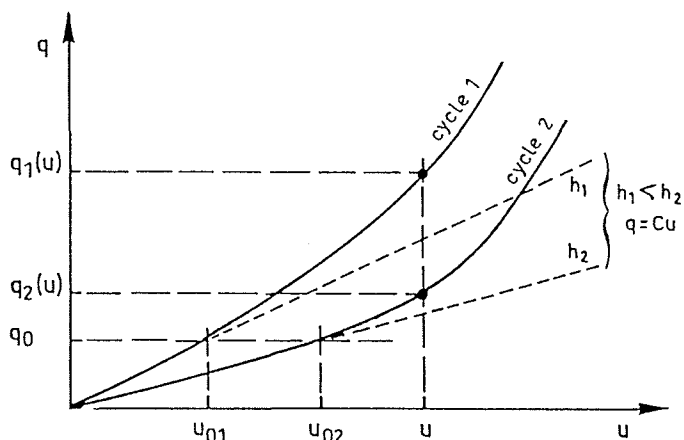


Figure 14 : Analyse incomplète de l'influence de la hauteur : $q_2(u) < q_1(u)$, mais les deux cycles ne sont pas comparables. Pour un u donné, les états physiques autour du conducteur ne sont pas identiques

Incomplete analysis of the effect of height: $q_2(u) < q_1(u)$, but both cycles are not comparable. For a given u , the physical conditions around the conductor are not identical.

Mais poussons l'analyse plus loin : la charge q mesurée en laboratoire, c'est-à-dire celle qui s'écoule du générateur de choc vers l'échantillon de conducteur en essai, est en fait la somme de trois charges : la charge géométrique q_{geom} , la charge q_{sp} injectée dans l'espace autour du conducteur, et la charge q_i induite par cette charge d'espace sur le conducteur. Soit donc :

2.4. Effect of conductor height above ground

The effect of the height of the conductors on the cycle $q(u)$ has been posed many times. Here, we propose a reply to this question based on a rigorous analysis of the parameters depending on the physical phenomena determining the cycle.

First of all, it is clear that, when the height of the conductors is altered, like when changing from the laboratory environment to a real line environment, the geometric capacitance of the conductor (or bundle) changes, and consequently the critical voltage u_0 . When a given voltage u is applied to the conductor, the ratio u/u_0 is modified, and therefore there will be a slippage of the corresponding operating point on the cycle (fig. 14). Because of this fact alone, the cycle relative to a voltage surge of given amplitude u_{max} will depend on the geometric capacitance of the conductor involved. It is only possible to compare cycles such that ratio u/u_0 is conserved, i.e. cycles $q/q_0 = f(u/u_0)$.

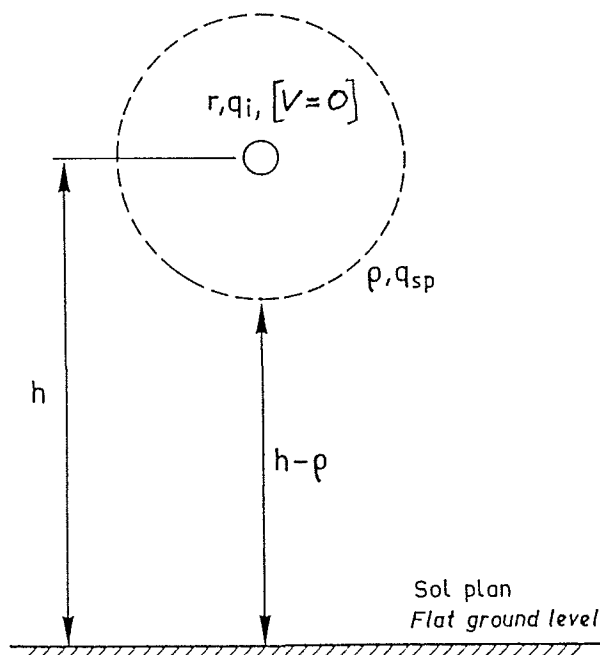


Figure 15 : Schéma utilisé pour le calcul de la charge q_i induite sur le conducteur par la charge d'espace q_{sp} , en fonction de la hauteur h du conducteur

Diagram used for calculation of charge q_i induced on the conductor by space charge q_{sp} , against conductor height h .

But, to push the analysis further: the charge q , measured in the laboratory, i.e. which flows from the surge generator to the conductor sample under test, is in fact the sum of three charges: geometric charge q_{geom} , charge q_{sp} injected into the space around the conductor, and charge q_i induced by the space charge in the conductor. I.e., therefore:

$$q = q_{geom} + q_i + q_{sp} = q_{geom} + q_{cor} \quad (2.16)$$

Il faut alors raisonner non pas sur la tension appliquée au conducteur, mais à partir d'un état physique donné de l'effet couronne autour du conducteur. Or cet état physique se caractérise par la charge d'espace q_{sp} existant autour du conducteur, par sa distribution, ainsi que par le champ superficiel E_s du conducteur. Une fois cet état défini, on détermine la tension u qui lui correspond.

Pour cela, calculons d'abord q_i en fonction de sp ; nous supposons pour simplifier que toute la charge d'espace est concentrée

sur une couronne mince, de rayon ρ , autour du conducteur, comme le montre la figure 15. Sans rien changer au principe du calcul, cette simplification évite une intégration qui doit prendre en compte la distribution réelle diffuse des charges d'espace. Ecrivons alors que la différence de potentiel entre le conducteur et le sol est la somme de la ddp entre le conducteur et la couronne de rayon ρ , et de la ddp entre cette couronne et le sol :

Then, reasoning does not apply from the voltage applied to the conductor, but from a given physical status of the corona around the conductor. Now, this physical status is characterized by space charge q_{sp} existing around the conductor, by its distribution and also by the surface field E_s of the conductor. Once this status has been defined, its corresponding voltage u can be determined.

To do this, first of all calculate q_i as a function of q_{sp} ; to simplify matters, we shall consider that the complete space charge is concentrated on a thin sheath of radius ρ , around the conductor, as shown in figure 15. Without making any changes in the principle of calculation, this simplification avoids an integration which must take the actual diffuse distribution of the space charges into account. It can then be stated that the potential difference between the conductor and the ground is the sum of the potential difference between the conductor and the sheath of radius ρ , and the potential difference between this sheath and the ground:

$$V = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left[(q_{geom} + q_i) \ln \frac{\rho}{r} + (q_{geom} + q_i + q_{sp}) \ln \frac{2h}{\rho} \right] \quad (2.17)$$

Posons $V = 0$, ce qui implique aussi que $q_{geom} = 0$, il reste :

Writing $V = 0$, which also implies that $q_{geom} = 0$. There remains:

$$q_i \ln \frac{\rho}{r} + (q_i + q_{sp}) \ln \frac{2h}{\rho} = 0 \quad (2.18)$$

soit :

i.e.:

et

$$q_i = -q_{sp} \frac{\ln \frac{2h}{\rho}}{\ln \frac{2h}{r}} \quad (2.19)$$

$$q_i + q_{sp} = q_{sp} \frac{\ln \frac{\rho}{r}}{\ln \frac{2h}{r}} \quad (2.20)$$

En notant que $q_{geom} = u \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln \frac{2h}{r}}$

et en tenant compte de l'expression (2.20), la charge q (celle que l'on mesure) s'écrit :

Noting that $q_{geom} = u \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln \frac{2h}{r}}$ and allowing for expression (2.20),

the charge q (that measured) is written:

$$q = u \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln \frac{2h}{r}} + q_{sp} \frac{\ln \frac{\rho}{r}}{\ln \frac{2h}{r}} \quad (2.21)$$

ou sous la forme réduite :

or in reduced form:

$$\frac{q}{q_0} = \frac{u}{u_0} + \frac{q_{sp}}{q_0} \cdot \frac{\ln \rho/r}{\ln 2h/r} \quad (2.22)$$

Par ailleurs, le champ superficiel E_s s'exprime en fonction des charges portées par le conducteur :

Moreover, the surface field E_s is expressed as a function of the charges carried by the conductor:

$$E_s = \frac{q_{geom} + q_i}{2\pi \epsilon_0 r} \quad (2.23)$$

Compte tenu des valeurs calculées ci-dessus pour q_{geom} et q_i , nous en déduisons la tension u nécessaire pour assurer l'état physique considéré, dont la forme réduite est :

Allowing for the values calculated above for q_{geom} and q_i , we can calculate the voltage u necessary to ensure the considered physical status, the reduced form of which is:

$$\frac{u}{u_0} = \frac{E_s}{E_0} + \frac{q_{sp}}{q_0} \cdot \frac{\ln 2h/\rho}{\ln 2h/r} \quad (2.24)$$

En combinant (2.22) et (2.24), nous obtenons :

By combining (2.22) and (2.24), we obtain:

$$\frac{q}{q_0} = \frac{E_s}{E_0} + \frac{q_{sp}}{q_0} \quad (2.25)$$

Les expressions (2.24) et (2.25) éclairent entièrement la question de l'influence de la hauteur h . Elles montrent :

The expressions (2.24) and (2.25) fully illustrate the question of the effect of height h . These show:

- que la charge mesurée q ne dépend que de l'état physique (E_s , q_{sp}) autour du conducteur, mais ne dépend pas de la hauteur du conducteur,
- mais que, pour ce même état physique, le conducteur doit être porté à une tension relative qui dépend aussi de h , indépendamment de l'influence qu'à la hauteur sur la tension critique u_0 .

- that the measured charge q depends only on the physical condition (E_s , q_{sp}) or on the conductor, but does not depend on the height of the conductor.
- but, for this physical condition, the conductor must be taken to a relative voltage which also depends on h , independently of the effect of the height on critical voltage u_0 .

Pour se faire une idée concrète de cette influence, examinons ce qui se passe dans le cas d'un modèle d'effet couronne souvent considéré. Dans ce modèle, on admet que le champ superficiel E_s ne dépasse pas, ou ne dépasse que très peu, le champ critique E_0 . On a donc :

To obtain a concrete idea of this effect, we shall examine what happens in the case of an often considered corona model. In this model, it is admitted that surface field E_s does not exceed, or only very slightly exceeds critical field E_0 . Therefore, this gives:

$$\frac{u}{u_0} = 1 + \frac{q_{sp}}{q_0} \cdot \frac{\ln 2h/\rho}{\ln 2h/r} \quad (2.26)$$

soit alors $q_{sp}/q_0 = 4$, $\rho = 1$ m, $r = 0,1$ m (cas d'un faisceau) et considérons deux hauteurs de conducteur, 10 m et 30 m.

i.e. $q_{sp}/q_0 = 4$, $\rho = 1$ m, $r = 0.1$ m (bundle conductors) and considering two conductor heights, 10 m and 30 m.

L'expression (2.26) conduit aux valeurs suivantes :

Expression (2.26) leads to the following values:

$$\frac{e n^2 h / s}{e n^2 h / r} \quad u/u_0$$

$h = 10 \text{ m}$	0,57	3,30
$h = 30 \text{ m}$	0,64	3,56

Ainsi, pour obtenir le même état physique aux deux hauteurs considérées, la surtension relative u/u_0 devrait être majorée de 7,8 % lorsque le conducteur passe de 10 m à 30 m.

Si l'on tient compte en outre de la variation de u_0 entre les deux hauteurs, soit $u_0(30)/u_0(10) = 1,20$, le rapport des tensions réelles devrait atteindre $1,078 \times 1,20 = 1,29$, c'est-à-dire une majoration de pratiquement 30 %.

Ces résultats conduisent aux conclusions suivantes :

Si l'on trace les cycles relatifs à deux hauteurs de conducteur différentes h_1 et h_2 sous la forme $q = f(u)$ habituelle, alors la différence entre les deux cycles sera importante : pour une charge mesurée q et que l'on se fixe a priori, la tension pour $h_2 > h_1$ devra être nettement supérieure, et il en résultera un "aplatissement" du cycle (2) par rapport au cycle (1).

Mais si on prend la précaution de tracer les cycles en valeurs relatives $q/q_0 = f(u/u_0)$, alors l'aplatissement apparent sera beaucoup plus faible ; ainsi l'écart entre les tensions relatives (1) et (2) restera, dans l'exemple donné, inférieur à 8 %. Or, cet écart est de l'ordre de grandeur des dispersions entre cycles d'une même série d'essai.

Thus, to obtain the same physical condition for both heights considered, the relative overvoltage u/u_0 must be increased by 7.8% when the conductor height changes from 10 m to 30 m.

In addition, if the variation in u_0 between two heights is taken into account, i.e. $u_0(30)/u_0(10) = 1.20$, the actual voltage ratio should reach $1.078 \times 1.20 = 1.29$, i.e. an increase of practically 30%.

These results lead to the following conclusions:

If the relative cycles at two different conductor heights h_1 and h_2 are plotted in the usual form $q = f(u)$, then the difference between the two cycles will be high: for a measured charge q which is set a priori, the voltage required for $h_2 > h_1$ must be much higher, and will result in a "flattening" of cycle (2) with respect to cycle (1).

But if the precaution of plotting the cycles in relative values $q/q_0 = f(u/u_0)$ is taken, the apparent flattening will be much smaller; therefore, the difference between relative voltages (1) and (2) will remain less than 8%, in the example given. Now, this difference is of the order of magnitude of the dispersions between cycles of a given test series.

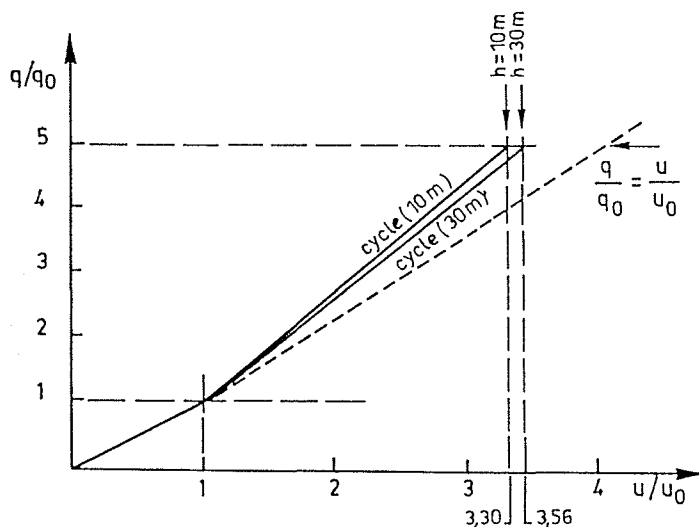


Figure 16. Analyse complète de l'influence de la hauteur. Représentation des cycles relatifs à h_1 et h_2 en coordonnées réduites

Complete analysis of the effective height. Representation of cycles relative to h_1 and h_2 for reduced coordinates.

La figure 16 illustre les conséquences de cette analyse.

La conséquence pratique est que l'on peut sans risque d'erreurs inacceptables utiliser les cycles relevés en laboratoire pour calculer les distorsions de propagation sur les lignes réelles, à condition de tracer les cycles en valeurs relatives.

2.5 Le couplage statique entre conducteurs en présence d'effet couronne

Il faut faire la distinction entre le coefficient de couplage statique entre deux tronçons de conducteurs parallèles de courte longueur, et le coefficient de couplage en propagation le long d'une ligne.

Nous montrerons au chapitre 5 comment il est possible de passer d'un de ces coefficients à l'autre de façon théorique. Le coefficient de couplage statique, quant à lui, est formé à partir de la matrice des coefficients de potentiel $[\alpha]$ ou de la matrice des capacités $[C]$, l'une des matrices étant l'inverse de l'autre.

L'objet de ce paragraphe est d'examiner comment l'effet couronne modifie ces matrices, et par conséquent le couplage statique.

Considérons à cet effet deux échantillons de conducteurs (1) et (2) placés parallèlement au-dessus du sol, l'un d'eux (1) par exemple étant soumis à un choc de tension $u_1(t)$, et est le siège d'un effet couronne. Les équations de couplage électrostatique entre les deux conducteurs s'écrivent :

$$\begin{aligned} u_1 &= \alpha_{11} q_1 + \alpha_{12} q_2 \\ u_2 &= \alpha_{21} q_1 + \alpha_{22} q_2 \end{aligned} \quad (2.27)$$

où les α sont les coefficients de potentiel, avec $\alpha_{12} = \alpha_{21}$.

Calcul de α_{11}

En l'absence du deuxième conducteur, ou lorsque l'on laisse celui-ci à potentiel flottant ($q_2 = 0$), on a :

$$\alpha_{11} = \frac{1}{C_1} \quad (2.28)$$

Lorsque le conducteur (1) est le siège d'un effet couronne, la capacité C_1 est par définition obtenue à partir du cycle de tension $q(u_1)$, et est donc égale à la capacité statique Γ du conducteur

$$C_1 = \frac{q(u_1)}{u_1} = \Gamma \quad (2.29)$$

Figure 16 show the consequences of this analysis.

The practical consequence of this is that, without risk of unacceptable error, it is possible to use the laboratory obtained cycles to compute propagation distortion on real lines, provided that the cycles are plotted in relative values $q/q_0 = f(u/u_0)$.

2.5. Static coupling between conductors in the presence of corona

A distinction must be made between the static coupling coefficient between parallel conductor sections of short length and the coupling coefficient when propagation along the line.

In chapter 5, we shall show how it is possible, theoretically, to change from one coefficient to the other. The static coupling coefficient is formed from the potential coefficient matrix (α) or the capacitances matrix (C), one matrix being the inverse of the other.

The subject of this paragraph is to examine how corona alters these matrices, and consequently the electrostatic coupling coefficient.

Let us consider two conductor samples (1) and (2) placed parallel above the ground, one (1), for example, being submitted to a voltage impulse $u_1(t)$, and is the seat of corona. The electrostatic coupling equations between the two conductors are written:

in which the α 's are potential coefficients, with

$$\alpha_{12} = \alpha_{21}$$

Calculation of α_{11}

In the absence of a second conductor, or when the latter is left at floating potential ($q_2 = 0$), we obtain:

When conductor (1) is the seat of corona, capacitance C_1 is, by definition, obtained from voltage cycle $q(u_1)$, and is therefore equal to the static capacitance Γ of the conductor.

ce qui détermine entièrement α_{11} . Nous le désignerons ici par α_{cor} , pour rappeler que ce coefficient dépend de l'effet couronne :

which fully determines α_{11} . Here, we shall designate this as α_{cor} to remind us that the coefficient depends on corona.

Calcul de α_{22}

Le coefficient α_{22} est donné par l'expression bien connue :

$$\alpha_{22} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{2h_2}{r_2} \quad (2.30)$$

où r_2 et h_2 sont respectivement le rayon et la hauteur du conducteur (2).

Calculation of α_{22}

The coefficient α_{22} is given by the well-known expression:

in which r_2 and h_2 are the radius and height of the conductor (2) respectively.

Ce coefficient est donc indépendant de tout effet couronne sur le conducteur (1).

This coefficient is therefore fully independent of any corona on conductor (1).

Calcul de $\alpha_{12} = \alpha_{21}$

Il reste à examiner comment varie α_{12} en présence d'un effet couronne sur le conducteur (1).

Calculation of $\alpha_{12} = \alpha_{21}$

How α_{12} varies in the presence of corona on conductor (1) remains to be examined.

Pour cela, considérons la figure 17, représentant les deux conducteurs caractérisés par r_1, r_2, h_1, h_2 , et par leur écartement horizontal d . Les charges d'espace q_{sp} sont, comme au paragraphe 2.4, supposées concentrées sur une couronne de rayon ρ , et soit q la charge portée par le conducteur (1). Lorsque $q_2 = 0$, le potentiel du conducteur (2) est la somme des potentiels produits en (2) par les charges q, q_{sp} d'une part, soit u'_2 , et par leur image $-q, -q_{sp}$ d'autre part, soit u''_2 .

To do this, we shall consider figure 17 representing both conductors characterized by r_1, r_2, h_1, h_2 , and their horizontal separation d . The space charges q_{sp} are, as in paragraph 2.4, considered as concentrated on a sheath of radius ρ , and q is the charge carried by conductor (1). When $q_2 = 0$, the potential of conductor (2) is the sum of the potentials produced on (2) by charges q, q_{sp} , on the one hand, i.e. u'_2 , and their image $-q, -q_{sp}$ on the other hand, i.e. u''_2 .

Si u_1 est le potentiel du conducteur (1), alors :

If u_1 is the potential of conductor (1), then:

$$\left. \begin{aligned} u'_2 &= u_1 - \frac{q}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{\rho}{r} - \frac{q+q_{sp}}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{D'}{\rho} \\ u''_2 &= - \left[u_1 - \frac{q}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{\rho}{r} - \frac{q+q_{sp}}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{D''}{\rho} \right] \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{ow} \\ \text{where} \end{array} \left. \begin{aligned} D' &= \sqrt{d^2 + (h_1 - h_2)^2} \\ D'' &= \sqrt{d^2 + (h_1 + h_2)^2} \end{aligned} \right\} (2.31)$$

d'où :

Giving:

$$u_2 = u'_2 + u''_2 = \frac{q+q_{sp}}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{D''}{D'} \quad (2.32)$$

comme $q + q_{sp}$ est la charge q_1 , affectée au conducteur (1), il vient :

since $q + q_{sp}$ is charge q_1 , assigned to conductor (1), this becomes:

$$\alpha_{21} = \alpha_{12} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{D''}{D'} \quad (2.33)$$

on retrouve l'expression classique du coefficient de potentiel mutuel ; celui-ci n'est donc pas modifié par la charge d'espace.

This is the conventional expression of the mutual potential coefficient; therefore, this is not modified by the space charge.

Finalement, le coefficient de couplage électrostatique en présence d'effet couronne, soit k_s donné pour $q_2 = 0$, par :

Finally, the electrostatic coupling coefficient in the presence of corona, i.e. k_s , is given for $q_2 = 0$, by:

$$k_s = \frac{u_2}{u_1} = \frac{\alpha_{21}}{\alpha_{cor}} \quad (2.34)$$

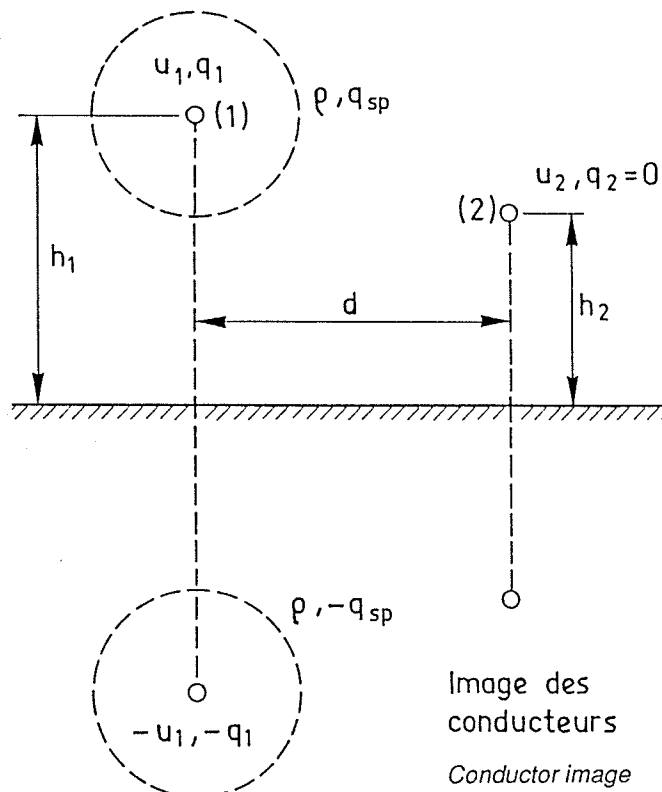


Figure 17 : Schéma utilisé pour le calcul du coefficient de couplage mutuel $\alpha_{21} = \alpha_{12}$ en présence d'effet couronne sous le conducteur (1)

Diagram used for calculation of mutual coupling coefficient $\alpha_{21} = \alpha_{12}$ with corona on conductor (1)

Lorsque l'on veut exprimer le coefficient de couplage k_s en fonction des capacités au lieu des coefficients de potentiel, il faut écrire :

When it is desired to express the coupling coefficient k_s as a function of capacitances instead of potential coefficients, the following must be written:

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= C_{11} u_1 + C_{12} u_2 \\ q_2 &= C_{21} u_1 + C_{22} u_2 \end{aligned} \right\} \quad (2.35)$$

la deuxième équation du système donne directement, en posant à nouveau $q_2 = 0$:

by stating $q_2 = 0$ again, the second equation of the system directly gives:

$$u_2 = -u_1 \frac{C_{21}}{C_{11}} \quad (2.36)$$

or

in fact

$$[C] = [\alpha]^{-1} \quad (2.37)$$

c'est-à-dire :

i.e.:

$$\left. \begin{aligned} C_{11} &= \alpha_{22} / \Delta \\ C_{12} = C_{21} &= -\alpha_{12} / \Delta \\ C_{22} &= \alpha_{cor} / \Delta \end{aligned} \right\} \quad (2.38)$$

avec :

where:

$$\Delta = \alpha_{cor} \alpha_{22} - \alpha_{12}^2$$

On constate que toutes les capacités de la matrice [C] sont modifiées par la présence d'un effet couronne, puisque toutes les expressions du système (2.35) contiennent le terme α_{cor} .

It will be observed that all the capacitances of matrix (C) are modified by the presence of a corona, since all the expressions of system (2.35) contain the term α_{cor} .

En revanche, lorsqu'on exprime le couplage en fonction des coefficients de potentiel, on voit que seul le coefficient attaché au conducteur qui est le siège d'un effet couronne est modifié. C'est pourquoi, dans un calcul de couplage, il est nécessaire de commencer par établir la matrice

Conversely, when coupling is expressed as a function of potential coefficients, it can be seen that only that coefficient attached to the conductor which is the seat of corona is modified. It is for this reason that it is necessary to begin by establishing matrix () in a coupling calculation.

Les considérations précédentes, que nous avons développées pour des raisons de simplicité avec deux conducteurs, s'étendent sans aucune difficulté à un nombre quelconque de conducteurs.

The above considerations, which we developed with two conductors, for reasons of simplicity, apply without any difficulty to any number of conductors.

Mesure de k_s en laboratoire

Laboratory measurement of k_s

Montage de laboratoire

Laboratory setup

Bien que, d'après ce que nous venons de voir, la connaissance du cycle $q(u)$ soit suffisante pour déterminer les coefficients de couplage électrostatique k_s , une série de mesures a été effectuée en laboratoire (laboratoire EDF de Clamart), en vue de vérifier ces résultats théoriques.

Although, from what we have just seen, knowledge of cycle $q(u)$ is sufficient to determine the electrostatic coupling coefficients k_s , a series of laboratory measurements were conducted (EDF laboratory at Clamart), with a view to checking out these theoretical results.

Pour ces mesures, deux échantillons de conducteurs (1) et (2) ont été disposés parallèlement, à des hauteurs respectives de $h_1 = 9$ m et $h_2 = 5$ m au-dessus du sol, l'écartement horizontal entre eux étant de $d = 6$ m. La figure 18 représente une section du hall d'essai du laboratoire, à mi-longueur des conducteurs.

For these tests, two conductor samples (1) and (2) were arranged in parallel, at respective heights $h_1 = 9$ m and $h_2 = 5$ m above ground, the horizontal separation between them was $d = 6$ m. Figure 18 shows a cross-section of the laboratory test hall at conductor mid-length.

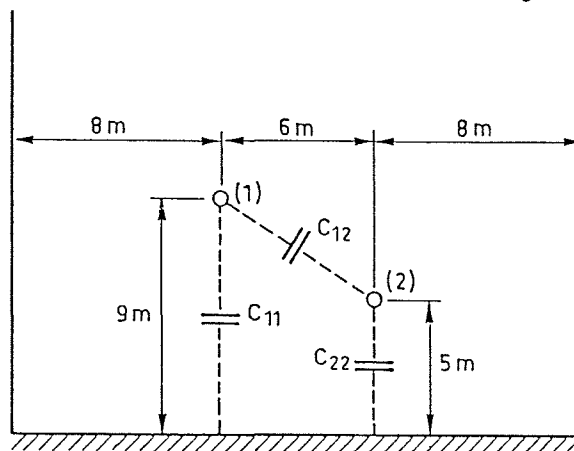


Figure 18 : Section du hall d'essai du laboratoire EDF de Clamart, à mi-longueur des conducteurs, lors des mesures de couplage électrostatique

Cross-section of EDF laboratory test hall at Clamart at conductor mid-length, during electrostatic coupling tests.

Le conducteur (1), de 20 mètres de longueur, était soumis à des chocs de tension $u_1(t)$ et était par conséquent le siège d'un effet couronne. Trois types de conducteurs ont été testés : deux conducteurs simples de rayons 0,8 cm et 1,55 cm et un faisceau double de $2 \times 1,55$ cm. Ces conducteurs étaient

Conductor (1), which was 20 meters in length, was submitted to voltage impulses $u_1(t)$ and was consequently the seat of a corona. Three types of conductors were tested: two single conductors of radii 0.8 cm and 1.55 cm, and a double bundle of 2×1.55 cm. These conductors were fitted with instrumentation enabling cycles $q_1 = f(u_1)$ to be recorded.

équipés des dispositifs de mesure permettant d'enregistrer les cycles $q_1 = f(u_1)$.

Le conducteur (2) était une barre cylindrique de rayon $r = 4$ cm, de 15 mètres de longueur, mise à la terre par l'intermédiaire d'une capacité. Cette capacité avait une valeur suffisamment forte pour que l'on puisse considérer la tension u_2 comme nulle; celle-ci, de l'ordre de la centaine de volts, fournissait néanmoins la mesure de la charge induite $q_2 = \gamma u_2$.

Dans ces conditions, l'essai de laboratoire donnait directement la mesure des grandeurs u_1, q_1, q_2 , avec $u_2 = 0$.

Avec ce montage, les mesures ont été effectuées pour les formes de choc suivantes, aux deux polarités: $\pm 1,4/47 \mu s$; $\pm 14/160 \mu s$; $\pm 270/2500 \mu s$

Dans toutes ces situations, on a enregistré 5 paliers de tension, en commençant en dessous de la tension critique; en tout, on a donc obtenu, 180 points, chacun décrit par six oscillogrammes.

Interprétation des résultats

A partir des données expérimentales u_1, q_1, q_2 et $u_2 = 0$, et en utilisant le système d'équations (2,35), on peut directement déduire les grandeurs :

$$\left. \begin{aligned} C_{11} &= q_1/u_1 \\ C_{21} &= q_2/u_1 \end{aligned} \right\} \quad (2.39)$$

Par ailleurs, le coefficient de potentiel α_{22} relatif à la barre passive peut s'obtenir par le calcul. Ce calcul a été effectué avec deux hypothèses géométriques: en considérant la barre et le laboratoire comme deux cylindres excentrés, et en considérant la barre placée dans un dièdre droit formé par le sol et la paroi verticale du laboratoire le plus proche. Ces deux hypothèses conduisent à des valeurs de α_{22} qui ne diffèrent entre elles que de 2%. En retenant la valeur moyenne (soit ici $95,3 \cdot 10^9$ m/F), on définit la valeur exacte de ce coefficient avec un grand degré de certitude.

A partir des trois valeurs C_{11}, C_{21} et α_{22} , et en tenant compte de la relation matricielle (2.37), nous obtenons les deux autres coefficients nécessaires par la suite :

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{12} &= -\frac{C_{12}}{C_{11}} \alpha_{22} \\ \alpha_{11} &= \frac{1}{C_{11}} + \frac{C_{12}^2}{C_{11}^2} \alpha_{22} \end{aligned} \right\} \quad (2.40)$$

Finalement, on déduit la valeur du coefficient de couplage électrostatique, dans son acception habituelle, c'est-à-dire le rapport des tensions pour $q_2 = 0$, par :

$$k_s = \alpha_{12}/\alpha_{11} \quad (2.41)$$

Conductor (2) was a cylindrical bar of radius $r = 4$ cm, 15 meters in length, earthed by means of capacitance γ . This capacitance was of sufficiently high value to consider voltage u_2 as null; the latter, of the order of 100 Volts, nevertheless provided the induced charge measurement $q_2 = \gamma u_2$.

Under these conditions, the laboratory test gave the measurements of variables u_1, q_1, q_2 , with $u_2 = 0$ directly.

With this setup, tests were conducted for the following impulse shapes, at both polarities: $\pm 1.4/47 \mu s$; $\pm 14/160 \mu s$; $\pm 270/2500 \mu s$.

In all these situations, 5 voltage levels were recorded, beginning below the critical voltage; 180 points in all were obtained, each of which was described by six oscillograms.

Interpretation of results

From the experimental data u_1, q_1, q_2 and $u_2 = 0$, and using equation system (2.35), it is possible to directly deduce variables:

Moreover, potential coefficient α_{22} for the passive bar can be obtained by calculation. This calculation was performed for two geometrical hypotheses: considering the bar and the laboratory as two off-centered cylinders, and considering the bar placed in a right dyhedron formed by the ground and the nearest vertical wall of the laboratory. Both these hypotheses led to values of α_{22} which differ from each other by only 2%. Retaining the mean value (in this case $95.3 \cdot 10^9$ m/F), the exact value of this coefficient can be defined with a high degree of certainty.

From the three values C_{11}, C_{21} and α_{22} , and allowing for the matricial relation (2.37), the other two coefficients required can be subsequently obtained:

Finally, the value of the electrostatic coupling coefficient, in its habitual form, i.e. the ratio of voltages for $q_2 = 0$, was calculated by:

soit en introduisant les données expérimentales :

or by introducing experimental data:

$$k_s = - \frac{q_2}{\frac{q_2^2}{q_1} + \frac{u_1}{\alpha_{22}}} \quad (2.42)$$

L'analyse numérique de tous les résultats expérimentaux par des méthodes de régression a permis de montrer que toutes les courbes de couplage pouvaient s'exprimer sous la forme générale

The numerical analysis of all the experimental results using regression methods has demonstrated that all the coupling curves could be expressed in the general form:

$$k_s = k_g \left(\frac{u}{u_0} \right)^A \quad (2.43)$$

où k_g est le coefficient de couplage géométrique, u et u_0 étant respectivement la tension instantanée et la tension critique du conducteur (1).

in which k_g is the geometrical coupling coefficient, u and u_0 respectively being the instantaneous voltage and critical voltage of conductor (1).

Dans les limites des erreurs d'expérimentation, les courbes obtenues ne dépendent ni du rayon du conducteur soumis au choc, ni de la forme, ni de l'amplitude du choc de tension. Cette propriété, dont les raisons physiques doivent encore être élucidées, est évidemment extrêmement intéressante du point de vue des applications.

Within experiment error limits, the curves obtained depend neither on the radius of the conductor subjected to the impulse, nor on the shape, nor on the amplitude of the voltage impulse. This property, the physical reasons for which have yet to be elucidated, is obviously extremely interesting from the applications viewpoint.

Le coefficient A vaut :

The coefficient A is equal to:

$A_+ = 0,30$ en polarité positive
 $A_- = 0,11$ en polarité négative.

$A^+ = 0.3$ positive
 $A^- = 0.11$ negative.

La figure 19 représente la variation du couplage, conformément à l'expression (2.43).

Figure 19 shows the variation in coupling, in accordance with expression (2.43).

La deuxième équation du système (2-27) quant à elle, donne :

As for the second equation of the system (2-27) this gives:

$$q_2/q_1 = - \alpha_{21}/\alpha_{22} \quad (2.44)$$

Comme nous avons montré que ni α_{21} ni α_{22} ne dépendent des charges d'espace, cette expression met en évidence le fait que q_2 doit varier de façon rigoureusement proportionnelle à q_1 . Sans entrer ici dans le détail, indiquons que cette propriété a effectivement été vérifiée de façon très satisfaisante.

As we have shown that neither α_{21} nor α_{22} depends on space charges, this expression highlights the fact that q_2 must vary in rigorous proportion to q_1 . Without going into further detail, let us state here that this property was effectively and very satisfactorily checked out.

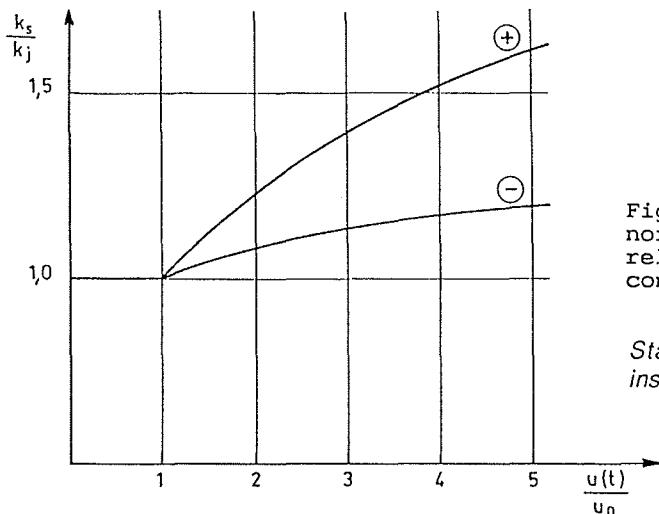


Figure 19 : Coefficient de couplage normalisé en fonction de la tension relative instantanée appliquée au conducteur (1)

Standardized coupling coefficient against relative instantaneous voltage applied to the conductor (1).

A I

CARACTERISTIQUES DES CYCLES CHARGE-TENSION
(q-u)
CHARACTERISTICS OF THE CHARGE-VOLTAGE CYCLES

Diamètre 2r = 10 mm
Diamètre
Tension critique U₀ = 150 kV
Critical voltage
Cg_{geom} exp. moy = 7.2 pF/m

Nr	U _m kU ₀	Cg _{geom} pF/m	U ₁ k ₁ U ₀	Ccor1 pF/m	Δq1 μC/m	U ₂ k ₂ U ₀	Ccor2 pF/m	Δq2 μC/m	U ₃ kU ₀	Cret1 pF/m	Δq3 μC/m	Cret2 pF/m	qo μC/m	W J/m
Onde Wave 1,2/50μs														
Positive														
1	0,83 U ₀	7,91	U ₀	-	-	-	-	-	0	7,91	-	7,91	0	0
2	1,66 U ₀	6,92	1,23 U ₀	11,14	- 0,77	1,66 U ₀	-	-	0	8,25	-	8,25	0,05	0,0263
3	2,47 U ₀	7,09	1,84 U ₀	15,48	- 2,27	2,47 U ₀	-	-	0	8,2	-	8,2	0,40	0,1582
4	3,30 U ₀	6,29	2,10 U ₀	14,38	- 2,51	3,30 U ₀	-	-	0	8,30	-	8,30	0,55	0,3154
Onde Wave 1,2/50μs														
Négative														
5	0,83 U ₀	U ₀	-	-	-	-	-	-	0	8,59	-	8,59	0	0
6	1,64 U ₀	8,30	1,27 U ₀	10,20	- 0,33	1,64 U ₀	-	-	0	8,62	-	8,62	0,07	0,0154
7	2,43 U ₀	7,84	1,46 U ₀	11,16	- 0,72	2,43 U ₀	-	-	0	8,54	-	8,54	0,20	0,0568
8	3,21 U ₀	8,20	2,20 U ₀	11,12	- 0,96	3,12 U ₀	-	-	0	8,49	-	8,49	0,25	0,0980
Onde Wave 10/90μs														
Positive														
9	0,65 U ₀	7,96	U ₀	-	-	-	-	-	0	7,96	-	7,96	0	0
10	1,31 U ₀	7,88	1,31 U ₀	-	-	-	-	-	0	7,92	-	7,92	0	0
11	1,94 U ₀	7,43	0,9 U ₀	9,08	- 0,17	1,94 U ₀	-	-	0	8,36	-	8,36	0,10	0,0257
12	2,56 U ₀	7,42	1,37 U ₀	11,02	- 0,75	2,56 U ₀	-	-	0	8,44	-	8,44	0,25	0,0858
13	2,83 U ₀	7,15	1,40 U ₀	10,80	- 0,75	2,83 U ₀	-	-	0	8,41	-	8,41	0,30	0,1226
14														
Onde Wave 10/90μs														
Négative														
15	0,65 U ₀	7,95	U ₀	-	-	-	-	-	0	7,95	-	7,95	0	0
16	1,29 U ₀	8,36	1,29 U ₀	-	-	-	-	-	0	8,25	-	8,25	0	0
17	1,94 U ₀	7,53	0,9 U ₀	9,10	- 0,17	1,94 U ₀	-	-	0	8,29	-	8,29	0,09	0,0281
18	2,53 U ₀	7,50	U ₀	9,10	- 0,23	2,53 U ₀	-	-	0	8,03	-	8,03	0,19	0,0651
19	2,76 U ₀	7,49	1,09 U ₀	9,38	- 0,31	2,76 U ₀	-	-	0	8,03	-	8,03	0,23	0,0851

La valeur moyenne de la capacité Ccor1 a été calculée pour des ondes U_m > 1,7 U₀

A II

CARACTERISTIQUES DES CYCLES CHARGE-TENSION
(q-u)
CHARACTERISTICS OF THE CHARGE-VOLTAGE CYCLES

Diamètre 2r = 26,4 mm
Diamètre
Tension critique U₀ = 320 kV
Critical voltage
Cg_{geom} exp. moy = 8,3 pF/m

Nr	U _m kU ₀	Cg _{geom} pF/m	U ₁ k ₁ U ₀	Ccor1 pF/m	Δq1 μC/m	U ₂ k ₂ U ₀	Ccor2 pF/m	Δq2 μC/m	U ₃ kU ₀	Cret1 pF/m	Δq3 μC/m	Cret2 pF/m	qo μC/m	W J/m
Onde Wave 1,2/50μs														
Positive														
1	1,06 U ₀	8,00	0,81 U ₀	13,30	- 1,50	1,06 U ₀	-	-	0	8,10	-	8,10	0,30	0,0866
2	1,46 U ₀	8,20	0,82 U ₀	13,60	- 1,90	1,46 U ₀	-	-	0	8,20	-	8,20	0,50	0,1824
3	1,90 U ₀	8,40	0,94 U ₀	14,20	- 2,60	1,90 U ₀	-	-	0	7,90	-	7,90	1,25	0,5100
4	4,06 U ₀	9,10	1,28 U ₀	13,40	- 1,75	3,90 U ₀	59,50	- 58,70	0	8,80	-	8,80	6,33	6,3340
Onde Wave 1,2/50μs														
Négative														
5	1,03 U ₀	8,50	1,03 U ₀	-	-	-	-	-	0	8,50	-	8,50	0	0
6	1,49 U ₀	8,50	1,36 U ₀	14,80	- 2,80	1,49 U ₀	-	-	0	8,40	-	8,40	0,20	0,0902
7	2,02 U ₀	8,50	1,78 U ₀	12,1 U ₀	- 2,10	2,02 U ₀	-	-	0	8,10	-	8,10	0,83	0,3251
8	3,84 U ₀	7,40	2,28 U ₀	13,80	- 4,60	3,41 U ₀	20,70	- 12,10	0	8,80	-	8,80	2,05	1,9686
Onde Wave 10/75μs														
Positive														
9	0,71 U ₀	8,80	U ₀	-	-	-	-	-	0	8,80	-	8,80	0	0
10	U ₀	8,00	U ₀	-	-	-	-	-	0	8,00	-	8,00	0	0
11	2,97 U ₀	8,50	1,35 U ₀	14,40	- 3,10	2,97 U ₀	-	-	0	10,00	-	10,00	2,40	1,6737
12	3,85 U ₀	7,70	1,43 U ₀	14,20	- 3,00	3,31 U ₀	25,00	- 14,40	0	9,80	-	9,80	4,40	4,2032
13														
14														
Onde Wave 10/75μs														
Négative														
15	0,73 U ₀	8,70	U ₀	-	-	-	-	-	0	8,70	-	8,70	0	0
16	0,93 U ₀	9,30	U ₀	-	-	-	-	-	0	9,30	-	9,30	0	0
17	3,08 U ₀	8,50	2,14 U ₀	12,90	- 3,20	3,08 U ₀	-	-	0	9,10	-	9,10	0,91	0,8262
18	3,88 U ₀	8,40	2,35 U ₀	13,10	- 3,60	3,88 U ₀	-	-	0	9,00	-	9,00	1,95	2,0341
19														

La valeur moyenne de la capacité Ccor1 a été calculée pour des ondes U_m > 1,7 U₀

A III

CARACTERISTIQUES DES CYCLES CHARGE-TENSION
(q-u)

CHARACTERISTICS OF THE CHARGE-VOLTAGE CYCLES
(q-u)

Diamètre 2r = 65 mm
Diameter
Tension critique U₀ = 605 kV
Critical voltage
Cg_{geom} exp. moy = 9,8 pF/m

Faisceau 2 x 31 mm
Bundle
Tension critique U₀ = 600 kV
Cg_{geom} exp-moy = 10,8 pF/m

Nr.	U _m	Cg _{geom}	U ₁	Ccor1	Δq1	U ₂	Ccor2	Δq2	U ₃	Cret1	Δq3	Cret2	q ₀	W
	kU ₀	pF/m	k ₁ U ₀	pF/m	μC/m	k ₂ U ₀	pF/m	μC/m	kU ₀	pF/m	μC/m	pF/m	μC/m	J/m
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Onde 1,2/50,5S														
Positive Ccor1 = 2,75 Cg _{geom} ; Ccor2 = 5,70 Cg _{geom} ; Cret1 = 1,07 Cg _{geom}														
1	0,80 U ₀	10,81	U ₀	-	-	-	-	-	0	10,79	-	10,79	0	0
2	1,64 U ₀	10,68	1,26 U ₀	18,06	- 5,47	1,47 U ₀	35,75	- 20,96	0	10,68	-	10,68	3,95	3,5832
3	2,45 U ₀	9,75	1,52 U ₀	27,95	- 15,98	2,29 U ₀	53,14	- 50,59	0,94 U ₀	10,44	12,60	14,76	10,27	15,6337
4	3,14 U ₀	10,58	1,66 U ₀	28,27	- 17,84	2,83 U ₀	63,31	- 76,70	1,09 U ₀	11,74	22,00	20,48	16,44	32,9197
Onde 1,2/50,5S														
Négative Ccor1 = 1,62 Cg _{geom} ; Ccor2 = -														
5	0,82 U ₀	10,34	U ₀	-	-	-	-	-	0	10,34	-	10,34	0	0
6	1,63 U ₀	9,40	1,04 U ₀	14,09	- 2,96	1,63 U ₀	-	-	0,73 U ₀	9,86	1,40	10,88	0,90	1,1404
7	2,44 U ₀	9,40	1,37 U ₀	15,26	- 4,61	2,44 U ₀	-	-	0,95 U ₀	9,78	4,19	13,09	2,07	4,0944
8	3,24 U ₀	10,04	1,39 U ₀	17,80	- 6,53	3,24 U ₀	-	-	1,24 U ₀	10,18	8,18	16,17	3,45	9,7762
Onde 16/80,5S														
Positive Ccor1 = 2,77 Cg _{geom} ; Ccor2 = 3,94 Cg _{geom} ; Cret1 = 1,09 Cg _{geom}														
9	0,85 U ₀	10,73	U ₀	-	-	-	-	-	0	10,73	-	10,73	0	0
10	1,68 U ₀	10,54	1,24 U ₀	23,76	- 10,13	1,64 U ₀	50,31	- 36,29	0,41 U ₀	10,65	4,26	12,35	3,83	3,8993
11	2,51 U ₀	10,24	1,38 U ₀	27,48	- 14,07	2,03 U ₀	37,34	- 26,55	0,99 U ₀	10,92	13,60	15,52	10,67	16,4695
12	2,97 U ₀	10,27	1,42 U ₀	27,14	- 14,78	2,29 U ₀	39,14	- 31,47	1,21 U ₀	11,42	19,38	17,96	14,57	26,4877
13	3,25 U ₀	10,48	1,53 U ₀	30,29	- 18,06	2,55 U ₀	44,47	- 40,10	1,43 U ₀	11,98	22,81	18,87	16,96	34,6323
Onde 16/80,5S														
Négative Ccor1 = 1,47 Cg _{geom} ; Ccor2 = 2,14 Cg _{geom} ; Cret1 = 0,95 Cg _{geom}														
15	0,85 U ₀	10,17	U ₀	-	-	-	-	-	0	10,16	-	10,16	0	0
16	3,23 U ₀	10,09	0,96 U ₀	12,83	- 1,51	-	-	-	0	10,21	-	10,21	0,24	0,2038
17	1,69 U ₀	10,17	1,33 U ₀	12,31	- 1,90	1,69 U ₀	-	-	0,95 U ₀	9,02	1,96	10,42	0,82	0,9297
18	2,56 U ₀	10,00	1,46 U ₀	13,45	- 3,17	2,20 U ₀	20,48	- 12,55	1,19 U ₀	9,70	4,92	12,56	2,43	5,1544
19	3,38 U ₀	10,24	1,91 U ₀	16,61	- 6,97	2,89 U ₀	23,20	- 18,52	1,69 U ₀	9,70	9,92	14,28	4,83	12,6600

Les valeurs moyennes des capacités Ccor1 et Ccor2 ont été calculées pour des ondes U_m > 1,7 U₀.

A IV

CARACTERISTIQUES DES CYCLES CHARGE-TENSION
(q-u)

CHARACTERISTICS OF THE CHARGE-VOLTAGE CYCLES
(q-u)

Faisceau 2 x 31 mm
Bundle
Tension critique U₀ = 600 kV
Cg_{geom} exp-moy = 10,8 pF/m

Nr.	U _m	Cg _{geom}	U ₁	Ccor1	Δq1	U ₂	Ccor2	Δq2	U ₃	Cret1	Δq3	Cret2	q ₀	W
	kU ₀	pF/m	k ₁ U ₀	pF/m	μC/m	k ₂ U ₀	pF/m	μC/m	kU ₀	pF/m	μC/m	pF/m	μC/m	J/m
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Onde 1,2/50,5S														
Positive Ccor1 = 1,79 Cg _{geom} ; Ccor2 = 2,47 Cg _{geom} ; Cret1 = 1,15 Cg _{geom}														
1	1,05 U ₀	13,14	1,05 U ₀	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
2	2,04 U ₀	11,13	1,36 U ₀	17,11	- 3,96	2,04 U ₀	-	-	-	-	-	-	1,69	1,55
3	3,02 U ₀	11,27	1,75 U ₀	20,89	- 0,08	2,55 U ₀	24,75	12,88	0,61 U ₀	12,4	5,2	15,32	4,34	7,12
4	3,9 U ₀	11,25	1,88 U ₀	20,14	- 8,11	3,05 U ₀	28,64	21,93	0,89 U ₀	12,56	11,33	17,55	9,16	17,96
Onde 1,2/50,5S														
Négative Ccor1 = 1,30 Cg _{geom} ; Ccor2 = - ; Cret1 = 0,92 Cg _{geom}														
5	1,04 U ₀	10,94	1,04 U ₀	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
6	2,06 U ₀	11,07	1,77 U ₀	14,8	- 3,47	2,06 U ₀	-	-	-	-	-	-	0,57	0,45
7	3,05 U ₀	10,42	2,49 U ₀	12,69	- 2,71	3,05 U ₀	-	-	0,81 U ₀	9,48	2,05	12,69	0,81	1,61
8	3,99 U ₀	10,68	3,04 U ₀	14,59	- 6,39	3,99 U ₀	-	-	1,3 U ₀	10,07	2,4	12,47	1,55	4,04
Onde 16/80,5S														
Positive Ccor1 = 1,67 Cg _{geom} ; Ccor2 = 2,45 Cg _{geom} ; Cret1 = 1,15 Cg _{geom}														
9	1,11 U ₀	11,78	1,08 U ₀	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
10	2,1 U ₀	10,64	1,16 U ₀	17,11	- 3,62	2,1 U ₀	-	-	1,14 U ₀	11,29	2,31	12,06	1,85	1,88
11	3,16 U ₀	11,48	1,4 U ₀	16,6	- 3,47	2,31 U ₀	22,31	- 9,8	1,46 U ₀	11,65	6,38	13,88	4,8	7,07
12	3,87 U ₀	11,74	1,92 U ₀	19,32	- 7	2,94 U ₀	26,46	- 17,19	1,26 U ₀	12,73	12,38	18	17,13	33,90
13	3,9 U ₀	11,79	1,89 U ₀	18,34	- 5,96	2,85 U ₀	23,35	- 12,84	1,14 U ₀	13,32	10,42	16,26	8,83	17,76
14	4,11 U ₀	11,71	1,96 U ₀	18,71	- 5,79	3,29 U ₀	37,78	- 36,08	1,07 U ₀	13,12	17,83	17,48	14,72	30,57
Onde 16/80,5S														
Négative Ccor1 = 1,14 Cg _{geom} ; Ccor2 = - ; Cret1 = 0,84 Cg _{geom}														
15	1,05 U ₀	10,62	1,05 U ₀	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
16	2,12 U ₀	9,85	1,24 U ₀	11,6	- 1,05	2,12 U ₀	-	-	1,01 U ₀	8,75	1,85	11,29	0,63	0,87
17	3,14 U ₀	10,43	2,3 U ₀	13,36	- 3,27	3,14 U ₀	-	-	1,84 U ₀	9,29	3,04	11,63	0,95	2,1
18	3,88 U ₀	10,12	2,41 U ₀	11,22	- 3,82	3,88 U ₀	-	-	1,95 U ₀	9,19	3,95	11,85	1,41	3,85
19	4,24 U ₀	10,2	2,76 U ₀	13	- 3,82	4,24 U ₀	-	-	1,68 U ₀	9,18	4,12	12,24	1,32	4,33

CARACTERISTIQUES DES CYCLES CHARGE-TENSION
(q-u)

CHARACTERISTICS OF THE CHARGE-VOLTAGE CYCLES
(q-u)

Faisceau 3x31 mm
Bundie
Tension critique U₀ = 850 kV
Cg_{0m} exp-moy = 11.0 pF/m

Nr.	U _m	Cg _{0m}	U ₁	Ccor1	Δq1	U ₂	Ccor2	Δq2	U ₃	Cret1	Δq3	Cret2	q ₀	W
	kU ₀	pF/m	k ₁ U ₀	pF/m	μC/m	k ₂ U ₀	pF/m	μC/m	kU ₀	pF/m	μC/m	pF/m	μC/m	J/m
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Onde 1,2/50,μS														
Positive Ccor1 = 2,47 Cg _{0m} ; Cor2 = 4,35 Cg _{0m} ; Cret1 = 1,02 Cg _{0m}														
1	0,65 U ₀	9,842	0,65 U ₀	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
2	1,22 U ₀	-	0,934 U ₀	15,589	- 4,695	-	-	-	-	9,706	-	-	34,2	1,39
3	1,994 U ₀	1,234 U ₀	-	20,318	- 11,314	-	-	-	-	9,51	-	-	160	10,16
4	2,79 U ₀	-	1,602 U ₀	25,103	- 17,69	2,55 U ₀	40,62	- 56,07	-	10,49	-	-	378,42	36,34
	3,24 U ₀	-	1,748 U ₀	25,137	- 23,39	3,04 U ₀	44,278	- 74,36	-	9,99	-	-	494	52,36

Onde 1,2/50,μS														
Négative Ccor1 = 1,99 Cg _{0m} ; Ccor2 = -														
Nr.	U _m	Cg _{0m}	U ₁	Ccor1	Δq1	U ₂	Ccor2	Δq2	U ₃	Cret1	Δq3	Cret2	q ₀	W
	kU ₀	pF/m	k ₁ U ₀	pF/m	μC/m	k ₂ U ₀	pF/m	μC/m	kU ₀	pF/m	μC/m	pF/m	μC/m	J/m
5	0,648 U ₀	9,842	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
6	1,991 U ₀	-	1,36 U ₀	16,382	- 7,818	-	-	-	-	10,42	-	-	55	4,564
7	2,801 U ₀	-	1,72 U ₀	19,76	14,94	-	-	-	-	11,69	-	-	103,55	12,95
8	3,175 U ₀	-	2,107 U ₀	22,303	22,97	-	-	-	-	11,08	-	-	175,7	22,09

Onde 10/100,μS														
Positive Cor1 = 1,55 Cg _{0m} ; Ccor2 = 2,70 Cg _{0m} ; Cret1 = 0,87 Cg _{0m} ; Cret2 = 1,12 Cg _{0m}														
Nr.	U _m	Cg _{0m}	U ₁	Ccor1	Δq1	U ₂	Ccor2	Δq2	U ₃	Cret1	Δq3	Cret2	q ₀	W
	kU ₀	pF/m	k ₁ U ₀	pF/m	μC/m	k ₂ U ₀	pF/m	μC/m	kU ₀	pF/m	μC/m	pF/m	μC/m	J/m
9	0,677 U ₀	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
10	1,25 U ₀	-	0,889 U ₀	11,675	1,425	-	-	-	-	8,86	-	-	35,86	1,145
11	2,094 U ₀	-	0,798 U ₀	12,934	- 2,161	1,675 U ₀	21,543	- 14,76	1,255 U ₀	8,52	9,07	10,8	141	10,46
12	2,887 U ₀	-	0,912 U ₀	15,173	- 4,257	2,027 U ₀	27,637	- 26,36	1,85 U ₀	8,63	21,62	11,15	377,14	35,99
13	3,315 U ₀	-	1,065 U ₀	17,79	- 7,417	2,439 U ₀	30,406	- 34,314	2,06 U ₀	8,405	29,48	11,008	533	56,13
14														

Onde 10/100,μS														
Négative Ccor1 = 1,49 Cg _{0m} ; Ccor2 = 3,18 Cg _{0m} ; Cret1 = 1,01 Cg _{0m} ; Cret2 = 1,13 Cg _{0m}														
Nr.	U _m	Cg _{0m}	U ₁	Ccor1	Δq1	U ₂	Ccor2	Δq2	U ₃	Cret1	Δq3	Cret2	q ₀	W
	kU ₀	pF/m	k ₁ U ₀	pF/m	μC/m	k ₂ U ₀	pF/m	μC/m	kU ₀	pF/m	μC/m	pF/m	μC/m	J/m
15	0,627 U ₀	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
16	1,165 U ₀	-	0,776 U ₀	10,81	- 0,65	-	-	-	-	9,66	-	-	11,42	0,382
17	2,125 U ₀	-	1,163 U ₀	12,715	- 2,92	-	-	-	-	9,72	-	-	58,57	3,67
18	2,887 U ₀	-	1,518 U ₀	15,341	- 7,3	-	-	-	-	10,39	-	-	111,36	10,91
19	3,244 U ₀	-	1,42 U ₀	15,811	- 7,41	3,173 U ₀	31,298	- 50,4	2,912 U ₀	9,83	24,69	11,08	188,5	21,99

CARACTERISTIQUES DES CYCLES CHARGE-TENSION
(q-u)

CHARACTERISTICS OF THE CHARGE-VOLTAGE CYCLES
(q-u)

Faisceau 4x31 mm
Bundie
Tension critique U₀ = 1000 kV
Cg_{0m} exp-moy = 11,8 pF/m

Nr.	U _m	Cg _{0m}	U ₁	Ccor1	Δq1	U ₂	Ccor2	Δq2	U ₃	Cret1	Δq3	Cret2	q ₀	W
	kU ₀	pF/m	k ₁ U ₀	pF/m	μC/m	k ₂ U ₀	pF/m	μC/m	kU ₀	pF/m	μC/m	pF/m	μC/m	J/m
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Onde 1,2/50,μS														
Positive Ccor1 = 2,30 Cg _{0m} ; Cor2 = 4,68 Cg _{0m} ; Cret1 = 1,23 Cg _{0m}														
1	0,732 U ₀	10,67	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
2	1,39 U ₀	10,67	1,303 U ₀	18,629	- 10,873	-	-	-	-	10,72	-	-	14,82	0,564
3	2,241 U ₀	10,67	1,118 U ₀	22,989	- 14,44	-	-	-	-	13,87	-	-	1,60	16,66
4	3,151 U ₀	10,67	1,668 U ₀	28,713	- 31,55	-	-	-	-	14,76	-	-	334,27	48,51
	3,633 U ₀	10,67	2,077 U ₀	22,059	- 24,79	3,18 U ₀	49,917	- 117,99	-	13,21	-	-	505,07	83,87

Onde 1,2/50,μS														
Négative Ccor1 = 1,70 Cg _{0m} ; Ccor2 = - ; Cret1 = 1,08 Cg _{0m}														
Nr.	U _m	Cg _{0m}	U ₁	Ccor1	Δq1	U ₂	Ccor2	Δq2	U ₃	Cret1	Δq3	Cret2	q ₀	W
	kU ₀	pF/m	k ₁ U ₀	pF/m	μC/m	k ₂ U ₀	pF/m	μC/m	kU ₀	pF/m	μC/m	pF/m	μC/m	J/m
5	0,723 U ₀	10,67	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
6	2,239 U ₀	-	1,383 U ₀	14,018	- 4,889	-	-	-	-	11,007	-	-	40	4,71
7	3,174 U ₀	-	1,74 U ₀	17,076	11,694	-	-	-	-	12,97	-	-	44,98	12,03
8	3,568 U ₀	-	2,684 U ₀	23,33	- 35,63	-	-	-	-	11,56	-	-	216	34,53

Onde 10/100,μS														
Positive Cor1 = 2,26 Cg _{0m} ; Ccor2 = - ; Cret1 = 1,13 Cg _{0m}														
Nr.	U _m	Cg _{0m}	U ₁	Ccor1	Δq1	U ₂	Ccor2	Δq2	U ₃	Cret1	Δq3	Cret2	q ₀	W
	kU ₀	pF/m	k ₁ U ₀	pF/m	μC/m	k ₂ U ₀	pF/m	μC/m	kU ₀	pF/m	μC/m	pF/m	μC/m	J/m
9	0,725 U ₀	10,67	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
10	1,354 U ₀	-	1,2 U ₀	28,498	- 22,44	-	-	-	-	10,85	-	-	59,95	3,65
11	2,152 U ₀	-	0,9 U ₀	24,66	- 13,2	-	-	-	-	15,004	-	-	197,33	18,34
12	3,174 U ₀	-	1,204 U ₀	21,721	- 13,84	-	-	-	-	12,63	-	-	377,14	41,56
13	3,656 U ₀	-	1,488 U ₀	26,09	- 23,92	-	-	-	-	1,99 U ₀	9,98	37,48	19,28	415
14														

Onde 10/100,μS														
Négative Ccor1 = 1,42 Cg _{0m} ; Ccor2 = - ; Cret1 = 1,07 Cg _{0m}														
Nr.	U _m	Cg _{0m}	U ₁	Ccor1	Δq1	U ₂	Ccor2	Δq2	U ₃	Cret1	Δq3	Cret2	q ₀	W
	kU ₀	pF/m	k ₁ U ₀	pF/m	μC/m	k ₂ U ₀	pF/m	μC/m	kU ₀	pF/m	μC/m	pF/m	μC/m	J/m
15	0,725 U ₀	10,67	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
16	1,34 U ₀	-	1,25 U ₀	14,212	- 4,65	-	-	-	-	10,63	-	-	8,55	0,481
17	2,29 U ₀	-	1,431 U ₀	14,502	- 5,74	-	-	-	-	11,55	-	-	30,81	4,194
18	3,15 U ₀	-	1,413 U ₀	14,824	- 6,15	-	-	-	-	11,182	-	-	134,94	15,292
19	3,54 U ₀	-	1,349 U ₀	16,054	- 7,613	-	-	-	-	12,35	-	-	141,4	20,2

3 - METHODES DE CALCUL DE LA DISTORSION DE PROPAGATION A PARTIR DES CYCLES DE LABORATOIRE

Il existe en pratique deux catégories de méthodes, comportant chacune plusieurs variantes, pour déterminer la distorsion et l'atténuation de propagation des surtensions le long des lignes, les deux s'appuyant sur les cycles $q(u)$ de laboratoire. La première catégorie permet de construire graphiquement la déformation de l'onde : elle a l'avantage d'être très simple, de donner rapidement des informations, mais elle n'est applicable que pour des distances de propagation n'excédant guère deux à trois kilomètres. Pour déterminer la déformation à des distances plus grandes, il convient de procéder par étapes successives de deux kilomètres par exemple, l'onde déformée obtenue pour une étape servant de référence pour l'étape suivante, et ainsi de suite.

La deuxième catégorie consiste à introduire dans un modèle de ligne les capacités statiques ou dynamiques obtenues par les cycles de laboratoire. Cette implantation d'éléments additionnels qui rendent compte de l'effet couronne peut se faire aussi bien sur des modèles de lignes analogiques que numériques. Nous donnerons un exemple d'implantation sur EMTP. Nous présenterons aussi un modèle mathématique complet, qui prend en compte simultanément l'effet couronne transitoire et les pertes par effet Joule.

3.1 Méthodes graphiques

Ces méthodes permettent de construire graphiquement, point par point, l'onde de tension $u_2(t)$, déformée le long d'un parcours Δl , en un point $l_2 = l_1 + \Delta l$ d'une ligne, à partir de l'onde $u_1(t)$ observée au point l_1 de la ligne.

Elles dérivent directement de la notion de "retard caractéristique", que nous avons vu être égal à :

$$\Delta t = \Delta l \left[\frac{1}{v} - \frac{1}{c} \right] \quad (3.1)$$

En effet, en exprimant les vitesses de propagation c et v respectivement en fonction de C_{geom} et C_{cor} , nous pouvons écrire :

$$\Delta t = \frac{\Delta l}{c} \left[\sqrt{\frac{C_{cor}}{C_{geom}}} - 1 \right] \quad (3.2)$$

3.1.1 Utilisation des cycles réels

On procède comme suit :

Connaissant la forme de l'onde $u_1(t)$, c'est-à-dire principalement son amplitude et sa pente moyenne (ou la durée de son front), on recherche le cycle $q(u)$ qui lui correspond le mieux. Cette recherche peut s'effectuer soit par interpolation des cycles existants, soit si l'on veut des

3. METHODS FOR CALCULATION OF PROPAGATION DISTORTION FROM LABORATORY CYCLES

In practice, there are two categories of methods, each including several options, for the determination of overvoltage propagation distortion and attenuation along lines, both based on laboratory cycles $q(u)$. The first category is used to construct wave distortion graphically: this has the advantage of being very simple and providing information rapidly, but applies only for propagation distances rarely exceeding two to three kilometers. To determine distortion over longer distances, it is recommended to proceed in successive steps of, for example, two kilometers, the distorted wave obtained for one step being used as a reference for the next, and so on.

The second category consists in introducing the static or dynamic capacitances obtained from the laboratory cycles into a line model. This system of additional elements which takes the corona into account can be used either for analog or for digitized line models. We shall provide an example of implementing on EMTP. We shall also present a complete mathematical model, simultaneously allowing for the transient corona and joules losses.

3.1. Graphic methods

These methods may be used to construct graphically, point by point, voltage wave $u_2(t)$, distorted along path Δl , at a point $l_2 = l_1 + \Delta l$ of a line, from wave $u_1(t)$ observed at point l_1 of the line.

These are directly based on the concept of "characteristic delay", which we have seen to be equal to:

In fact, by expressing propagation speeds c and v in terms of C_{geom} and C_{cor} , we may write:

3.1.1. Use of real cycles

The procedure is as follows:

Knowing the shape of wave $u_1(t)$, i.e. mainly its amplitude and mean slope (or the duration of its front), we seek the cycle that best matches the wave. This search may be done either by interpolating existing cycles or, if very exact results are wanted, by plotting a

résultats très exacts, en traçant une nouvelle collection de cycles par des essais de laboratoire. Ce peut être le cas si l'on souhaite étudier la distorsion de propagation le long d'une ligne équipée d'un nouveau type de faisceau.

new collection of cycles from laboratory tests. This might be the case if it was desired to investigate propagation distortion along a new line with a new type of bundle.

On établit, à partir du cycle convenable, un tableau fournissant en fonction de la tension instantanée $u_1(t)$, la capacité dynamique

$$C_d = \frac{dq}{du} = f_1(u_1)$$

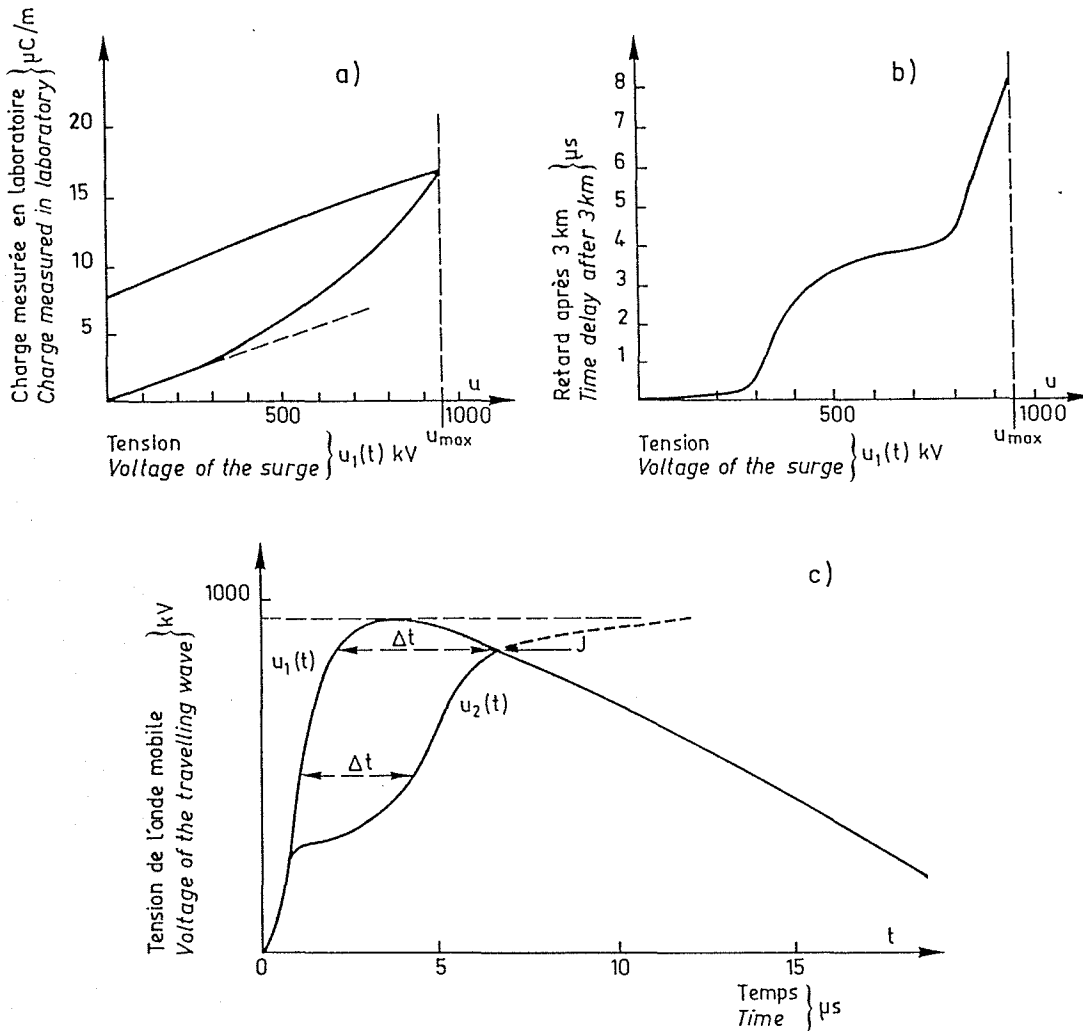
From the appropriate cycle, the dynamic capacitance

$$C_d = \frac{dq}{du} = f_1(u_1)$$

is determined as a

d'où l'on déduit ensuite le retard caractéristique $t = f_2(u_1)$.

function of the instantaneous voltage, from which the characteristic delay $\Delta t = f_2(u_1)$ is then deduced.



- a) Cycle $q(u)$ obtenu en laboratoire.
 $q(u)$ cycle obtained in the laboratory.
- b) Retard après 3 km, en fonction de la tension instantanée, déduit du cycle $q(u)$.
Time delay after 3 km, versus voltage of the surge, deduced from the cycle.
- c) Onde incidente $u_1(t)$ et onde déformée $u_2(t)$.
Primary wave $u_1(t)$ and distorted wave $u_2(t)$.

Figure 20 : Construction graphique de l'onde déformée, en utilisant un cycle de laboratoire réel

Graphical determination of distortion using the real laboratory cycle

Les résultats du calcul de déformation, en polarités positive et négative, et pour des distances de propagation de 1 km et de 3 km, sont donnés à la figure 21. Ce calcul a été appliqué à une onde $u_1(t)$ de forme 0,3/7,5 μ s, afin de pouvoir comparer la construction graphique aux résultats expérimentaux obtenus directement sur une ligne réelle (voir chapitre 4).

Les limitations de la méthode sont les mêmes que pour la méthode des cycles réels exposée ci-dessus, notamment en ce qui concerne le point de jonction J. Mais la longueur de propagation d'une étape de calcul peut être plus grande, par exemple 5 km, du fait que les coefficients B ne dépendent pas de la forme d'onde.

The results of the distortion calculation for positive and negative polarities, and for propagation distances of 1 km and 3 km are given in figure 21. This calculation was applied to wave $u_1(t)$ of form 0.3/7.5 μ s, so as to compare the graphic construction to the experimental results obtained directly on a real line (see chapter 4).

The limits of the method are the same as for the real cycle methods described above, in particular insofar as junction point J is concerned. But, the propagation length of a calculation step may be greater, for example 5 km, since the coefficients B do not depend on the wave shape.

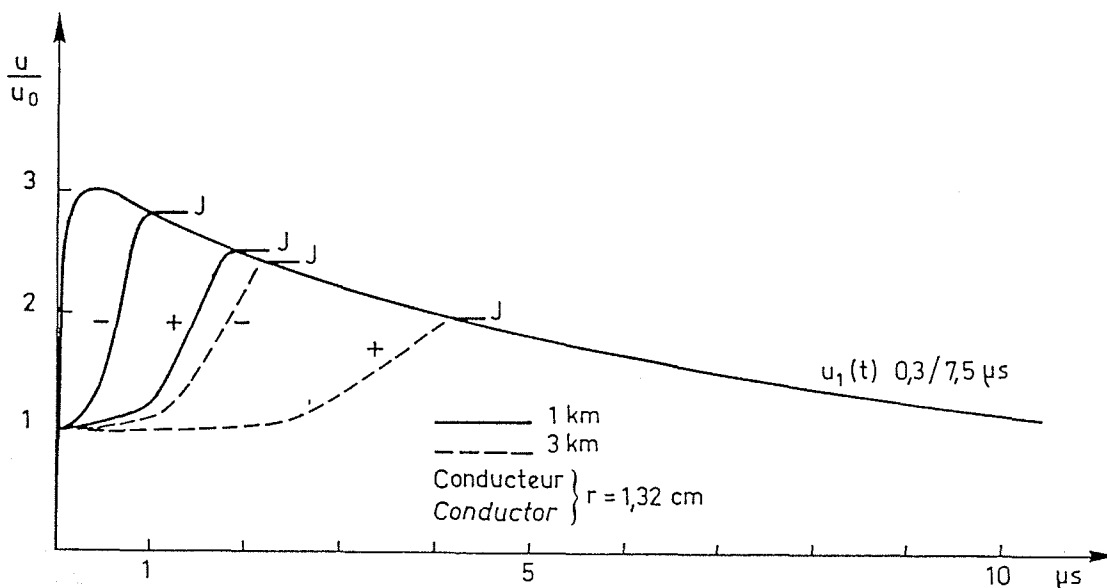


Figure 21 : Détermination graphique de la distorsion à partir de la représentation parabolique des cycles

Graphic determination of distortion from parabolic representation of cycles

3.2 Modèles de lignes

3.2.1 Modèle simple de la ligne monophasée

Une méthode fréquemment proposée consiste à placer le long d'un modèle de ligne à constantes réparties, un certain nombre de cellules ponctuelles constituées de capacités Γ , connectées en dérivation par l'intermédiaire de diodes D, et de f.e.m. u_j . Bien entendu, les valeurs des capacités Γ doivent tenir compte de l'intervalle Δl entre chaque cellule. La figure 22 indique le schéma à utiliser. Pour déterminer les paramètres des cellules, reportons-nous à l'équation (12') du paragraphe 2.3, qui donne la capacité statique déduite des cycles linéarisés, et écrivons-la sous la forme :

$$q = \Gamma u = u C_{geom} + (u - u_1)(C_{cor1} - C_{geom}) + (u - u_2)(C_{cor2} - C_{cor1}) \quad (3.4)$$

En notant que la composante "géométrique" de la charge, $u C_{geom}$ est nécessairement prise en compte dans le modèle de ligne

3.2. Line models

3.2.1. Simple model of single-phase line

A frequently proposed method consists in placing along a line model a certain number of cells consisting of capacitors Γ , connected in parallel by diodes D, and of emf u_j . Of course the values of capacitors Γ must allow for the length Δl between each cell. Figure 22 shows the diagram to be used. To determine the cell parameters, we shall refer to equation (2.12') of paragraph 2.3, which gives the static capacity obtained from linearized cycles, and we shall write this in the form:

Noting that the "geometric" component of the charge, $u C_{geom}$ is necessary taken into account in the

sans effet couronne, la charge additionnelle due à l'effet couronne s'écrit :

line model without corona, the additional charge due to is written:

$$\Delta q = (u - u_1)(C_{cor1} - C_{geom}) + (u - u_2)(C_{cor2} - C_{cor1}) \quad (3.5)$$

Le schéma de la figure 22 traduit directement cette équation :

The diagram in figure 22 is a direct result of this equation:

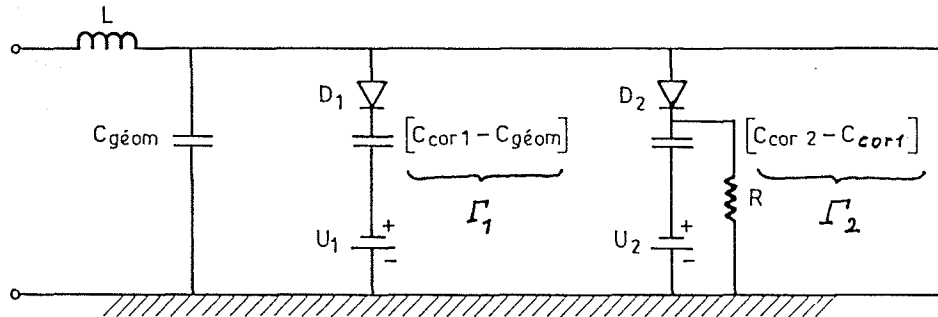


Figure 22 : Cellule modélisant l'effet couronne transitoire à placer dans une ligne à constantes réparties

Cell modelling the transient corona to be placed in a distributed parameters line

La f.e.m. e_1 correspond au seuil d'effet couronne u_1 et peut être calculée à partir des coefficients et du tableau 12. Quant à la f.e.m. e_2 , égale à la tension u_2 , on peut trouver sa valeur, selon les conducteurs de la ligne considérée, dans les tableaux A I à A VI.

The emf e_1 corresponds to the corona threshold u_1 and can be calculated from coefficients α and β of table 12. For emf e_2 , equal to voltage u_2 , its value can be obtained, according to the line conductors considered, in tables A I to A VI.

Les diodes D_1 et D_2 ont pour fonction d'empêcher la charge des condensateurs Γ_1 et Γ_2 tant que $(u < u_1)$ et $(u < u_2)$, ainsi que d'empêcher la décharge rapide de ces condensateurs au moment où la queue de l'onde se présente aux bornes de la cellule. Enfin, les résistances R_1 et R_2 , de forte valeur, ont pour fonction de décharger les condensateurs après l'application d'une onde de tension. Pour représenter un cycle négatif, il y aurait évidemment lieu d'inverser le sens des redresseurs D_1 et D_2 et la polarité des tensions u_1 et u_2 . La longueur élémentaire Δl de la ligne entre deux cellules dépend principalement de la durée de front de l'onde dont on veut étudier la propagation. Pour une durée de front initiale de $1 \mu s$ par exemple, la longueur élémentaire sera de l'ordre de 10 mètres.

Diodes D_1 and D_2 are used to prevent capacitors Γ_1 and Γ_2 charging as long as $(u < u_1)$ and $(u < u_2)$, and to prevent rapid discharge of these capacitors when the wave tail is applied across the cell. Lastly, high value resistors R_1 and R_2 are used to discharge the capacitors after application of a voltage wave.

To represent the negative cycle, the directions of rectifiers D_1 and D_2 must of course be inverted, together with the polarity of voltages e_1 and e_2 . The basic length Δl of the line between two cells depends mainly on the duration of the wave front whose propagation is being studied. For example, for an initial front of $1 \mu s$, the elementary length will be of the order of 10 meters.

Bien entendu, ce modèle d'effet couronne peut être utilisé tant sur un modèle analogique que sur un modèle numérique.

This corona model can of course be used with an analog or numerical model.

L'application de ce modèle se heurte néanmoins à quelques difficultés. On observe en effet des oscillations parasites, qui ont deux causes principales :

However, some difficulties are encountered in applying this model. Spurious oscillations, for which there are two main causes, are observed:

- les discontinuités d'impédance d'onde à chaque noeud où est connectée une cellule génèrent des réflexions multiples le long des sections de ligne, de noeud à noeud,
- la connexion instantanée d'une capacité pure (conduction brusque des diodes D_1 et D_2) peut générer des oscillations numériques.

- discontinuities in wave impedance at each node to which a cell is connected generate multiple reflections, from node to node, along the line sections.
- instantaneous connection of a pure capacitance (sudden conduction of diodes D_1 and D_2 can generate numerical oscillations).

Malgré la mise en place de résistances d'amortissement et une optimisation des longueurs des sections de ligne, ces oscillations ne peuvent être complètement éliminées. La seule méthode correcte consiste à établir un modèle de ligne où l'effet couronne est représenté par des paramètres répartis. Cette question sera traitée au paragraphe 3.3.

3.2.2 Le cas des lignes multifilaires - Représentation du couplage

Le principe des cellules ponctuelles rendant compte de l'effet couronne, réparties le long d'un modèle de ligne, peut également être utilisé dans le cas des lignes multifilaires.

Montrons comment réaliser ces cellules, dans le cas d'une ligne à deux conducteurs (1) et (2), dont le conducteur (1) serait le siège d'un effet couronne.

Soient K_1 , K_2 et K_m les capacités physiques à mettre en place dans le modèle, conformément au schéma de la figure 23. Les relations entre charges et tensions des conducteurs doivent alors s'écrire :

$$\left. \begin{aligned} q_1 &= K_1 u_1 + K_m (u_1 - u_2) \\ q_2 &= K_2 u_2 + K_m (u_2 - u_1) \end{aligned} \right\} \quad (3.6)$$

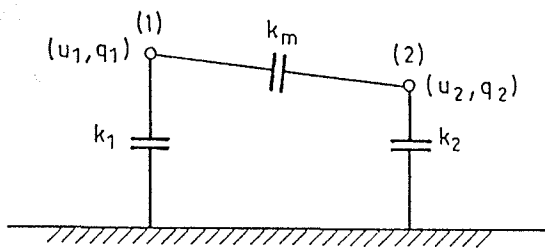


Figure 23 : Capacités additionnelles à placer dans un modèle de ligne bifilaire pour représenter l'effet couronne

Additional capacitors to be placed in a two-wire line model to represent corona

Par identification avec les coefficients de capacité C (cf. équations (2.35) du paragraphe 2.5.1), on trouve immédiatement que

$$\left. \begin{aligned} K_1 &= C_{11} + C_{12} \\ K_2 &= C_{22} + C_{21} \\ K_m &= -C_{12} = -C_{21} \end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

En désignant par K_{icor} les capacités en présence d'effet couronne, et par K_{igeom} les capacités géométriques de la ligne, et en remarquant que ces dernières sont déjà prises en compte dans le modèle de ligne sans effet couronne, les capacités des cellules devront avoir pour valeur :

In spite of the use of damping resistors and optimization of the line section length, these oscillations cannot be completely eliminated. The only correct method consists in establishing a line model in which the corona is represented by distributed parameters. This question shall be dealt with in paragraph 3.3.

3.2.2. Multi-wire lines - Representation of coupling

The principle of local cells modelling corona activity and distributed along a model line can also be used for multi-wire lines.

We shall now show how these cells are obtained for a two-conductor line (1) and (2), in which conductor (2) will be the seat of the corona.

Let K_1 , K_2 and K_m be the physical capacitances to be inserted in the model, in accordance with the diagram of figure 23. The relationships between the conductor charges and voltages must then be written:

By identification with capacitance coefficients C (see equation (2.35) of paragraph 2.5.1), it is immediately found that:

By designating the capacitances in the presence of corona by K_{icor} , and the line geometric capacitances by K_{igeom} , and noting that the latter are already taken into account in the line model without corona, the cell capacitances should have the following values:

$$\left. \begin{aligned} K_1 &= [K_{1cor} - K_{1geom}] \Delta l \\ K_2 &= [K_{2cor} - K_{2geom}] \Delta l \\ K_m &= [K_{mcor} - K_{mgeom}] \Delta l \end{aligned} \right\} \quad (3.8)$$

où Δl est la distance entre deux cellules successives.

in which Δl is the distance between two successive cells.

Pour déterminer les capacités K exactes, il faut d'abord déterminer la matrice des coefficients de capacité $[C]$, laquelle s'obtient à son tour par inversion de la matrice des coefficients de potentiel $[\alpha]$.

To calculate the exact capacitances K , it is first of all necessary to examine the capacitance coefficient matrix (C) , which in turn is obtained by inverting the potential coefficient matrix (α) .

Or nous avons montré au paragraphe 2.5.1 qu'en présence d'effet couronne, seul le terme α_{11} se modifiait, pour prendre la valeur $\alpha_{cor} = 1/r$, mais que les coefficients α_{22} et α_{12} conservaient leur valeur "géométrique". Le calcul complet, que nous ne reproduisons pas ici, met en évidence le fait qu'en toute rigueur, les trois capacités additionnelles de la figure 23 doivent varier avec l'effet couronne. Sous leur forme complète, elles peuvent éventuellement être introduites dans un modèle de ligne purement numérique.

Now, in the presence of corona, as was demonstrated in paragraph 2.5.1, only term α_{11} is modified to take on value $\alpha_{cor} = 1/r$, coefficients α_{22} , α_{12} keep their "geometric" value. The complete calculation, which we do not intend to reproduce here, highlights the fact that the three additional capacitances of figure 23 must vary with corona. In their complete form, these can, if necessary, be used in a purely numerical line model.

Mais si l'on souhaite définir les valeurs de condensateurs additionnels à mettre en place dans un modèle analogique, ou si l'on veut réaliser un modèle similaire à celui de la figure 22, une approximation doit être cherchée. En acceptant une erreur de l'ordre de 10% sur la valeur des capacités, on aboutit à proposer les valeurs suivantes :

But, if it is desired to define additional capacitor values to be installed in an analog model, or if it is desired to make a model similar to that of figure 22, an approximation must be sought. Accepting an error of the order of 10% on capacitance values leads to the following values being proposed:

$$\left. \begin{aligned} K_1 &\left\{ \begin{aligned} \Gamma_1 &= \frac{\alpha_{22} - \alpha_{12}}{\alpha_{22} \alpha_{11}} \left[\frac{C_{cor1}}{C_{geom}} - 1 \right] \\ \Gamma_2 &= \frac{\alpha_{22} - \alpha_{12}}{\alpha_{22} \alpha_{11}} \left[\frac{C_{cor2}}{C_{geom}} - \frac{C_{cor1}}{C_{geom}} \right] \end{aligned} \right. \\ K_2 &\left\{ \begin{aligned} \Gamma_1 &= -\frac{\alpha_{12}}{\alpha_{22} \alpha_{11}} \left[\frac{C_{cor1}}{C_{geom}} - 1 \right] \\ \Gamma_2 &= -\frac{\alpha_{12}}{\alpha_{22} \alpha_{11}} \left[\frac{C_{cor2}}{C_{geom}} - \frac{C_{cor1}}{C_{geom}} \right] \end{aligned} \right. \\ K_3 &\left\{ \begin{aligned} \Gamma_1 &= \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{22} \alpha_{11}} \left[\frac{C_{cor1}}{C_{geom}} - 1 \right] \\ \Gamma_2 &= \frac{\alpha_{12}}{\alpha_{22} \alpha_{11}} \left[\frac{C_{cor2}}{C_{geom}} - \frac{C_{cor1}}{C_{geom}} \right] \end{aligned} \right. \end{aligned} \right\} \quad (3.9)$$

Γ est la capacité statique d'effet couronne, identique à celle qui est donnée par l'expression (2.12'). Il suffit de poser dans celle-ci

$$C_{geom} = \frac{1}{\gamma_{11}}$$

pour l'adapter au cas de la ligne considérée.

Les cellules représentant K_1 et K_m sont alors identiques, à un facteur près, à la cellule de la ligne monophasée de la figure 22, et les f.e.m. e_1 et e_2 restent inchangées.

Il reste à examiner le cas de la capacité additionnelle K_2 , dont le signe négatif peut poser problème si on veut l'insérer dans un modèle analogique. Le signe négatif met en évidence le fait que le couplage réel sera en réalité plus important que si K_2 restait constant. C'est pourquoi le couplage peut difficilement être étudié avec un modèle purement analogique. En revanche, il n'y a aucune difficulté à définir une capacité négative dans un modèle numérique, tel par exemple le modèle de ligne EMTP

Les rapports $\frac{C_{cor1}}{C_{geom}}$ et $\frac{C_{cor2}}{C_{geom}}$ peuvent être trouvés dans les tableaux 11 et 12.

Les expressions (3.9) que nous venons d'établir pour une ligne bi-filaire peuvent aisément être étendues au cas de lignes multifilaires, même en supposant que plusieurs conducteurs sont soumis simultanément à l'effet couronne. La démarche est toujours la même : déterminer les coefficients de potentiel de la ligne considérée, en gardant à l'esprit que seuls les coefficients propres des conducteurs sous effet couronne sont affectés par le phénomène. La matrice $[\alpha]$ étant alors établie, la matrice des coefficients de capacité $[C]$ s'en déduit par inversion ; on calcule ensuite les capacités K_{cor} totales, et finalement les capacités des cellules

$$K\Delta\ell = [K_{cor} - K_{geom}]\Delta\ell$$

3.2.3 L'influence des pertes Joule dans les conducteurs et dans le sol

L'effet pelliculaire dans le conducteur lui-même et dans le sol (courants de retour homopolaires) est une cause de pertes, qui introduisent elles aussi une distorsion de propagation. Il existe actuellement des méthodes de calcul qui permettent de déterminer cette distorsion avec une grande exactitude, y compris dans le cas des lignes multifilaires. L'une de ces méthodes, mettant en oeuvre à la fois l'analyse harmonique et la théorie de la propagation modale, a été présentée par les auteurs en annexe du rapport CIGRE 1978-33-13. On la reproduit en Annexe VII du présent article.

Ce phénomène, tout comme l'effet couronne, introduit un aplatissement du front et un allongement de sa queue, mais cette distorsion est évidemment indépendante de la polarité et de l'amplitude de l'onde de tension.

Γ is the static capacitance of the corona, identical to that given by expression (2.12'). To adapt this to the line considered, all that is required is to write

in the expression.

The cells representing K_1 and K_m are then identical to within one factor to that of the single-phase line of figure 22, and emf's e_1 and e_2 remain unchanged.

The case of the additional capacitance K_2 remains to be examined, the negative sign of which could cause problems if it was desired to insert it in an analog model. The negative sign highlights the fact that the actual coupling will, in reality, be much higher than if K_2 were to remain constant. It is for this reason that it is very difficult to study coupling with a purely analog model. Conversely, there is no difficulty in defining a negative capacitance in a numerical model, such as, for example, the EMTP line model.

The ratios $\frac{C_{cor1}}{C_{geom}}$ and $\frac{C_{cor2}}{C_{geom}}$ can be obtained from tables 11 and 12.

The expressions (3.9) which we have established for a two-wire line can easily be extended to multi-wire line applications, even considering that several conductors are simultaneously subject to corona. The procedure is still the same: determine the potential coefficients α of the line considered, while keeping in mind that only the coefficients of the conductors under corona are affected by the phenomena. Matrix (α) having been established, the capacitance coefficient matrix (C) can be deduced by inversion; then, total capacitances K_{cor} , and finally cell capacitances $K\Delta\ell = [K_{cor} - K_{geom}]\Delta\ell$ can be calculated.

3.2.3. The effect of Joule losses in the conductors and in the soil

The skin effect in the conductor itself and the soil (homopolar return currents) is one cause of losses which also introduce propagation distortion. At present, calculation methods exist which enable this distortion to be determined to a high degree of accuracy, including multi-wire lines. One of these methods using both harmonic analysis and the modal propagation theory was presented by the authors in the appendix to CIGRE report 1978 - 33 - 13. This has been reproduced in Appendix VII of the present article.

This phenomenon, in the same manner as corona, flattens the front and elongates the tail, but this distortion is evidently independent of the voltage wave polarity and amplitude.

L'aplatissement caractéristique" du front est de l'ordre de $0,2 \mu\text{s}/\text{km}$, il est donc nettement inférieur à celui qu'introduit l'effet couronne, de sorte que pour des distances de propagation de la dizaine de kilomètres, il n'est pas nécessaire d'en tenir compte. Ce n'est que pour des distances supérieures, lorsque l'effet couronne a ramené l'amplitude de l'onde au niveau de u_1 , qu'il peut devenir intéressant de prendre en compte l'effet pelliculaire.

Il faut cependant souligner que les pertes Joule modifient l'onde de tension au voisinage du seuil d'effet couronne, en introduisant un coude qui abaisse progressivement, à distance de propagation croissante, la tension du palier u_1 .

Signalons enfin que la théorie modale permet accessoirement de montrer que la tension induite dans une phase voisine commence par la polarité opposée à celle de l'onde principale, pour s'inverser ensuite et prendre la même polarité. En l'absence de tout effet couronne, le calcul montre qu'après 10 km de propagation, la tension induite sur la phase voisine la plus proche atteint 40 % de la tension de l'onde principale, et que le maximum a lieu lorsque le signal induit est en polarité opposée (figure 24).

3.3 Modèle mathématique complet - Programme "PROPAGCOR"

Ce modèle de ligne introduit les pertes Joule et l'effet couronne sous forme de paramètres répartis. Il consiste en fait en une résolution des équations de propagation, dans lesquelles les paramètres sont variables en fonction du temps.

En l'absence d'effet couronne, les phénomènes de propagation sont linéaires, et l'étude des régimes transitoires est facilitée par l'emploi de l'analyse spectrale (transformée de Fourier), qui permet d'écrire les équations de propagation sous leur forme complexe en fonction de la variable $j\omega$. Il est alors relativement aisé d'exprimer l'effet pelliculaire par une résistance $r(j\omega)$, et l'influence de la pénétration des courants de retour dans le sol par les équations de Carson et Pollaczek.

En présence d'effet couronne, où les phénomènes sont non-linéaires, il n'est plus possible d'utiliser l'analyse spectrale. Dans la méthode proposée ici, les équations de propagation sont résolues en restant dans le domaine temporel. En particulier, l'effet pelliculaire dans le conducteur et dans le sol est exprimé par une résistance variable en fonction du temps.

On écrit :

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial u}{\partial l} &= l_0 \frac{\partial i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} \int_0^l r(t-t') \cdot i(l, t') dt' \\ -\frac{\partial i}{\partial l} &= C_d \frac{\partial u}{\partial t} + g_0 u \end{aligned} \right\} \quad (3.10)$$

The "characteristic flattening" of the wave front is of the order of $0.2 \mu\text{s}/\text{km}$, and is therefore much less than that introduced by corona, so that, for propagation distances of about 10 km, this need not be taken into account. It is only for longer distances, when the corona has taken the wave amplitude to level u_1 , that it may be of interest to take the skin effect into account.

However, it should be stressed that Joule losses modify the voltage wave in the vicinity of the corona threshold by introducing a bend which decreases the plateau voltage u_1 gradually with increasing distance of propagation.

Finally, it should be noted that the modal theory also can be used to demonstrate that the voltage induced in an adjacent phase begins at a polarity opposite to that of the main wave, and then is inverted to take on the same polarity. In the absence of any corona, the calculation shows that, after 10 km of propagation, the voltage induced on the nearest adjacent phase reaches 40% of the main wave voltage, and that the maximum takes place when the induced signal is of opposite polarity (figure 24).

3.3. Complete mathematical model - "PROPAGCOR" program

This model introduces Joule losses and corona in the form of distributed parameters. It consists in resolving the propagation equations in which the parameters vary with time.

With no corona, the propagation phenomena are linear, and the study of transients is facilitated by using spectrum analysis (Fourier transform), which enables the propagation equations to be written in their complex form as a function of variable $j\omega$. It is then relatively easy to express skin effect as a resistor $r(j\omega)$, and the effect of penetration of eddy currents in the ground by using the Carson and Pollaczek equations.

In the presence of corona, in which the phenomena are non-linear, it is not possible to use spectrum analysis. In the method proposed herein, the propagation equations are resolved by remaining in the time domain. In particular skin effect in the conductor and in the soil is expressed as a resistance varying with time.

We can state:

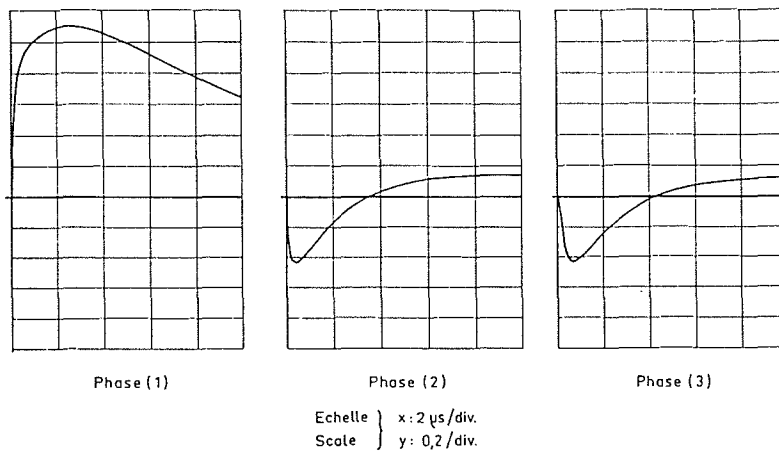


Figure 24 : Signal dans les 3 phases d'une ligne triphasée, résultant de l'injection d'une onde $0,2/6\mu s$ dans une phase latérale. Distance de propagation 10 km.

Signal in three phases of three-phase line, resulting from application of a $0.2/6\mu s$ wave in a lateral phase. Propagation distance 10 km

Dans ces équations, l est la distance le long du conducteur, comptée à partir de l'origine de la surtension, L est l'inductance du conducteur, non affectée par l'effet couronne, C_d est la capacité dynamique précédemment définie, en présence de l'effet couronne, g_0 est la conductivité transversale, que l'on négligera.

In these equations, l is the distance along the conductor, counted from the overvoltage origin, L is the conductor inductance not affected by corona, C_d is the previously defined dynamic capacitance in the presence of corona and g_0 is the transverse conductivity, which is negligible.

Le terme de convolution qui exprime la chute de tension ohmique longitudinale contient une fonction caractéristique $r(t)$, qui est la variation de la résistance linéique en fonction du temps, lorsqu'un échelon de courant est appliqué à la ligne. Cette fonction est appelée "résistance transitoire" de la ligne.

The convolution term which expresses the longitudinal resistive voltage drop contains a characteristic function $r(t)$ which is the variation of the linear resistance with time when a step-current level is applied to the line. This function is known as the line "transient resistance".

Elle dépend de deux paramètres : le "temps de pénétration τ_c " dans le conducteur (de l'ordre de quelques millisecondes), et le "temps de pénétration τ_s " dans le sol (de l'ordre de quelques microsecondes). La résistance transitoire linéique totale de la ligne est alors la somme de la résistance transitoire du conducteur et de celle du sol :

This depends on two parameters: the "penetration time τ_c " in the conductor (of the order of a few milliseconds) and the "penetration time τ_s " in the ground (of the order of a few microseconds). The line total lineaic transient resistance is then the sum of the transient resistance of the conductor and that of the ground:

$$r(t) = r_c(t, \tau_c) + r_s(t, \tau_s) \quad (3.11)$$

Enfin, le terme C_d pourra être introduit dans les équations (3.10) sous l'une des formes proposées par le tableau 12.

Lastly, term C_d can be introduced in equations (3.10) in one of the forms proposed in table 12.

On peut alors résoudre ce système d'équations temporelles par une méthode de discrétisation, par exemple par une méthode aux différences finies.

This system of time equations can then be resolved by a discretization method, for example a finite difference method.

Cette méthode de calcul a fait l'objet d'un logiciel appelé "Programme PROPAGCOR". Pour l'instant, ce programme ne permet de traiter que le cas d'une onde progressive sur une ligne monophasée. Le programme doit donc être appliqué à une ligne suffisamment longue, ou adaptée à son extrémité réceptrice, pour exclure l'influence de l'onde réfléchie. En outre, le programme n'est actuellement pas compatible avec le programme EMTP, et ne peut donc pas être inclus dans la modélisation d'une ligne

This calculation method is the subject of a software known as the "PROPAGCOR Program". For the moment, this program can be used only to process a travelling wave on a single phase line. The program must therefore be applied to a line sufficiently long, or matched at its receiving end to exclude the effect of the reflected wave. In addition, the program is not at present compatible with the EMTP program, and cannot therefore be included in a line model having end

comportant des postes d'extrémité. La description complète de ce programme est donnée par la référence [22].

Quelques résultats caractéristiques obtenus avec PROPAGCOR seront présentés et commentés au paragraphe 4.4.2.

4. MESURE DE L'ATTENUATION ET DE LA DISTORSION DE PROPAGATION SUR UNE LIGNE REELLE

Par hypothèse, les mesures de cycles $q = f(u)$ effectuées en laboratoire fournissent la base physique pour le calcul de la distorsion de propagation des surtensions.

Mais nous avons vu qu'entre ces bases physiques et la détermination de la distorsion de propagation proprement dite, s'inséreraient tout un ensemble de développements théoriques, nécessaires à l'élaboration d'une modélisation (que celle-ci soit analogique ou numérique). Aussi a-t-il paru indispensable d'effectuer des essais en vraie grandeur sur une ligne réelle, afin de valider au moins dans un cas ces étapes intermédiaires, et, par là, l'ensemble de la méthode.

4.1 Technique de mesure

Les essais ont été effectués sur une ligne à 220 kV ; la ligne, de 65 km de longueur, était ouverte à la station d'injection des chocs et court-circuitée à l'autre bout. La section des conducteurs de cette ligne est de 411 mm² avec un diamètre de 26,2 mm ; la distance entre phases placées dans un plan horizontal est d'environ 7 m.

Le générateur de choc, de construction blindée sous SF 6, a une tension nominale de 1,4 MV et une énergie de 21 kJ, une capacité de choc de 21,4 nF ; pour obtenir une onde à front raide et pour améliorer son rendement, on a été amené à court-circuiter les résistances de front.

Comme la ligne est suffisamment longue, elle est vue du générateur de choc comme une résistance égale à son impédance caractéristique Z (notons que cette impédance dépend du couplage ainsi que de l'effet couronne). La constante de temps de queue du choc obtenu sera donnée par ZC , C étant la capacité de charge du générateur. Le calcul prévoit environ 10 μ s, soit une durée de queue conventionnelle d'environ 7 μ s. Pour avoir une queue plus longue, un générateur plus puissant aurait été nécessaire.

Le générateur a été connecté à une phase extérieure (nommée phase A), de la ligne. On a enregistré les ondes de choc à l'entrée de la ligne, ainsi qu'en d'autres points (à 1, 3, 7 et 10 km). On a enregistré aussi en ces points les ondes sur les phases voisines, appelées B et C.

Les tensions utilisées étaient de polarité positive et négative avec des amplitudes de 300 kV (au-dessous de la tension critique), puis 600 kV, 850 kV et 950 (ou 1 000 kV).

stations. A complete description of this program is given by the reference (22).

Some characteristic results obtained with PROPAGCOR shall be presented and commented upon in paragraph 4.4.2.

4. MEASUREMENT OF ATTENUATION AND PROPAGATION DISTORTION ON AN ACTUAL LINE

By hypothesis, the laboratory measurements of cycles $q = f(u)$ provide the physical basis for calculation of energy dissipation and overvoltage distortion.

However, it has been seen that, between these physical bases and the determination of actual propagation distortion, there is a whole set of theoretical developments necessary for working out of a model (whether analog or numerical). Accordingly, it was considered essential to carry out full-scale tests on an actual line so as to validate these intermediate steps in at least one case, and thereby the method as a whole.

4.1. Measurement technique

Tests were carried out on a 65 km long, 220 kV line, being connected at one end to the impulse generator and short-circuited at the other end. The cross-section of the conductors was 411 mm², with a diameter of 26.2 mm; the distance between phases of horizontal configuration was about 7 m.

The impulse generator, of SF 6 shield construction, had a rated voltage of 1.4 MV, and energy of 21 kJ and an impulse capacitance of 21.4 nF. The front resistances were short-circuited to obtain a steep front, and to improve efficiency.

Since the line was long enough, it was seen by the impulse generator as a resistance equal to its surge impedance Z (it should be noted that this impedance depends on coupling and on corona intensity). The fall time constant of the produced impulse is given by ZC , C being the charging capacitance of the generator. The calculation indicates about 10 μ s, i.e. a conventional duration of 7 μ s. A more powerful generator would have been necessary to obtain a longer fall time.

The generator was connected to an external phase (referred to as phase A) of the line. The impulse waves at the input line and at other points were recorded (at 1, 3, 7 and 10 km). Waves on adjacent phases, known as B and C, were also recorded at these points.

The voltages used were positive and negative, with amplitudes of 300 kV (below critical voltage), then 600 kV, 850 kV and 950 (or 1000 kV).

Le schéma de mesure est représenté à la figure 25.

The measurement diagram is shown in figure 25.

Du fait de la suppression des résistances internes de front et du fait de l'inductance interne du générateur, la tension injectée sur la ligne comportait quelques oscillations amorties. Celles-ci n'étaient cependant perceptibles que près du point d'injection et s'atténuaient assez rapidement pour ne plus gêner l'interprétation des résultats dès le premier kilomètre de propagation.

Due to suppression of internal front resistances, and because of the generator's internal inductance, the voltage applied to the line contained some damped oscillations. However, these were perceptible only near the point of application, and were sufficiently rapidly attenuated so as not to interfere with interpretation of the results from the first kilometer of propagation.

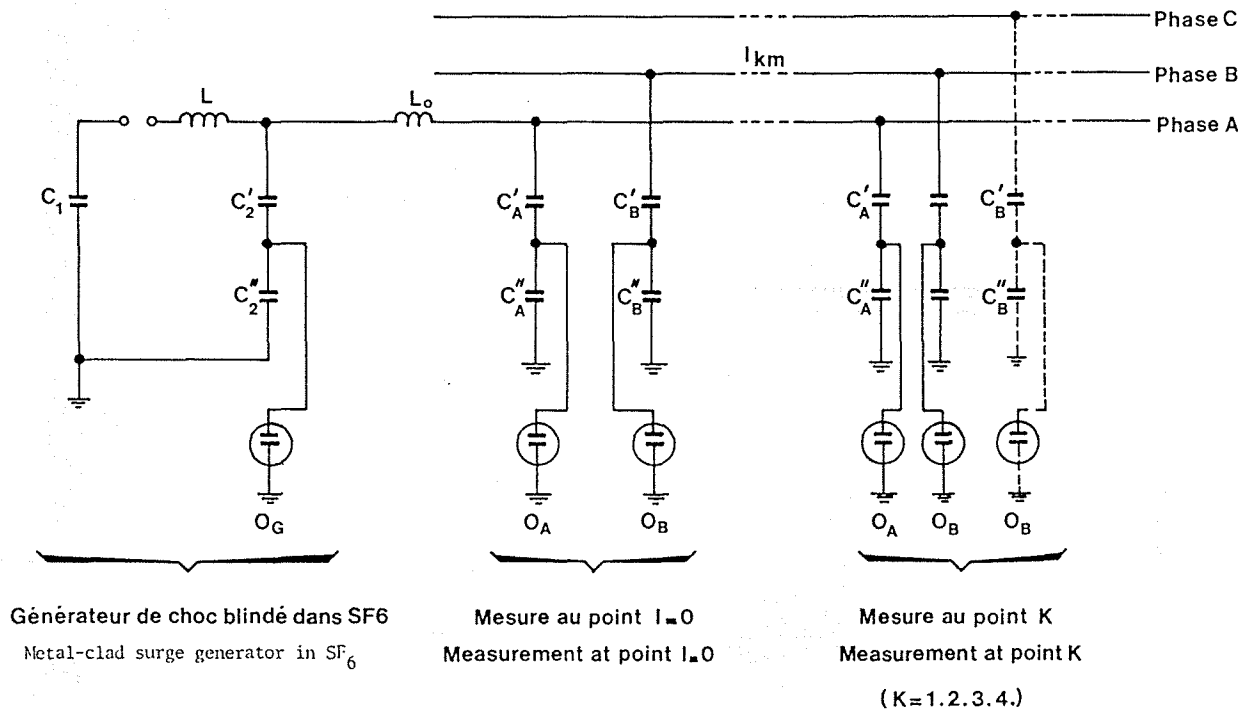


Figure 25 : Schéma d'injection et de mesure des ondes mobiles le long de la ligne à 220 kV

Diagram showing application and measurement of travelling waves along 220 kV line

4.2 Résultats

Présentation générale des oscillogrammes

On considérera d'abord les oscillogrammes enregistrés sur la phase A, connectée au générateur de choc. La figure 26 montre quelques exemples d'oscillogrammes, tels qu'obtenus sous la ligne.

Afin de mieux mettre en évidence l'évolution d'une onde au cours de sa propagation, on a superposé sur une même figure les différents états de cette onde, telle qu'elle apparaît en plusieurs points de la ligne. Ce travail a été fait pour plusieurs amplitudes de l'onde initiale, et pour les deux polarités. Les figures 27 (a-d) reproduisent les résultats les plus significatifs.

On constate sans ambiguïté une déformation, due à l'effet de couronne, bien plus importante que celle qui serait due au seul effet pelliculaire. Les effets respectifs de la distance de propagation, de l'amplitude de l'onde initiale et de la

4.2. Results

General presentation of oscillograms

Only oscillograms recorded on phase A, connected to the impulse generator, are considered here. Figure 26 shows some examples of the oscillograms as recorded under the line.

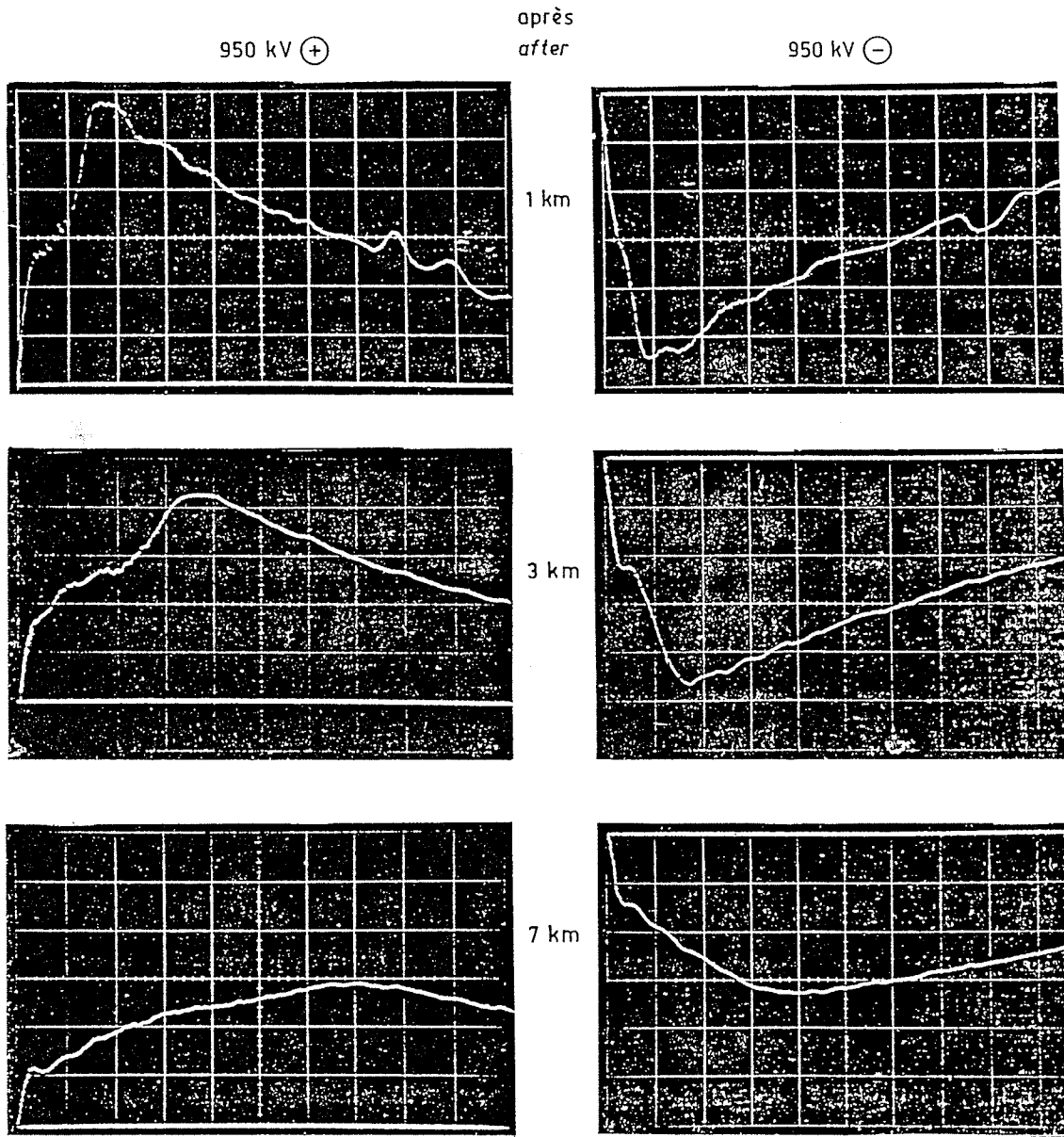
In order to show the development of the wave during its propagation more clearly, we have superimposed the various states of the wave as it appeared at several points on the line, on a single figure; This work was done for several amplitudes of the applied wave and for both polarities. Figures 27 (a-d) show the most significant results.

Without any ambiguity, a distortion due to corona much higher than that which would have been due to skin effect alone can be observed. The respective effects of propagation distance, initial wave amplitude and polarity can be seen clearly. Also, the formation of

polarité sont nettement visibles. On observe également la formation du coude au voisinage du palier de tension, dont on a signalé l'existence en 3.2.3.

the bend in the vicinity of the voltage plateau, whose existence was mentioned in para. 3.2.3., can be seen.

Polarité et amplitude de l'onde:
Polarity and amplitude of the wave:



Echelle } vert. 129 kV/div.
Scale } hor. 1 μs/div.

Figure 26 : Oscillogrammes d'ondes mobiles enregistrés en plusieurs points de la ligne à 220 kV

Oscillograms of moving waves recorded at several points on the 220 kV line

Déformation des caractéristiques des ondes en fonction de la longueur de propagation

Distortion of wave characteristics as a function of propagation length

On a considéré les caractéristiques suivantes : l'amplitude de l'onde, le temps correspondant à la valeur maximale de la tension (t_{max}) et la pente de l'onde, fonction de la forme de l'onde incidente ; comme la queue est relativement courte, la

The following characteristics were considered: wave amplitude, time of maximum voltage (t_{max}) and wave slope as a function of incident wave; since the fall was rather short, the amplitude of the wave time t_{max}

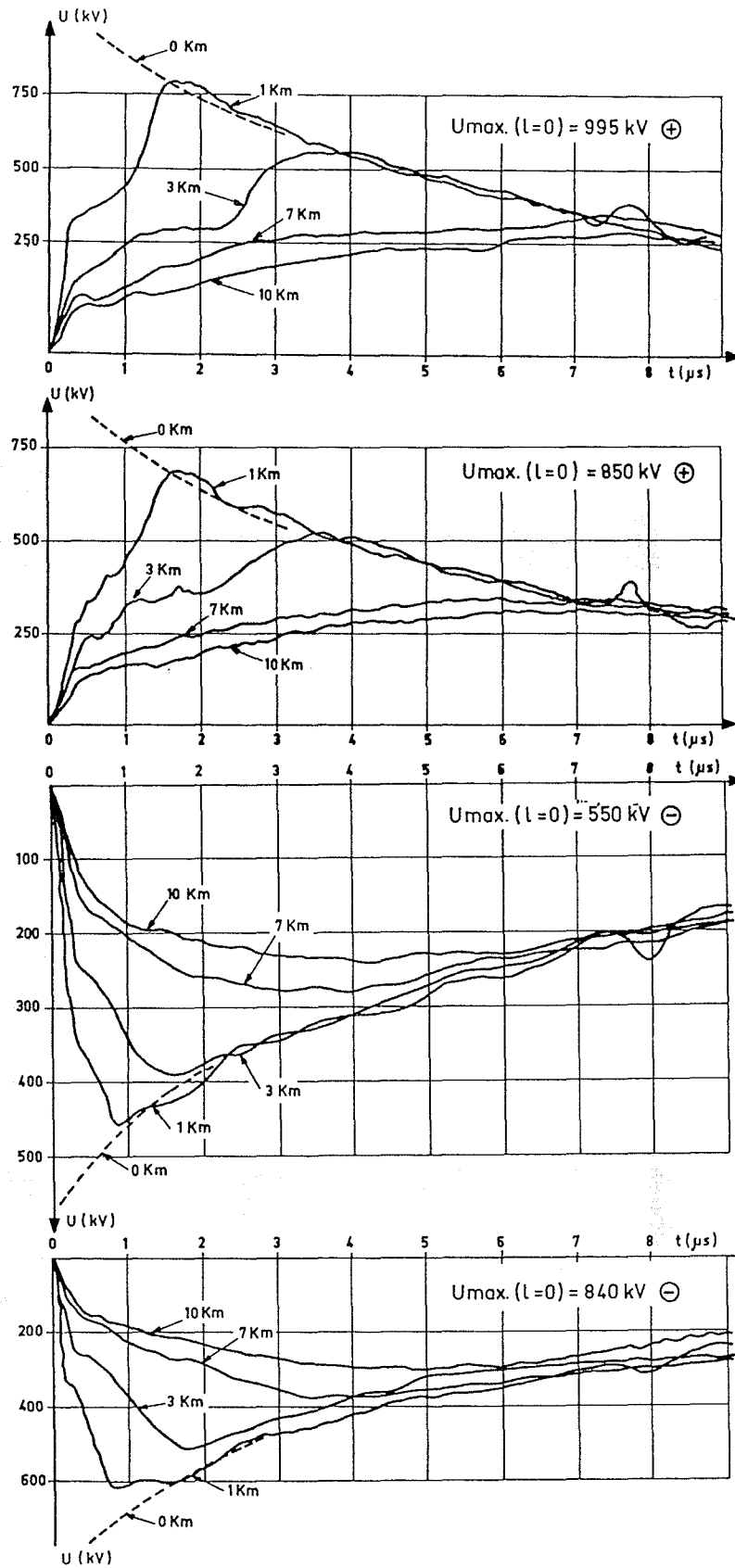


Figure 27 : Distorsion de propagation d'une onde de tension supérieure à la tension critique

Propagation distortion of a wave of voltage higher than the critical voltage

dépendance de l'amplitude de l'onde, ainsi que du temps t_{max} , sera une caractéristique marquée de cette forme de l'onde. On notera que cette situation est très voisine de celle qui existe dans la réalité lorsqu'une onde résultant d'un amorçage en retour se propage.

a) A la figure 28, l'amplitude de l'onde est représentée comme une fonction de la longueur de propagation. Après 7 km environ, la diminution de l'amplitude est moins marquée, surtout en polarité positive. Ceci s'explique par la réduction de la tension qui réduit l'importance de l'effet couronne ; mais la queue étant relativement courte, cet effet de diminution est sans doute beaucoup plus marqué que si l'onde était plus longue. En polarité positive, par exemple, la tension de l'onde incidente étant de 995 kV, tombe à 330 kV après une propagation de 10 km.

Dans la littérature, on trouve, pour exprimer l'atténuation en amplitude de l'onde, une expression du type :

$$U_m(l) = \frac{U_m(0)}{1 + \alpha l U_m(0)} \quad (4.1)$$

Cette formule s'applique de façon satisfaisante à nos résultats d'essais, en posant :

$\alpha = 0,260$ en ondes positives

$\alpha = 0,177$ en ondes négatives.

En ce qui concerne la tension initiale de 300 kV, positive ou négative, la réduction de l'amplitude est due à l'effet pelliculaire seul ; pour une propagation de 10 km, la réduction n'est pas négligeable, ce qui s'explique aussi par la faible durée de la queue.

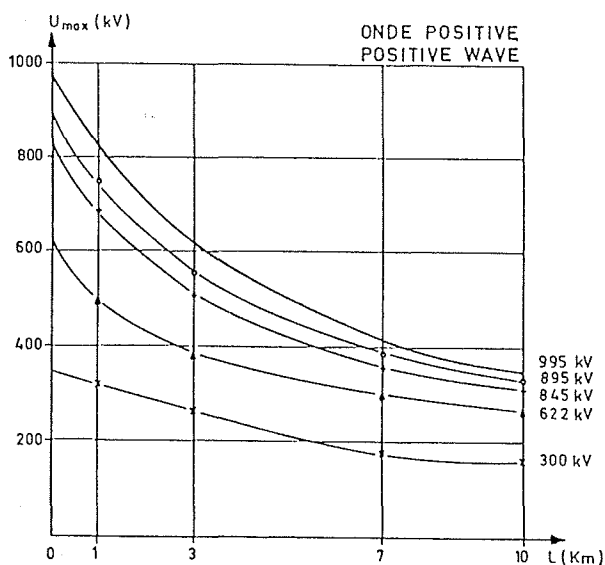


Figure 28 : Valeur de crête de l'onde en fonction de la distance de propagation

will be a marked characteristic of this waveform. It should be noted that this situation is very close to that occurring in reality when it is due to a back-flashover.

a) In figure 28, the wave amplitude is represented as a function of propagation length. After approximately 7 km, the decrease in amplitude is less noticeable, especially with a positive polarity. This can be explained by the reduction in voltage, which reduces the magnitude of the corona; but, since the fall is rather short, this reduction effect is much more noticeable than if the wave had been longer. For example, with positive polarity, the incident wave voltage drops from 895 kV to 330 kV after 10 km propagation.

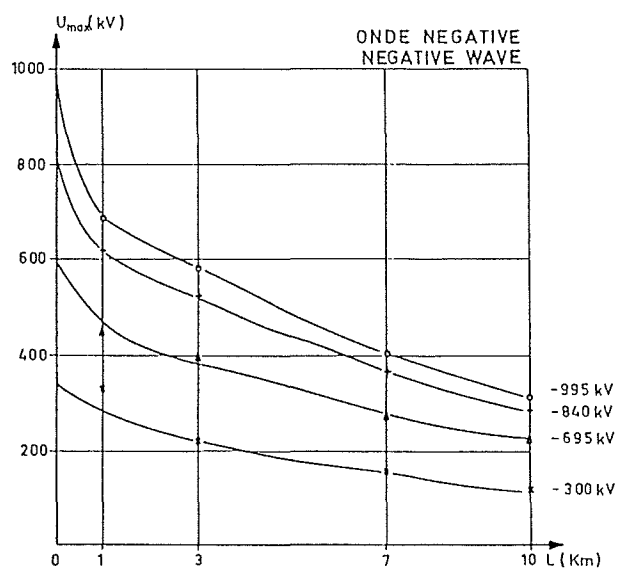
In the literature, the following formula can be found to express wave amplitude attenuation:

This formula applies well enough to our tests if:

$\alpha = 0.260$ for positive waves

$\alpha = 0.177$ for negative waves

As for the initial 300 kV voltage, whether positive or negative, the amplitude reduction results from skin effect alone; for a propagation of 10 km, reduction is non-negligible, which may also be explained by the short fall.



Peak value of wave against propagation distance

b) La variation de t_{max} en fonction de la longueur de propagation est indiquée dans la figure 29. Les courbes sont tracées pour chaque amplitude de l'onde incidente.

Pour les courbes qui correspondent à la tension 300 kV, la déformation des ondes est due à l'effet pelliculaire ; on constate que dans ce cas, la dépendance du temps est la même pour les deux polarités, ce qui est évident. Pour les tensions plus élevées que la tension critique, le temps t_{max} dépend de la longueur de propagation, de l'amplitude de l'onde incidente et de la polarité de la tension. On constate une tendance à la stabilisation des valeurs du temps t_{max} , avec la longueur de propagation, surtout pour la polarité positive.

Pour l'onde de polarité négative, ces observations sont moins évidentes. En faisant une comparaison entre les courbes de polarité négative et de polarité positive, on constate que les valeurs pour le temps t_{max} en polarité négative sont plus groupées, et évidemment plus faibles, ce qui est explicable.

La stabilisation de l'amplitude, au-dessous d'une certaine valeur, et la stabilisation corrélative t_{max} s'interprètent clairement par la quasi-disparition de toute activité couronne.

b) The variation in t_{max} as a function of propagation length is given on figure 29. The curves are plotted for each amplitude of the incident wave.

For the curves corresponding to the ± 300 kV voltage, wave distortion is due to skin effect; it will be noted that, in this case, the dependence of time is the same for both polarities, which is obvious. For higher voltages than the critical voltage, time t_{max} depends on propagation length, incident wave amplitude and voltage polarity. A tendency for times t_{max} to stabilize with propagation length can be observed, and in particular for the positive polarity.

For a negative polarity wave, these remarks are less clear. By making a comparison between the negative and positive polarity curves, it can be seen that the values of time t_{max} with negative polarity are tighter, and obviously smaller.

Stabilization of amplitude below a certain value, and the correlated stabilization of t_{max} are clearly to be interpreted by the fact that the corona activity has almost disappeared.

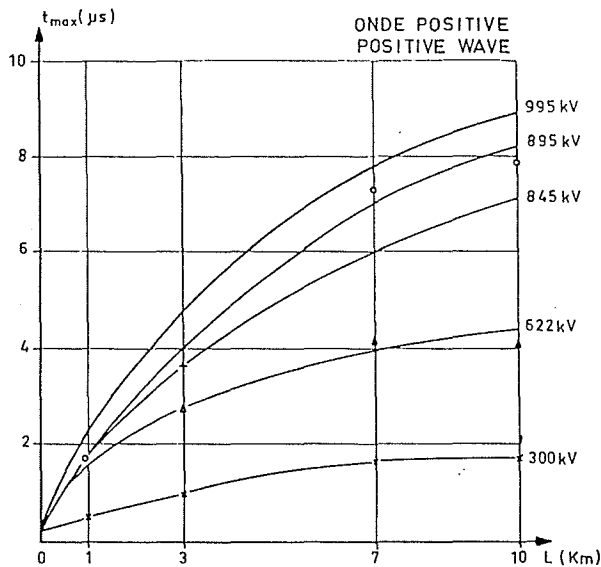
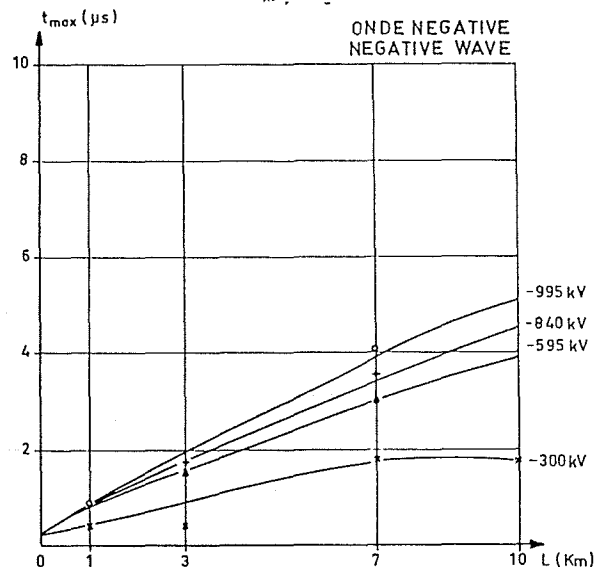


Figure 29 : Durée jusqu'à la crête en fonction de la distance de propagation



Duration to peak against propagation distance

4.3 Mesure du couplage entre phases

De même que la figure 26 donne les formes d'ondes mesurées après plusieurs distances de propagation, la figure 24 b donne les oscillogrammes des tensions induites, relevées sur la phase B (la plus proche de la phase d'injection). On peut noter ici que, lorsque la mesure est effectuée sur la phase extrême C, la forme de la tension

4.3. Inter-phase coupling measurement

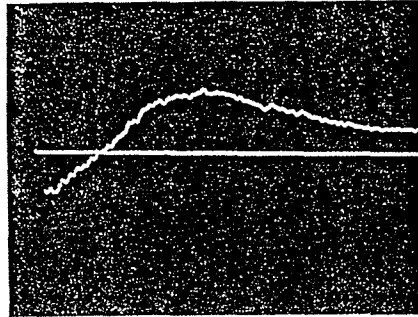
As figure 26 gives waveforms measured after several propagation distances, figure 24b provides oscillograms of induced voltages, measured on phase B (nearest the input phase). It can be stated immediately that, when the signal is measured on the extreme phase C, the shape of the induced voltage is identical to that of

induite est identique à celle de la phase B, mais son amplitude est de 15 à 20 % plus faible. Nous ne discuterons que les tensions induites sur la phase B.

phase B, but its amplitude is 15 to 20% lower. We shall only discuss the voltages induced on phase B.

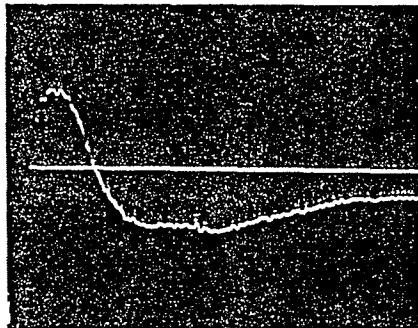
Le caractère le plus frappant de ces tensions est l'inversion de polarité dans les premiers instants, inversion qui a été prévue par la théorie modale, comme le montre la figure 24. L'amplitude et la durée de la partie inversée croissent toutes deux en fonction de la longueur de propagation, l'amplitude pouvant même dépasser celle de la tension induite directe (c'est-à-dire de même polarité que la tension d'injection).

The most striking characteristic of these voltages is polarity reversal over the first instance, which was, as can be seen from figure 24, forecast by the modal theory. The amplitude and duration of the inverted part both increase as a function of propagation length; the amplitude can even exceed that of the "direct" induced voltage (i.e. of the same polarity as the input voltage).



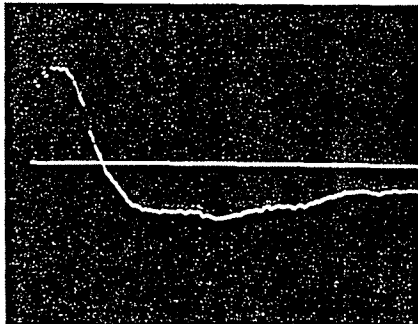
Oscillogramme
phase B (centrale)

(Phase A:
 $u_{0 \max} = +952 \text{ kV}$)



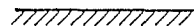
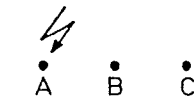
Oscillogramme
phase B (centrale)

(Phase A:
 $u_{0 \max} = -952 \text{ kV}$)



Oscillogramme
phase C (latérale)

(Phase A:
 $u_{0 \max} = -952 \text{ kV}$)



Echelle } $1 \mu\text{s/div}$
Scale } $52,4 \text{ kV/div}$

Figure 24 bis : Exemple de tension induite. $l = 10 \text{ km}$ Example of induced voltage - $l = 10 \text{ km}$

Une autre observation intéressante, qui interviendra dans le calcul des contraintes de tension entre phases, est que les maximums de tension sur les phases A, B et C sont synchrones, à condition de compter le temps, sur les phases B et C, à partir du point où la polarité s'inverse.

Cela signifierait que la partie inversée se trouverait, le long des conducteurs, en avance par rapport au zéro de l'onde mobile injectée ; ce n'est pas en contradiction avec la physique, puisque l'onde injectée se propage avec une vitesse inférieure à la vitesse de la lumière.

Le tableau ci-dessous donne les rapports Tension induite U_B /Tension injectée U_A , ainsi que les rapports Tension inversée U_{Bi} /Tension directe U_{Bd} , qui correspondent, pour les deux polarités de l'onde injectée, à des distances de propagation de 1 km, 3 km et 7 km. Pour la distance de propagation de 10 km, il n'y a plus d'effet couronne : les valeurs indiquées pour U_B/U_A et pour U_{Bi}/U_{Bd} ont été relevées sur les figures 24 et 24 bis.

Distance de propagation	U_B/U_A		U_{Bi}/U_{Bd}	
	+	-	+	-
1 km	0,20	0,16	0,22	0,26
3 km	0,19	0,16	0,65	0,60
7 km	0,22	0,13	1,00	1,70
10 km	0,14	0,14	2,80	2,80

Pour mémoire, indiquons que les coefficients de couplage sans pertes données par l'expression classique

$$K = \frac{Z_{21}}{Z_{11}} = \frac{\alpha_{21}}{\alpha_{11}}$$

valent dans le cas de la ligne considérée 0,18 pour le couplage A - B et 0,11 pour le couplage A - C. L'aspect théorique du couplage en propagation sera examiné au chapitre 5.

4.4 Comparaison entre la distorsion réelle et la prévision à partir des cycles

4.4.1 Comparaison avec la méthode graphique utilisant la représentation parabolique du cycle

L'exemple présenté en 3.1.1 (figure 21) a été effectué avec une onde 0,3/7,5 μ s, très proche de l'onde injectée dans la ligne réelle, et avec une amplitude de 990 kV, qui correspond à 3 U_0 .

On constate une excellente correspondance des formes des ondes obtenues après 1 km et 3 km de propagation, en dépit de la difficulté concernant la définition du point J. En ce qui concerne les valeurs numériques, les comparaisons s'établissent comme suit, en s'aidant des courbes des figures 28 et 29 :

Another interesting observation, which will intervene in computing inter-phase voltage stresses, is that the maximums of the voltages on phases A, B and C are synchronous, on condition that the times on phases B and C are counted from the point at which the polarity reverses.

This would signify that the reversed part would be ahead of the zero of the injected travelling wave, along the conductors; this does not contradict physics, since the applied wave is propagated at a speed less than the speed of light.

The table below gives the induced voltage U_B /Applied voltage U_A ratios, together with the reversed voltage U_{Bi} /Direct voltage U_{Bd} , ratios which, for both polarities of the applied wave, correspond to propagation distances of 1, 3 and 7 km. For the propagation distance of 10 km, there is no longer any corona: the values indicated for U_B/U_A and for U_{Bi}/U_{Bd} were obtained from figures 24 and 24 bis.

For reference, it should be noted that the lossless coupling coefficients given by the conventional expression

equal, for the line considered, 0.18 for coupling A - B and 0.11 for coupling A - C. The theoretical aspect of propagation coupling shall be examined in chapter 5.

4.4. Comparison between real distortion and forecast distortion from cycles

4.4.1. Comparison with graphic method using cycle parabolic representation

The example presented in 3.1.1. (figure 21) was performed for a wave of 0.3/7.5 μ s, very close to the wave applied to the actual line, and with an amplitude of 990 kV, which corresponds to 3 U_0 .

Excellent correspondence of the waveforms obtained after 1 km and 3 km of propagation can be observed, in spite of the difficulty concerning the definition of point J. As far as the numerical values are concerned, the comparisons are established as follows, using the curves of figures 28 and 29.

D'une manière générale, on constate que la concordance est très satisfaisante, à mieux que 5 %. Il faut noter ici que le résultat de la construction graphique est très sensible à la forme de l'onde.

Nous pouvons donc conclure cette comparaison en affirmant que la méthode de la construction graphique à partir de la représentation parabolique peut être recommandée pour obtenir une information rapide et assez exacte sur la distorsion de propagation d'une onde, sous l'influence de l'effet couronne.

In general, it can be observed that the alignment is highly satisfactory, to within better than 5%. Here, it should be noted that the graphic construction result is highly sensitive to the wave shape.

Therefore, we can conclude this comparison by affirming that the graphic construction method based on the parabolic representation can be recommended to obtain rapid and rather exact information concerning wave propagation distortion due to corona.

		Mesure directe <i>Direct measurement</i>	Construction graphique <i>Graphic construction</i>
1 km	+	U_{max} (kV)	825
		t_{max} (μ s)	2,2
	-	U_{max} (kV)	875
		t_{max} (μ s)	1,2
3 km	+	U_{max} (kV)	630
		t_{max} (μ s)	4,6
	-	U_{max} (kV)	750
		t_{max} (μ s)	2,3

4.4.2 Comparaison avec la méthode mathématique complète (PROPAGCOR)

Comme indiqué en 3.3, la méthode complète permet de tenir compte simultanément de l'effet pelliculaire (pertes Joule dans le sol et dans les conducteurs) et de l'effet couronne transitoire. La figure 30 montre les résultats obtenus en prenant tous les paramètres identiques à ceux de l'expérimentation directe sur la ligne ; la résistivité du sol a été prise égale à 100 ohm/m, caractéristique des sols alluvionnaires du Bassin Parisien, où les essais ont été effectués. La forme de l'onde injectée a également été rigoureusement respectée, on a même tenu compte des oscillations de front, dues à l'absence d'amortissement, en raison du retrait des résistances de front du générateur de choc.

On constate alors que les formes d'ondes obtenues concordent remarquablement bien avec les formes des ondes mesurées. En particulier, le coude au voisinage du palier de tension u_1 , dû à l'effet pelliculaire, est parfaitement reproduit.

4.4.2. Comparison with the complete mathematical method (PROPAGCOR)

As stated in 3.3, the complete method enables skin effect (eddy current losses in the ground and in the conductors) and the transient corona to be taken into account simultaneously. Figure 30 shows the results obtained, taking all the parameters identical to those of the direct experiment on the line; the ground resistivity being considered as 100 Ohms - m, which are characteristics of the alluvial soils of the Paris basin, where the tests were conducted. The wave form injected was also rigorously respected; even the oscillations of the wave front, due to absence of damping, resulting from withdrawal of the impulse generator front resistors were taken into account.

It can be observed that the waveforms obtained agree remarkably well with those measured. In particular, the bend in the vicinity of the voltage plateau u_1 , due to skin effect, is perfectly reproduced.

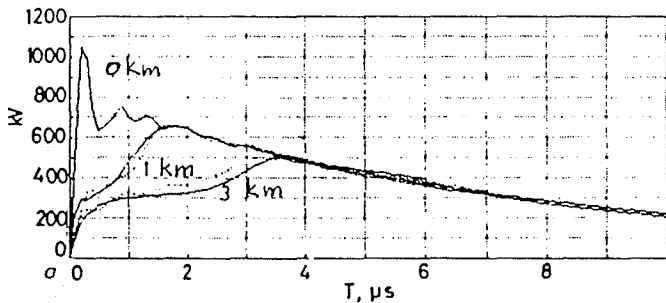


Figure 30 : Formes d'onde obtenue avec le programme PROPAGCOR

Waveform obtained with PROPAGCOR program

La figure 31 donne les résultats des calculs de propagation, avec et sans effet couronne, ce qui met clairement en évidence l'influence relative de l'effet pelliculaire et de l'effet couronne. Les courbes de cette figure confirment les indications du paragraphe § 3.2.3, à savoir que l'influence globale de l'effet pelliculaire est d'un ordre de grandeur inférieur à celle de l'effet couronne.

Figure 31 shows the results of propagation calculations, with and without corona, which clearly highlight the relative effect of the skin effect and the corona. The curves of this figure confirm the indications of paragraph 3.2.3, i.e. that the global effect of skin effect is of an order of magnitude less than that of corona.

Enfin, la figure 32 illustre, à titre d'information, les potentialités du programme "PROPAGCOR", en l'appliquant à la propagation, en présence d'effet couronne, d'une onde 1,2/50 μs coupée. Les résultats obtenus montrent que la distorsion affecte non seulement le front de l'onde, en l'"aplatissant" comme prévu par la théorie du retard caractéristique, mais que la queue présente aussi une tendance à l'allongement progressif.

Lastly, figure 32, for reference, illustrates the potentialities of the PROPAGCOR program, by applying it to propagation in the presence of corona of a chopped wave of 1.2/50 μs. The results obtained show that the distortion affects not only the wave front by flattening it, as expected according to the characteristic delay theory, but that the fall also shows a tendency towards gradual elongation.

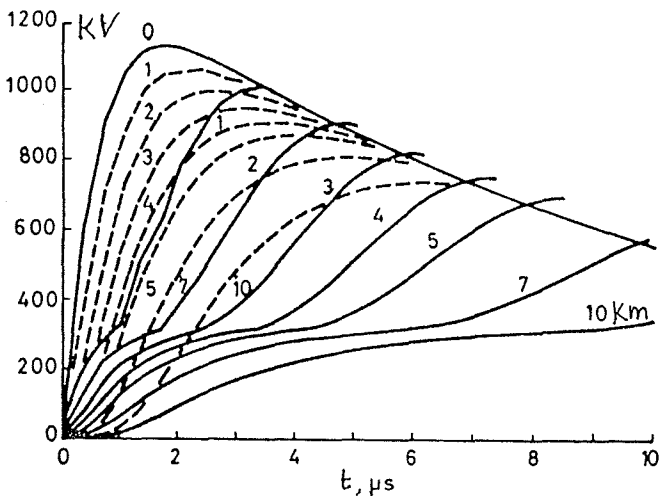


Figure 31 : Influence relative de l'effet pelliculaire (----) et de l'effet couronne (—) sur la distorsion de propagation, mise en évidence par le programme PROPAGCOR

Relative effect of skin effect (---) and of corona (—) on propagation distortion highlighted by the PROPAGCOR program

On peut donc dire, pour conclure, que le modèle mathématique complet, concrétisé par le programme PROPAGCOR, appréhende tous les phénomènes mis en jeu au cours de la propagation et restitue les lois de distorsion et d'atténuation de façon quasi-parfaite.

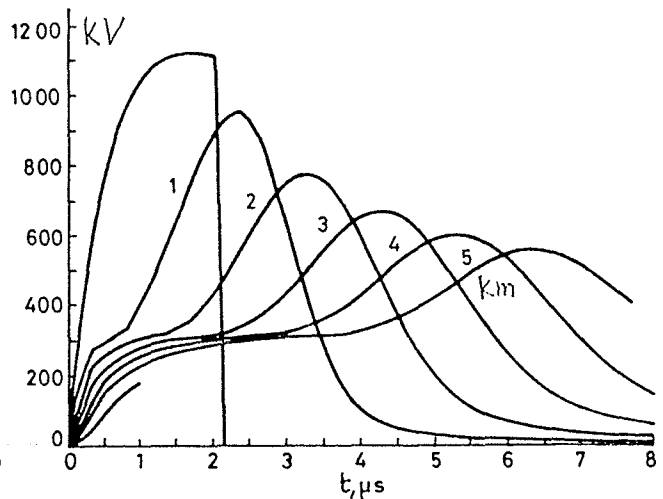


Figure 32 : Analyse de la propagation d'une onde coupée en utilisant le programme PROPAGCOR

Analysis of propagation of a chopped wave using the PROPAGCOR program.

Therefore, to conclude, it can be stated that the complete mathematical model, materialized by the PROPAGCOR program, fully perceives all the phenomena involved during propagation and almost perfectly restores the distortion and attenuation laws.

5.1 L'impédance d'onde Z_{cor}

Jusqu'à présent, nous nous sommes uniquement intéressés à l'onde de tension, dont nous avons analysé la propagation et la distorsion : mais nous avons ignoré l'onde de courant associée.

Or, si l'on veut regarder de plus près les phénomènes qui se produisent le long d'une ligne, notamment lors du calcul des réflexions aux discontinuités ou du couplage entre conducteurs, il est nécessaire de définir aussi l'onde de courant.

Nous allons montrer que celle-ci peut se déduire de l'onde de tension en présence d'effet couronne. Pour cela, il faut supposer que les deux ondes $[u, i]$ forment un couple se propageant à la même vitesse v , c'est-à-dire admettre que les deux concepts de vitesse et d'impédance d'onde en présence d'effet couronne existent simultanément.

5.1.1 Expression générale de l'impédance d'onde

L'impédance d'onde Z_{cor} sera, par définition, donnée par :

$$Z_{cor} = \frac{u(t - l/v)}{i(t - l/v)} \tag{5.1}$$

et sera donc une fonction de la tension instantanée u

Reprenons alors les équations de propagation du chapitre 2 :

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dl} &= L \frac{di}{dt} \\ \frac{di}{dl} &= C_d \frac{du}{dt} \end{aligned} \right\} \tag{5.2}$$

dans lesquelles C_d est la capacité dynamique obtenue par les cycles de laboratoire ; divisant la première équation par la seconde, nous obtenons :

$$\frac{du}{di} = \sqrt{\frac{L}{C_d}} = Z_d \tag{5.3}$$

Nous appellerons cette grandeur l'impédance d'onde instantanée ou dynamique. Mais nous voulons connaître Z_{cor} . Pour cela, écrivons :

$$di = du / Z_d$$

5.1. Wave impedance Z_{cor}

Up to now, we have been solely interested in the voltage wave, for which we analysed propagation and distortion: but we have ignored the associated current wave.

Now, if it is desired to have a closer look at the phenomena which occur along a line, notably during calculation of reflections at discontinuities or inter-conductor coupling, it is also necessary to define the current wave.

We shall demonstrate that this can be deduced from the voltage wave by means of the concept of wave impedance in the presence of corona. To do this, it is necessary to suppose that both waves (u, i) form a pair which propagate at the same speed v , i.e. admit that the two concepts of speed and wave impedance in the presence of corona exist simultaneously.

5.1.1. General expression of wave impedance

The wave impedance Z_{cor} will be, by definition, obtained by:

and will therefore be a function of instantaneous voltage u .

If the propagation equations of chapter 2 are reconsidered:

in which C_d is the dynamic capacitance obtained with laboratory cycles; dividing the first equation by the second, we obtain:

We shall call this value the instantaneous or dynamic wave impedance. But we wish to know Z_{cor} . To do this, let us write:

et intégrons :

and integrating:

$$\int_0^i di = \int_0^u \frac{du}{Z_d} \quad (5.4)$$

or $\int_0^i di = i$, ce qui permet d'écrire : now $\int_0^i di = i$, giving:

$$Z_{cor} = \frac{u}{\int_0^u du / Z_d} \quad (5.5)$$

ou encore, si on note que l'inductance \mathcal{L} n'est pas affectée par l'effet couronne :

or again, if it is noted that inductance \mathcal{L} is not affected by the corona:

$$Z_{cor} = \frac{u \sqrt{\mathcal{L}}}{\int_0^u \sqrt{C_d} du} \quad (5.6)$$

Ainsi, de même que la vitesse instantanée v , l'impédance d'onde instantanée Z_d et l'impédance d'onde totale Z_{cor} sont exprimées à partir de C_d . Comme C_d est obtenu expérimentalement à partir des cycles de laboratoire, le problème est entièrement résolu.

Therefore, and similarly to instantaneous speed v , the instantaneous wave impedance Z_d and the total wave impedance Z_{cor} are expressed from C_d . Since C_d is obtained experimentally from laboratory cycles, the problem is fully resolved.

Remarque importante

Important note

L'expression ci-dessus est valable pendant la phase d'activité couronne du conducteur, c'est-à-dire sur le front de l'onde jusqu'à la valeur de crête u_{max} de la tension. Que se passe-t-il au-delà, sur la queue de l'onde ?

The above expression is valid during the corona activity phase on the conductor, i.e. on the wave front up to the peak voltage value u_{max} . What happens beyond, on the fall of the wave?

L'intégrale doit alors s'écrire :

The integral should then be written:

$$\int_0^u \sqrt{C_d} du = \int_0^{u_{max}} \sqrt{C_d} du + \int_{u_{max}}^u \sqrt{C_{ret}} du \quad (5.7)$$

Or, nous avons vu que la capacité dynamique au retour du cycle était pratiquement égale à la capacité géométrique, de sorte que la deuxième partie de l'intégrale s'écrit simplement :

Now, we have seen that the dynamic capacitance on return of the cycle was practically equal to the geometric capacitance, so that the second part of the integral is written thus:

$$\sqrt{C_{geom}} (u - u_{max})$$

d'où, pour la queue de l'onde :

which, for the fall of the wave gives:

$$Z_{cor} = \frac{u \sqrt{\mathcal{L}}}{\int_0^{u_{max}} \sqrt{C_d} du + \sqrt{C_{geom}} (u - u_{max})} \quad (5.8)$$

Cette expression suggère qu'il n'y a pas de discontinuité de la valeur de l'impédance d'onde au passage par la crête. Elle montre également que l'impédance d'onde à un instant donné s'élabore en gardant en quelque sorte en mémoire toute l'histoire des événements physiques antérieurs.

This expression suggests that there is no discontinuity in the wave impedance value on passage through the peak. This also demonstrates that the wave impedance at a given instant is generated as if it were keeping a complete history of previous physical events in memory.

Note concernant l'inductance :

Pour une ligne monofilaire au-dessus d'un sol parfaitement conducteur, l'inductance linéique s'écrit :

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{2h}{r} \quad (5.9)$$

et n'est donc fonction que des données géométriques h, r, de la ligne.

Mais pour un sol de conductivité finie σ , il faut tenir compte de la pénétration des courants de retour, laquelle dépend de la fréquence spectrale. Il convient alors d'ajouter un terme complémentaire, soit par utilisation des séries $P + jQ$ de Carson et Pollaczek, soit en utilisant la formule simplifiée suivante :

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{2(h+p)}{r} \quad (5.10)$$

où
$$p = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \sigma \omega}}$$

est le module de la profondeur de pénétration.

Comme on ne peut pas traiter les problèmes de propagation en présence d'effet couronne par l'analyse fréquentielle, en raison de la non-linéarité des phénomènes, on suggère d'introduire dans l'expression (5.6) une inductance moyenne, calculée pour une fréquence de l'ordre de 10 kHz par exemple.

Pour une conductivité du sol de $\sigma = 0.01$ S/m, la majoration sur L par rapport à l'inductance d'une ligne sans pertes est de l'ordre de 20 %, entraînant une majoration de l'ordre de 10 % sur Z_{cor} .

5.1.2 Calcul de Z_{cor} à partir du cycle linéarisé

En posant $C_{cor}/C_{geom} = g$

(cf. tableaux 11 et 12), on écrit directement, par exemple pour un cycle à une seule capacité dynamique C_{cor1} :

$$\int_0^u \sqrt{C_d} du = \sqrt{C_{geom}} \left[u_1 + (u - u_1) \sqrt{g} \right] \quad (5.11)$$

d'où l'expression valable pendant le front de montée, jusqu'à u_{max} :

$$Z_{cor} = Z_0 \frac{u}{u_1 + (u - u_1) \sqrt{g}} \quad (5.12)$$

Note concerning inductance:

For a single-wire line above perfectly conductive soil, the lineic inductance is written:

and is therefore a function of the sole geometrical data h and r of the line.

But for a soil of finite conductivity σ , penetration of return currents must be taken into account, and this depends on spectrum frequency ω . Therefore, a complementary term must be added, either by using the Carson and Pollaczek series $P + jQ$, or using the following simplified formula:

in which
$$p = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \sigma \omega}}$$

is the depth of penetration modulus.

Since it is not possible to deal with propagation problems in the presence of corona using frequential analysis, due to the non-linearity of the phenomena, it is suggested that a mean inductance, calculated for a frequency of the order of 10 kHz for example, be introduced into the expression (5.6).

For a soil conductivity of $\sigma = 0.01$ S/m, the increase in L with respect to a loss-free line inductance is of the order of 20%, resulting in an increase of the order of 10% on Z_{cor} .

5.1.2. Calculation of Z_{cor} from linearized cycle

By stating $\frac{C_{cor}}{C_{geom}} = g$ (see tables 11 and 12), and for example, for a cycle of a single dynamic capacitance, C_{cor1} one can write directly:

giving the expression valid during the rising front up to u_{max} :

où $Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C_{geom}}}$ est l'impédance

where $Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C_{geom}}}$ is the line wave impedance

caractéristique de la ligne, au sens habituel.

in the usual sense of the term.

5.1.3 Calcul de Z_{cor} à partir de la représentation parabolique du cycle

5.1.3. Calculation of z_{cor} from parabolic representation of a cycle

On utilisera l'expression (2.15) du chapitre 2. Pour simplifier le calcul, on supposera cette expression valable dans toute la plage des tensions, ce qui revient à remplacer, entre $u = 0$ et $u = u_0$, la capacité géométrique constante par une capacité variable ; l'erreur qui en résulte sur la valeur numérique de Z_{cor} pour $u/u_0 > 2$ reste faible. Dans ces conditions, on obtient l'expression :

The expression (2-15) of chapter 2 will be used. To simplify calculation, it will be considered that this expression is valid over the complete voltage range, which is equivalent to replacing the constant geometric capacitance, between $u = 0$ and $u = u_0$, by a variable capacitance; the resulting error on the numerical value of Z_{cor} for $u/u_0 > 2$ remains low. Under these conditions, the following expression is obtained:

$$Z_{cor} = Z_0 \frac{B+1}{2\sqrt{B}} \left(\frac{u}{u_0}\right)^{\frac{1-B}{2}} \quad (5.13)$$

A titre d'exemple numérique, nous avons calculé l'impédance caractéristique, en fonction de u/u_0 , pour le conducteur à rayon $r = 1,32$ cm de la ligne à 225 kV mentionnée au chapitre 4. Pour ce conducteur, nous avons : $B_+ = 1,49$ et $B_- = 1,29$.

As a numerical example, we calculated the wave impedance, as a function of u/u_0 , for the 1.32 cm radius conductor of the 225 kV line mentioned in chapter 4. For this conductor, we have: $B_+ = 1.49$ and $B_- = 1.29$.

Les résultats du calcul sont les suivants :

The calculation results are as follows:

u/u_0	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4*	5	6	8
$\frac{Z_{cor}}{Z_0}$	+ 1	0,90	0,84	0,80	0,76	0,73	0,71	0,67	0,65	0,60
	- 1	0,94	0,90	0,87	0,85	0,83	0,82	0,79	0,77	0,74

* Au-delà de $u/u_0 = 4$, les valeurs calculées sont extrapolées, sans support expérimental.

* Beyond $u/u_0 = 4$, the calculated values are extrapolated without experimental support.

Comme on pouvait s'y attendre, l'impédance caractéristique en présence d'effet couronne diminue à surtension croissante. Cette propriété a pour conséquence de réduire l'amplitude de l'onde de tension associée à une onde de courant d'intensité donnée. Inversement, lorsque c'est la tension qui est donnée (par exemple l'onde de tension qui se propage sur les conducteurs à partir d'un amorçage en retour), l'intensité de l'onde de courant associée est paradoxalement plus élevée qu'en l'absence d'effet couronne

As might be expected, the wave impedance in the presence of corona decreases as voltage surge increases. The consequence of this property is to reduce the amplitude of the voltage wave associated with a current wave of given intensity. Inversely, when the voltage is given (for example the voltage wave which propagates along the conductors from a back flashover), the associated current wave intensity is paradoxically higher than in the absence of corona.

5.2 Les phénomènes de réflexion en extrémité d'une ligne ouverte

5.2. Reflection phenomena at the end of an open line

En présence d'effet couronne, les notions habituelles de coefficient de réflexion et coefficient de réfraction (ou de transmission) ne sont pas directement applicables, puisque les taux de réflexion et de transmission vont être fonctions de

In the presence of corona, the usual ideas of refraction and reflection (or transmission) coefficients do not directly apply, since the reflection and transmission factors will be functions of the instantaneous value of the voltage. We then use the concept of refraction

la valeur instantanée de la tension. Nous utiliserons alors le concept de paramètres de réfraction (ou de transmission) α_c et de réflexion β_c .

Pour calculer les valeurs de ces paramètres, il est nécessaire d'utiliser l'impédance d'onde instantanée en présence d'effet couronne Z_{cor} , que nous venons de définir en 5.1.

Nous ne traiterons que le cas d'une ligne ouverte en extrémité.

C'est le cas le plus simple à analyser théoriquement ; c'est aussi le cas où le phénomène de réflexion génère les surtensions les plus élevées, et par conséquent les plus utiles à déterminer en ce qui concerne la coordination des isolements.

A l'extrémité d'une ligne ouverte, l'onde de tension réfléchie est de même polarité que l'onde de tension incidente, il y a donc augmentation de tension, et l'effet couronne va se développer avec plus d'intensité.

Si nous notons par l'indice i les paramètres liés à l'onde incidente, par r les paramètres liés à l'onde réfléchie et par s les paramètres de l'onde transmise, nous pouvons écrire à l'extrémité ouverte :

$$\frac{d(i_i + i_r)}{du_s} = \frac{1}{Z_{ds}} \quad (5.14)$$

où Z_{ds} représente l'impédance dynamique instantanée pour la valeur correspondante de u_s , tension d'extrémité.

Comme la réflexion est totale, les courants i_i et i_r sont égaux, ce qui permet d'écrire :

$$2 \frac{di_i}{du_s} = \frac{1}{Z_{ds}} \quad (5.15)$$

En posant :

by writing:

$$2 \frac{di_i}{du_s} = 2 \frac{di_i}{du_i} \cdot \frac{du_i}{du_s} = \frac{2}{Z_{di}} \cdot \frac{du_i}{du_s}$$

l'équation (5.15) devient :

equation (5.15) becomes:

$$\frac{du_i}{Z_{di}} = \frac{du_s}{Z_{ds}}$$

soit en intégrant :

and by integrating:

$$2 \int_0^{u_i} \frac{du_i}{Z_{di}} = \int_0^{u_s} \frac{du_s}{Z_{ds}} \quad (5.16)$$

parameters (or transmission parameters) α_c and reflection parameter β_c .

To calculate the values of these parameters, it is necessary to use the instantaneous wave impedance in the presence of corona Z_{cor} , which we have just defined in 5.1.

We shall only deal with the case of a line open at the end.

This is the easiest case to analyse theoretically; it is also the case in which the reflection phenomenon generates the highest voltage surges, and consequently the most useful insofar as insulation coordination is concerned.

At the end of an open line, the reflected voltage wave is of the same polarity as the incident voltage wave; therefore, there is an increase in voltage, and the corona will develop more intensely.

If we annotate the parameters related to the incident wave by index i , by r the parameters related to the reflected wave, and by s the parameters of the transmitted wave, at the open end, we can write:

in which Z_{ds} represents the instantaneous dynamic impedance for the corresponding value of u_s , the end voltage.

Since reflection is total, currents i_i and i_r are equal, allowing us to write:

Tenant compte de la définition de l'impédance d'onde donnée par l'équation (5.5), nous obtenons :

Allowing for the definition of the wave impedance given by equation (5-5), we obtain:

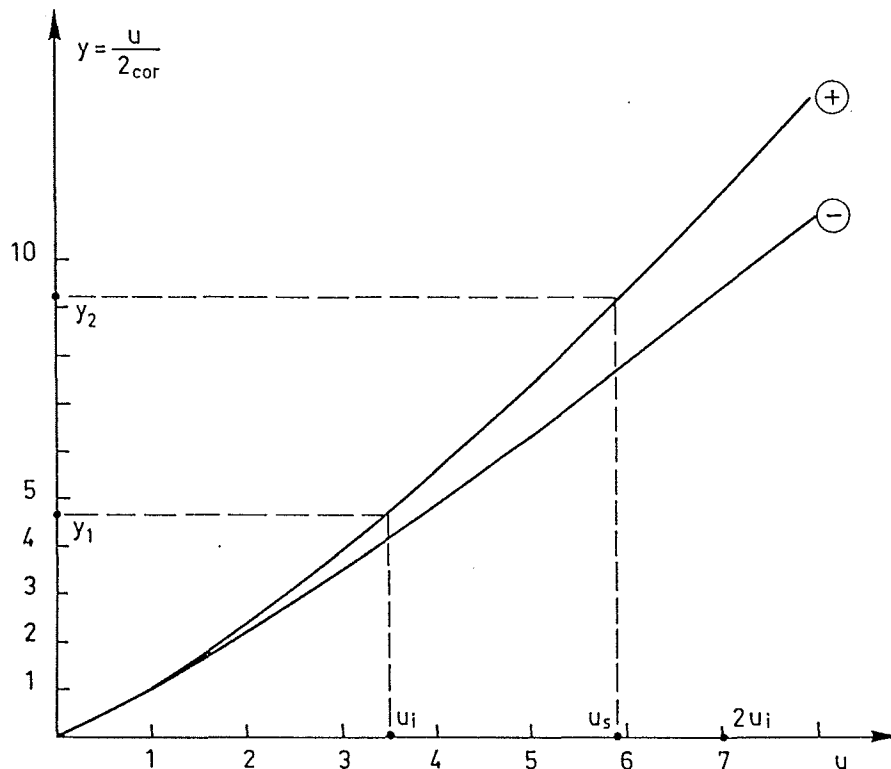
$$\alpha_c = \frac{u_s}{u_i} = 2 \frac{Z_{cor s}}{Z_{cor i}} \quad (5.17)$$

où $Z_{cor s}$ et $Z_{cor i}$ représentent les impédances d'onde correspondant aux valeurs instantanées respectives de u_s et de u_i . Comme ces impédances sont essentiellement variables en fonction des tensions, la forme de la tension d'extrémité $u_s(t)$ ne peut s'obtenir, à partir de la forme de la tension incidente $u_i(t)$, que par un calcul pas à pas.

in which $Z_{cor s}$ and $Z_{cor i}$ represent the wave impedances corresponding to the respective instantaneous values of u_s and u_i . Since these impedances are essentially variables as a function of voltages, the shape of the end voltage $u_s(t)$ can only be obtained, from the shape of incident voltage $u_i(t)$, by step-by-step calculation.

La méthode graphique proposée ci-dessous permet de déterminer aisément $u_s(t)$. Considérons la figure 33a), sur laquelle la grandeur $y = u/Z_{cor}$ est portée en fonction de la tension u . Cette figure n'est pas autre chose que la traduction graphique de l'équation (5.17), appliquée au cas particulier du conducteur de $r = 1,32$ cm évoqué en 5.1.3.

The graphic method proposed below enables $u_s(t)$ to be determined easily. If we consider figure 33a), on which variable $y = u/Z_{cor}$ is plotted against voltage u , this figure is nothing more than a graphic translation of equation (5.17), applied to the particular case of conductor $r = 1.32$ cm, mentioned in para. 5.1.3.



NOTE: u, y $\begin{cases} \text{en valeurs relatives} \\ \text{in relative values} \end{cases}$

Figure 33a : Graphique utilisé pour le calcul de la tension d'extrémité d'une ligne ouverte en présence d'effet couronne

Graphic used for calculation of the end voltage of an open line in the presence of corona

On procède comme suit :

The procedure is as follows:

- Pour chaque valeur instantanée de la tension incidente $u_i(t)$, on reporte sur l'axe des y le point y_1 ;

- For each instantaneous value of incident voltage $u_i(t)$, point y_1 is plotted on the y axis;

- On détermine $y_2 = 2 y_1$, auquel correspond sur l'axe des tensions la tension $u_s(t)$ cherchée.
- Le rapport $u_s/2 u_i$ rend compte de la réduction de surtension, comparée au doublement de tension qu'il y aurait sans effet couronne.

La figure 33b illustre ce phénomène, pour une surtension positive et pour une surtension négative.

Le tracé a été poursuivi au-delà de la crête de l'onde, pour bien montrer qu'en vertu de l'équation (5.8), il n'y a ni discontinuité, ni tendance vers un doublement $u_s = 2 u_i$ de la tension u_s sur la queue de l'onde.

- $y_2 = 2 y_1$ is determined, which corresponds to the voltage $u_s(t)$ sought on the voltage axis.
- Ratio $u_s/2u_i$ indicates the voltage surge reduction compared with the voltage doubling that would have taken place without corona.

Figure 33b shows this phenomenon, for a positive overvoltage and a negative overvoltage.

Plotting was continued beyond the wave peak, to clearly show that, due to equation (5-8), there is neither discontinuity nor a tendency to double $u_s = 2 u_i$ of voltage u_s on the fall of the wave.

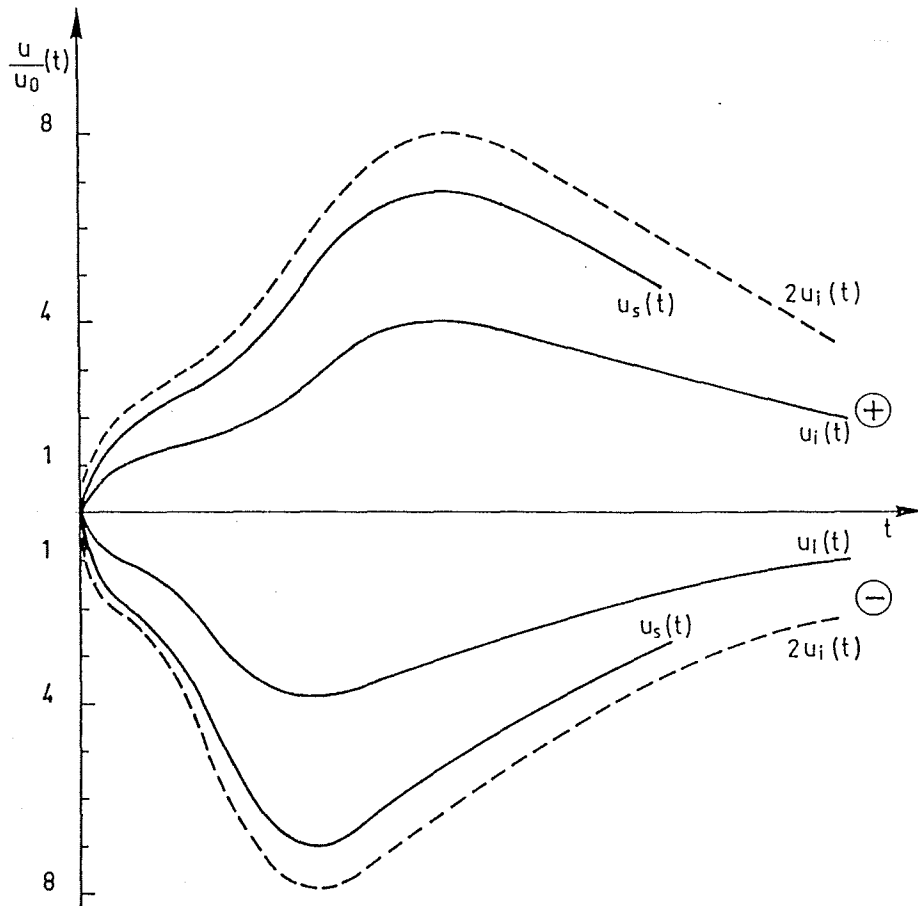


Figure 33b : Surtension inférieure au doublement en extrémité de ligne ouverte, en présence d'un effet couronne

Overvoltage less than double at end of open line, in the presence of corona

Remarque : Le paramètre de réflexion β_c est quant à lui défini par :

Note: The reflection parameter β_c is defined by

$$\beta_c = \frac{2Z_{cors} - Z_{cori}}{Z_{cori}}$$

5.3 Le paramètre de couplage en propagation

5.3.1 Considérations générales

Au paragraphe 2.5, nous avons rappelé la distinction qu'il convenait de faire entre le couplage électrostatique et le couplage en propagation.

Ce dernier, en particulier sous la forme qu'il prend en présence d'effet couronne, sera utilisé dans le calcul des surtensions de foudre apparaissant aux bornes des chaînes d'isolateurs d'une ligne, lors de l'analyse des conditions d'amorçage en retour. Il s'agit alors du couplage entre câble de garde et conducteurs de phase. Le couplage en propagation intervient également lors de l'analyse de la propagation des surtensions le long des lignes, pour étudier l'influence mutuelle entre conducteurs ; mais il faut noter que pour une distance de propagation de propagation supérieure à 2 ou 3 km, les distorsions de couplage introduites par la propagation modale se superposent à l'influence de l'effet couronne, et risquent d'assez fortement masquer cette dernière.

En propagation multifilaire, les relations entre tensions V et courants I de conducteurs s'écrivent de la façon la plus générale par :

$$[V] = [Z][I] \quad (5.18)$$

où $[Z]$ est la matrice carrée des impédances d'onde propres et mutuelles.

Considérons alors une ligne, sur laquelle une tension V_i et un courant I_i sont injectés sur le seul conducteur i ; sur les autres conducteurs, le courant injecté est nul : $I_j = 0$. C'est bien ce qui se passe dans le cas d'un foudroiement tant dans le cas où le courant de foudre touche un câble de garde que dans le cas du coup direct sur un conducteur de phase.

Dans ces conditions, la tension V_j induite sur un conducteur j non touché s'écrit :

$$V_j = V_i \frac{Z_{ij}}{Z_i} \quad (5.19)$$

et on appelle $k_{ij} = Z_{ij}/Z_i$ coefficient de couplage en propagation.

La différence de potentiel existant réellement entre les deux conducteurs, par exemple aux bornes d'une chaîne d'isolateurs si c'est le câble de garde i qui est touché, vaut :

$$V_i - V_j = V_i (1 - k_{ij}) \quad (5.20)$$

5.3. Propagation coupling parameter

5.3.1. General considerations

In paragraph 2.5, we noted the distinction to be made between electrostatic coupling and propagation coupling.

The latter, in particular in the form it takes on in the presence of corona, shall be used in calculating the lightning voltage surges appearing across the insulator strings of a line, during a back flashover. This is the coupling between the shield wire and the phase conductors. Propagation coupling also intervenes during analysis of voltage surge propagation along lines, in studying the mutual effect between conductors; but, it must be noted that, for a propagation distance of more than 2 or 3 km, the coupling distortions due to modal propagation are superimposed on the corona, with a strong risk of these masking the latter.

In multi-wire propagation, the relationships between voltages V and currents I in the conductors are generally written as:

in which (Z) is the square matrix of the self- and mutual impedances.

Consider a line, in which voltage V_i and current I_i are applied to conductor i only. The applied current is null on the other conductors: $I_j = 0$. This is actually what happens in the event of a lightning strike, both in cases in which the lightning current touches a shield wire, and in the event of a direct hit on a phase conductor.

Under these conditions, voltage V_j , induced in a non- touched conductor j , will be written:

and the propagation coupling coefficient will be $k_{ij} = Z_{ij}/Z_i$

The potential difference actually existing between the two conductors, for example across a string of insulators if it is the shield wire i which is hit, is equal to:

En propagation sans pertes, on sait que les impédances d'onde s'obtiennent à partir des coefficients de potentiel (cf. 2.5) par :

$$[Z] = \frac{1}{c} [\alpha]$$

où c est la vitesse de la lumière, de sorte que :

$$k_{ij} = \frac{\alpha_{ij}}{\alpha_i}$$

Les valeurs numériques des coefficients k_{ij} sont généralement comprises entre 0,1 et 0,3, selon la géométrie de la ligne.

En présence de pertes en ligne, ces coefficients se modifient. L'influence des pertes Joule est prise en compte par la théorie de la propagation modale, brièvement rappelée dans l'annexe VII.

Dans ce qui suit, nous allons montrer comment on peut prendre en compte l'influence de l'effet couronne transitoire sur l'un des conducteurs.

La démonstration rigoureuse du phénomène de couplage est très complexe, et ne sera pas présentée ici. En particulier, la prise en compte simultanée des pertes Joule et de l'effet couronne nécessitent des développements qui sortent du cadre de cette étude, et qui n'ont par ailleurs que peu d'importance pratique. On s'intéresse essentiellement au couplage au voisinage immédiat de l'impact de la foudre, disons sur une longueur de deux à trois portées, longueur insuffisante pour que les distorsions par effet Joule se manifestent : l'influence de l'effet couronne est alors prépondérante.

Nous nous bornerons à présenter un calcul du couplage simplifié, qui fait une assez large place à l'intuition, mais qui fournit des informations tout à fait suffisantes pour les besoins pratiques.

Considérons alors deux conducteurs parallèles 1 et 2, le conducteur 1 étant le siège d'un effet couronne transitoire. Sur le conducteur 1, considérons un accroissement de charge dq_1 , correspondant à un accroissement de tension du_1 , qui se propage avec la vitesse $v < c$.

Supposons, dans une première étape du raisonnement, que dq_1 et du_1 se propagent à la vitesse c , entraînant avec eux un accroissement de l'enveloppe ionisée autour du conducteur. Si le conducteur 2 est neutre (ou "à potentiel flottant"), nous pouvons écrire :

$$du'_2 = Z_{12} di_1 = Z_{12} c dq_1 \quad (5.22)$$

où Z_{12} représente l'impédance d'onde mutuelle entre les conducteurs 1 et 2. Mais comme $dq_1 = C_d du_1$, où C_d est la capacité dynamique, on a aussi :

In loss-free propagation, we know that the wave impedances are obtained from potential coefficients (see para. 2.5) by:

in which c is the speed of light,

so that:

(5.21)

The numerical values of coefficients k_{ij} are generally between 0.1 and 0.3, depending on line geometry.

In the presence of line losses, these coefficients are altered. The effect of Joule losses is taken into account by the modal propagation theory, which is reviewed in appendix VII.

Below, we are going to demonstrate how the effect of a transient corona on one of the conductors can be taken into account.

A rigorous demonstration of the coupling phenomenon is highly complex, and will not be dealt with here. In particular, simultaneous taking into account of Joule losses and corona call for developments which are outside of the framework of this study, and which also are of little practical importance. Basically, what is of interest is the coupling in the immediate vicinity of the lightning strike, let us say over a length of two to three spans, which is insufficient for Joule effect distortion to occur: therefore, the corona is preponderant.

We shall limit ourselves to presenting a simplified coupling calculation, in which intuition plays a rather large part, but which provides information that is fully satisfactory for practical requirements.

Let us consider two parallel conductors 1 and 2, conductor 1 being the locus of a transient corona. On conductor 1, we shall also consider an increase in charge dq_1 , corresponding to an increase in voltage du_1 , which propagates at speed $v < c$.

As a first step, let us suppose that dq_1 and du_1 propagate at speed c , entailing an increase in the ionized envelope around the conductor. If conductor 2 is neutral (or at "floating potential"), we can write:

in which Z_{12} represents the mutual wave impedance between conductors 1 and 2. But, since $dq_1 = C_d du_1$, in which C_d is the dynamic capacitance :

$$du'_2 = cC_d Z_{12} du_1 \quad (5.23)$$

Voyons maintenant comment cette expression se modifie lorsque l'onde élémentaire (du_1, dq_1) se propage avec la vitesse v . Pour un temps élémentaire dt , cette onde se propage sur une distance vdt : dans le même temps élémentaire, les charges dq_2 induites sur le conducteur 2, où l'effet couronne n'existe pas, se propagent sur une distance $cdt > vdt$. Donc la densité linéique des charges induites se réduit, par une sorte d'"étalement", dans un rapport v/c . Il en résulte que la tension élémentaire sur le conducteur 2 va s'écrire :

Now let us see how this expression is modified when the elementary wave (du_1, dq_1) propagates at speed v . For an elementary time dt , this wave propagates over a distance vdt : in the same elementary time, charges dq_2 induced on conductor 2, where the corona does not exist, propagate over a distance $cdt > vdt$. Therefore, the linear density of the induced charges is reduced due to a sort of "spreading" effect, according to ratio v/c . The result of this is that the elementary voltage on conductor 2 will be written:

$$du_2 = \frac{v}{c} du'_2 = vC_d Z_{12} du_1 \quad (5.24)$$

mais comme $v = \frac{1}{\sqrt{LC_d}}$

but since $v = \frac{1}{\sqrt{LC_d}}$

il vient :

this becomes:

$$du_2 = Z_{12} \frac{du_1}{Z_d} \quad (5.25)$$

A partir de ce stade, nous pouvons intégrer comme nous l'avons fait au paragraphe 5 :

From this stage, we can integrate, as in para. 5.1:

$$\int_0^{u_2} du_2 = Z_{12} \int_0^{u_1} \frac{du_1}{Z_d} \quad (5.26)$$

d'où :

giving:

$$u_2 = \frac{Z_{12}}{Z_{cor}} u_1 \quad (5.27)$$

où Z_{cor} est l'impédance d'onde du conducteur 1, en présence d'effet couronne. u_2 et u_1 sont les tensions existant simultanément à l'abscisse 1 respectivement sur les conducteurs 2 et 1.

in which Z_{cor} is the wave impedance of conductor 1 in the presence of corona. u_2 and u_1 are voltages existing simultaneously at the abscissa 1, and respectively on conductors 2 and 1.

En présence d'effet couronne, le coefficient de couplage k_{ij} se modifie donc comme suit :

In the presence of corona, coupling coefficient k_{ij} is therefore modified as follows:

$$k_{cor\ ij} = k_{ij} \frac{Z_i}{Z_{cor\ i}} \quad (5.28)$$

La même remarque qu'au paragraphe 5.1.1 peut être faite ici :

The comment of para. 5.1.1 also applies here:

Comme au passage du front de l'onde vers la queue de l'onde (passage de la phase d'ionisation active à la phase passive sans ionisation), il n'y a pas de discontinuité de la valeur $Z_{COR i}$, il n'y a pas non plus discontinuité de la valeur du coefficient de couplage : au-delà du front, le couplage ne passe pas brusquement de $k_{COR ij}$ à k_{ij} . Par conséquent, il n'y a pas de "saut" de la tension induite au voisinage de la valeur de crête.

La figure 34 donne un exemple de tension induite : nous avons à nouveau utilisé pour le conducteur, siège de l'effet couronne, le conducteur de $r = 1,32$ mm, pour lequel les valeurs de Z_0/Z_{COR} sont données au paragraphe 5.1.3 ; d'autre part, nous avons retenu la valeur $k_{ij} = 0,25$.

Since, on passage from the wave front to the wave fall (changeover from active ionization phase to the ionization-free passive phase), there is no discontinuity in the value of $Z_{COR i}$, nor is there any discontinuity in the value of the coupling coefficient: beyond the front, coupling does not change suddenly from $k_{COR ij}$ to k_{ij} . Consequently, there is no "jump" in induced voltage in the vicinity of the peak value.

Figure 34 gives an example of induced voltage: we have again used the conductor of $r = 1.32$ mm, (for which values Z_0/Z_{COR} are given in para. 5.1.3) as the seat of the corona; also, we have retained the value $k_{ij} = 0.25$.

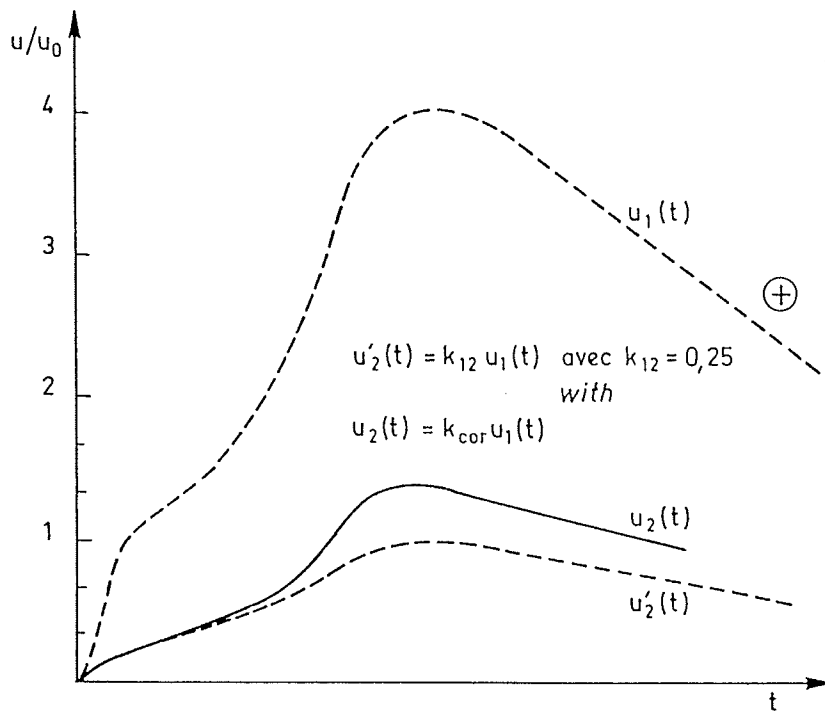


Figure 34 : Exemple de couplage entre deux conducteurs en présence d'effet couronne

Example of coupling between two conductors in the presence of corona

6 CONCLUSION GENERALE

Le présent travail, consacré à l'étude de l'atténuation supplémentaire de propagation des surtensions le long des lignes aériennes, sous l'influence de l'effet couronne, se compose de trois parties principales :

- 1 - l'étude des cycles de charge $q(u)$ en laboratoire
- 2 - l'étude de la déformation de propagation des ondes de surtensions
- 3 - l'influence de l'effet couronne sur les phénomènes de réflexions d'ondes en extrémité de ligne, ainsi que sur le couplage entre conducteurs parallèles voisins.

L'étude des cycles de laboratoire a porté sur 6 configurations de conducteurs (trois rayons différents et trois types de faisceaux) couramment utilisés sur les lignes, ainsi que sur deux formes d'onde, en polarité positive et négative. Cet ensemble de résultats expérimentaux a permis d'élaborer des lois de similitude, à partir desquelles les caractéristiques d'effet couronne transitoire d'une large gamme de conducteurs et de faisceaux peuvent être déterminées.

A l'occasion de ces essais, de nouvelles méthodes de mesure ont été mises au point, permettant notamment de mesurer directement la charge d'espace injectée autour des conducteurs par effet couronne.

Les caractéristiques des cycles $q(u)$ sont ensuite introduites dans un modèle de propagation, en vue de déterminer la distorsion et l'atténuation de propagation ; ce modèle est basé sur le principe de la modification de la vitesse de propagation, elle-même liée au concept de capacité dynamique en présence d'effet couronne.

Pour valider ce modèle, des essais de propagation de surtensions ont été effectués sur une ligne réelle à 220 kV, avec des tensions de choc proches de la tension de contournement des chaînes d'isolateurs.

La confrontation des distorsions de propagation déduites des cycles de charge $q(u)$ avec les distorsions mesurées directement sur la ligne réelle à 220 kV a remarquablement bien confirmé le modèle théorique.

L'analyse des phénomènes de réflexion et de couplage a nécessité l'élaboration d'un nouveau concept, celui d'impédance caractéristique en présence d'effet couronne. Cette impédance, fonction de l'intensité de l'effet couronne, est bien entendu non-linéaire ; de plus, elle ne présente aucune discontinuité à la transition entre la phase d'ionisation autour du conducteur (pendant le front de montée de la surtension) et la phase passive sans ionisation (pendant la queue de l'onde). On montre que, sous l'influence de l'effet couronne transitoire, la surtension en extrémité d'une ligne ouverte est inférieure au double de l'onde

6. GENERAL CONCLUSION

This work, dedicated to the study of supplementary propagation attenuation of voltage surges along overhead lines, due to corona, consists of three main parts:

- 1- laboratory study of charge cycles $q(u)$*
- 2- study of overvoltage wave propagation distortion*
- 3- the effect of corona on wave reflection phenomena at the open end of line, as also on coupling between adjacent parallel conductors.*

The laboratory cycle study covered six conductor configurations (three different radii and three types of bundle) currently used on the lines, together with two wave forms of positive and negative polarity. This set of experimental results has enabled similitary laws to be drawn up, from which the transient corona characteristics of a wide range of conductors and bundles can be determined.

During these tests, new measurement methods were developed, in particular enabling direct measurement of the space charge occurring around the conductors due to corona.

The characteristics of the cycles $q(u)$ are then introduced into a propagation model with a view to determining propagation attenuation and distortion; this model is based on the principle of modification of propagation speed, itself related to the concept of dynamic capacitance in the presence of corona.

To confirm this model, overvoltage propagation tests were conducted on a real 220 kV line, with impulse voltages close to the insulator string flash-over voltage.

Comparison of the propagation distortions deduced from charge cycles $q(u)$ with the distortions measured directly on the actual 220 kV line confirmed the theoretical model remarkably well.

Analysis of reflection and coupling phenomena called for the elaboration of a new concept, that of wave impedance in the presence of corona. This impedance, which is a function of the corona current, is of course non-linear; moreover, it offers no discontinuity whatsoever on the transition between the ionization phase around the conductor (during the rising front of the overvoltage) and the passive ionization-free phase (during the wave fall). It has been shown that, due to transient corona, the voltage surge at the end of an open line is less than double the incident wave, but that the induced voltage on an adjacent conductor is greater than the voltage induced by linear coupling.

incidente, mais que la tension induite sur un conducteur voisin est supérieure à la tension induite par couplage linéaire.

Sur le plan pratique de la protection des postes et de la coordination des isolements, le présent article montre qu'une onde de surtension de foudre se déforme et s'atténue très vite. Le front d'onde s'"aplatit" d'environ $1,5 \mu\text{s}$ en polarité positive, et d'environ $0,8 \mu\text{s}$ en polarité négative, par kilomètre de propagation.

Quant à l'atténuation en amplitude, elle dépend essentiellement de la durée de queue. Ainsi, pour une onde de durée de queue conventionnelle de $7 \mu\text{s}$ (cas d'un amorçage en retour), l'amplitude tombe à la moitié de sa valeur d'origine au bout de 3 km, et au tiers après 10 km. L'amplitude tombe ainsi très rapidement jusqu'au seuil d'effet couronne, au-dessous duquel n'existe plus que l'atténuation par effet Joule.

Il résulte de toute cette analyse que, sauf dans le cas d'un coup de foudre très proche du poste (distance inférieure à 3 km), les surtensions atmosphériques apparaissent tout à fait inoffensives lorsqu'elles atteignent l'entrée d'un poste, pour autant que plus d'une seule ligne lui soit raccordée. Mais même dans le cas d'un poste en antenne (à une seule arrivée), le front d'onde est suffisamment long pour que les parafoudres fonctionnent avec la meilleure efficacité.

Practically, in terms of sub-station protection and insulation coordination, this article shows that a lightning surge wave distorts and attenuates very quickly. The wave front "flattens" for approximately $1.5 \mu\text{s}$ for positive polarity, and for approximately $0.8 \mu\text{s}$ for negative polarity, per kilometer of propagation.

As for amplitude attenuation, this depends essentially on fall time. Thus, for a wave of conventional fall time of $7 \mu\text{s}$ (case of a back flashover), the amplitude drops to half its original value after 3 km, and to one-third after 10 km. The amplitude also falls very rapidly to the corona threshold, below which only attenuation due to the Joule effect exists.

The result of this analysis is that, except in cases of a lightning strike very close to a station (distance of less than 3 km), lightning voltage surges appear completely inoffensive when they reach a sub-station, insofar as more than one line is connected to it. But, even in the case of an "antenna" station (one input only), the wave front is sufficiently long for the lightning arresters to operate at full efficiency.

REMERCIEMENTS

Les auteurs souhaitent remercier très vivement M. J. Malaval, Sous-Directeur, chef adjoint du Service du Transport, pour son appui constant au cours de cette étude, ainsi que MM. Chorel et Canton, du Service du Transport, pour la part active qu'ils ont prise lors des essais sur la ligne à 220 kV.

Ils souhaitent également remercier MM. Sabot, Bonamy et Kleimaier pour leur participation efficace aux mesures de cycles en laboratoire.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors wish to thank warmly M. J. Malaval, Sous-Directeur, chef adjoint du Service du Transport, for his support throughout this study, as well as Messrs Chorel and Canton, Service du Transport, for their active help during the measurements under the 220 kV line.

They wish also to thank Messrs Sabot, Bonamy and Kleimaier for the effective part they took in the laboratory measurements of the cycles.

Calcul de la distorsion de propagation
sous l'influence des pertes Joule
dans les conducteurs et dans le sol

CALCULATION OF PROPAGATION DIS-
TORTION UNDER THE INFLUENCE OF JOULE
LOSSES IN CONDUCTORS AND IN THE EARTH

par

by

M. KLEIMAIER *
RWE - AG
ESSEN

1. INTRODUCTION

On suppose qu'une onde de choc est injectée sur une phase de la ligne à 220 kV. On détermine par le calcul la forme et l'amplitude, après une propagation de 10 km, du signal apparaissant sur la phase d'injection ainsi que sur les phases voisines par couplages inductif et capacitif.

Le calcul, basé sur la transformation de Fourier, fait également appel à la théorie des modes.

2. METHODE DE CALCUL

Le calcul de la distorsion d'onde est conduit suivant l'organigramme représenté au tableau A.I.

Les étapes de ce calcul sont les suivantes :

A - Caractéristiques de transfert
de la ligne

1. On détermine, pour plusieurs fréquences comprises entre 0 et 3 MHz, les matrices d'impédance $Z(j\omega)$ et d'admittance $Y(j\omega)$ de la ligne.

2. Leur produit matriciel fournit l'équation de propagation des courants en régime sinusoïdal :

$$\frac{\partial^2}{\partial \ell^2} \{I\} = [Y][Z]\{I\}$$

3. Par diagonalisation de cette matrice $[Y][Z]$, on détermine à la fois les modes de propagation et les constantes de propagation caractéristiques de la ligne considérée.

4. Pour une ligne à 3 conducteurs, on obtient 3 modes, dont les courants modaux sont voisins des valeurs suivantes :

$$\begin{array}{l} \text{mode homopolaire (3)} \\ \text{mode bifilaire (2)} \\ \text{mode interphase (1)} \end{array} \begin{bmatrix} +1 & +1 & +1 \\ +1 & 0 & -1 \\ +1/2 & -1 & +1/2 \end{bmatrix} = [N]^{-1} \begin{array}{l} \text{homopolar mode (3)} \\ \text{bi-polar mode (2)} \\ \text{inter-phase mode (1)} \end{array}$$

1. Introduction

It is assumed that a surge wave is applied to a phase of a 220kV line. The form and amplitude of the signal which appears on the phase as well as on neighbouring phases by inductive and capacitive coupling, after propagation of a distance of 10 km, is determined by calculation.

The calculation, based on Fourier transformation, also makes use of the theory of modes.

2. Calculation method

Calculation of wave distortion is carried out according to the flow chart illustrated in Table A.I. This calculation is divided into the following phases:

A - Characteristics of line transfer -

1. The impedance matrices $[Z(j\omega)]$ and admittance matrices $[Y(j\omega)]$ of the line are determined for a number of frequencies between 0 and 3 MHz.

2. Their matrix product supplies the current propagation equation under sinusoidal conditions:

3. The characteristic propagation modes and propagation constants of the line in question are both determined by diagonalization of this matrix $[Y][Z]$.

4. With a 3-conductor line, 3 modes are obtained, whose modal currents are close to the following values:

* Travail réalisé au cours d'un stage à Electricité de France (Clamart)

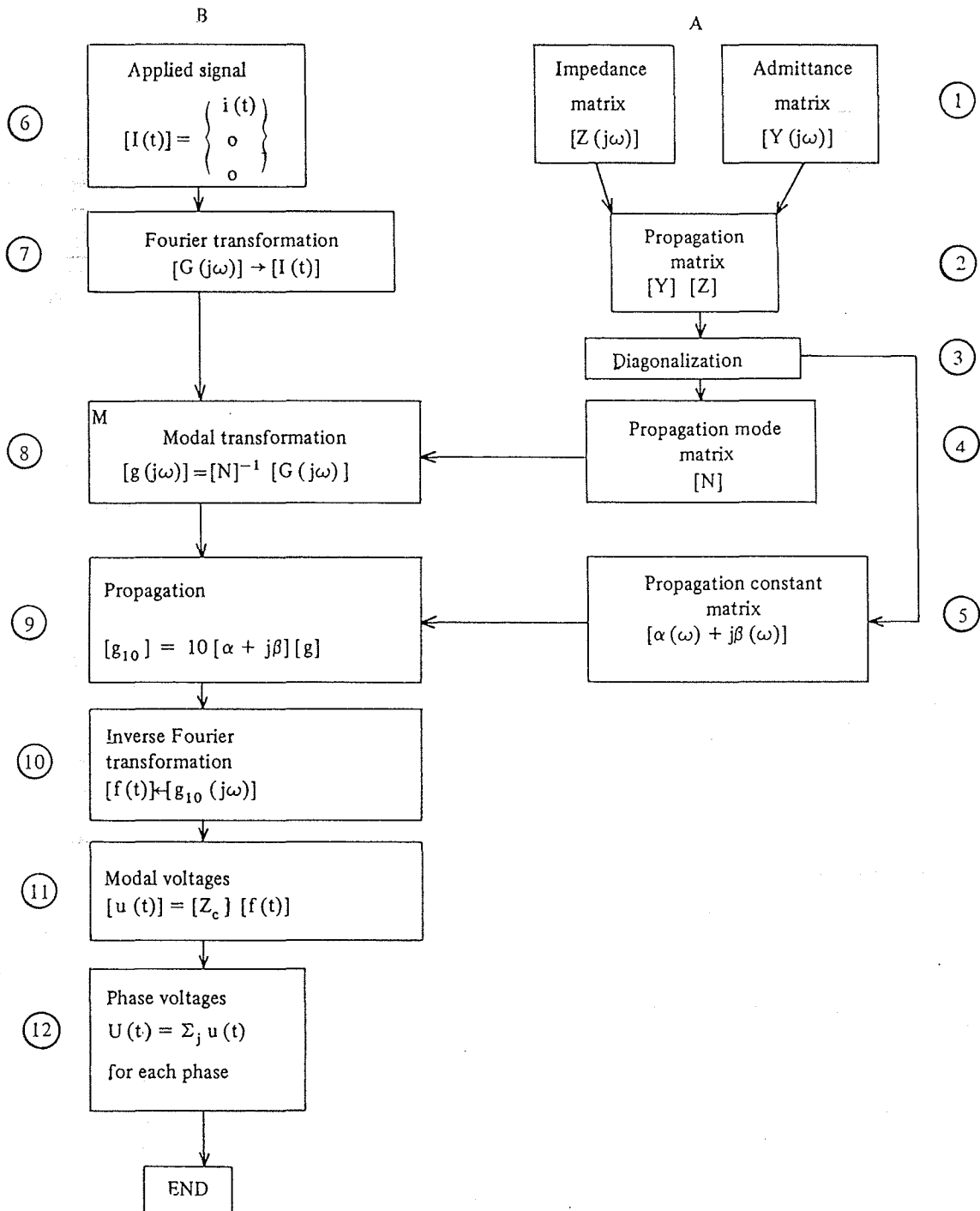
* Work achieved during a stay at Electricité de France (Clamart)

Tableau A.I.

Organigramme du calcul de la distorsion de propagation.

Table A.I

Flow chart of propagation distortion calculation



En réalité, les modes varient légèrement en fonction de la fréquence, de sorte qu'en toute rigueur, il aurait fallu considérer une matrice modale [N] par fréquence.

En pratique, on peut se contenter de diviser la plage complète en 3 gammes, à l'intérieur de chacune d'elles [N] reste constant. Les valeurs suivantes ont alors été retenues :

Fréquences 0 – 10 kHz

Frequencies 0 – 10 KHz

Fréquences 10 kHz – 100 kHz

Frequencies 10 KHz – 100 KHz

Fréquences 100 kHz – 3 MHz

Frequencies 100 KHz – 3 MHz

Actually the modes vary slightly, as a function of frequency ω , so that, strictly speaking, a modal matrix (N) should be considered for each frequency.

One may be satisfied, in practice, to divide the complete range into three ranges, [N] remaining constant within each of them. The following values are then selected:

		Mode n°		
		1	2	3
Phases	1	0,510	1	1
	2	-1	0	0,939
	3	0,510	-1	1
Phases	1	0,517	1	1
	2	-1	0	0,960
	3	0,517	-1	1
Phases	1	0,526	1	1
	2	-1	0	0,988
	3	0,526	-1	1

Malgré cette simplification, les écarts par rapport aux modes réels restent toujours inférieurs à 1 pour cent.

The deviations with regard to true modes remain always lower than 1 percent, in spite of this simplification.

5. On obtient également les atténuations α , que l'on peut bien entendu exprimer en valeurs linéaires ou logarithmiques (décibels) et les déphasages de mode liés à la constante de longueur d'onde

5. Attenuations α are obtained: these may of course be expressed as values per unit length or as logarithms (decibels). The modal phase displacements equated with the wave length constant, are also obtained by

$$\beta = 2 \pi f/v = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Le tableau A.II donne les valeurs de α (dB/km) et de la vitesse de propagation v (km/s) calculées à partir de la matrice [Y].[Z]. La résistivité du sol a été supposée 100 Ω m, valeur moyenne dans la région parisienne.

Table A.II gives values for α (db/km) and for propagation speed v (km/s) calculated from the matrix [Y][Z]. Resistivity of the earth is assumed to be 100 Ω m, an average value for the Paris region.

B - Traitement du signal injecté

B - Processing of the injected signals

6. Le signal en tension et le signal en courant injectés dans la ligne sont reliés par la matrice des impédances d'onde :

6. The injected voltage signals and current signals are linked through the surge impedance matrix.

$$\{u(t)\} = [Z_c] \{i(t)\}$$

où [Z_c] est facilement calculé à partir des coefficients de potentiel P de la ligne ; en supposant celle-ci sans pertes, hypothèse

[Z_c] can be easily calculated from the potential matrix [P] of the line; if we assume it to be lossless,

Tableau A.II

Atténuations et vitesses de propagation calculées pour les fréquences spectrales du signal injecté.

Table A.II

Attenuations and propagation speeds calculated for the various frequency components of the injected signal

Frequency	Attenuations dB/km			Speeds km/s		
	Mode 1	Mode 2	Mode 3	Mode 1	Mode 2	Mode 3
500 Hz	$0.385,10^{-2}$	$0.339,10^{-2}$	$0.936,10^{-2}$	$0.2996,10^6$	$0.297,10^6$	$0.228,10^6$
1 KHz	$0.544,10^{-2}$	$0.482,10^{-2}$	$0.176,10^{-1}$	$0.2997,10^6$	$0.297,10^6$	$0.235,10^6$
3 KHz	$0.944,10^{-2}$	$0.853,10^{-2}$	$0.482,10^{-1}$	$0.2998,10^6$	$0.297,10^6$	$0.246,10^6$
6 KHz	$0.134,10^{-1}$	$0.125,10^{-1}$	$0.898,10^{-1}$	$0.2999,10^6$	$0.297,10^6$	$0.254,10^6$
10 KHz	$0.173,10^{-1}$	$0.170,10^{-1}$	0.140	$0.2999,10^6$	$0.2971,10^6$	$0.2591,10^6$
30 KHz	$0.300,10^{-1}$	$0.364,10^{-1}$	0.349	$0.2999,10^6$	$0.2974,10^6$	$0.2706,10^6$
100 KHz	$0.557,10^{-1}$	$0.938,10^{-1}$	0.855	$0.2999,10^6$	$0.2980,10^6$	$0.2812,10^6$
300 KHz	0.100	0.219	$0.177,10^1$	$0.2999,10^6$	$0.2986,10^6$	$0.2883,10^6$
600 KHz	0.145	0.359	$0.271,10^1$	$0.2999,10^6$	$0.2989,10^6$	$0.2915,10^6$
1 KHz	0.191	0.505	$0.366,10^1$	$0.2999,10^6$	$0.2992,10^6$	$0.2933,10^6$

simplificatrice que nous ne retiendrons que pour les étapes 6 et 11 ; on a en effet :

simplifying hypothesis which is retained for the calculations steps (6) and (11), then

$$[Z_c] = 60 [P]$$

Cette transformation de $u(t)$ en $i(t)$ résulte des considérations suivantes : bien que la ligne ait été attaquée "en tension" sur une phase seulement, les autres phases étaient également soumises à une tension par couplage ; les conditions aux limites sont dès lors beaucoup plus faciles à exprimer en courant, puisque pour les trois phases de la ligne, la relation u, i est donnée par :

Transformation from $U(t)$ into $i(t)$ is the result of following considerations: although the voltage surge was applied only the one phase of the line, the other phases were submitted to an induced voltage; the boundary conditions are therefore much easier to express in terms of injected currents:

$$\begin{pmatrix} u_1(t) \\ u_2(t) \\ u_3(t) \end{pmatrix} = [Z_c] \begin{pmatrix} i_1(t) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

7. On passe alors à la transformation de Fourier du courant injecté.

7. We then pass to the Fourier transformation of the injected current signal.

Nous avons représenté celui-ci par une double exponentielle (fig. A.1) :

We have represented the latter by a double exponential function (Fig. A.1).

$$i(t) = e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_2}$$

En outre, pour faciliter le calcul des coefficients de Fourier, nous avons supposé que le signal était périodique, de période de répétition T .

Moreover, to facilitate calculation of the Fourier coefficients, we have assumed that the signal is periodic with a repetition period of T .

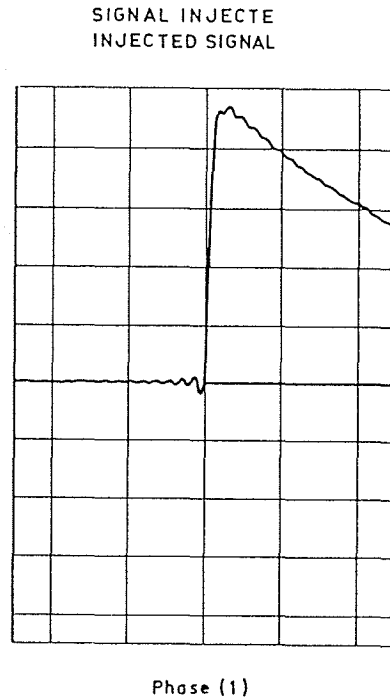
Nous avons fixé :

We have set:

$$\begin{aligned}\tau_1 &= 8 \mu s \\ \tau_2 &= 0,1 \mu s \\ T &= 100 \mu s\end{aligned}$$

Le spectre est alors donné par *The spectrum is then given by the equation:*
l'expression :

$$G(j\omega) = \frac{1}{T} \left[\frac{1 - j\omega \tau_1}{1 + \omega^2 \tau_1^2} - \frac{1 - j\omega \tau_2}{1 + \omega^2 \tau_2^2} \right]$$



Echelle } x : 2 μs /div.
Scale } y : 0,2 /div.

Figure A.1. – Signal injecté dans la phase (1) de la ligne, obtenu par composition spectrale

– Signal injected in phase (1) of the line.

8. La transformation modale est effectuée, en tenant compte des matrices modales [N] relatives aux trois tranches de fréquences considérées en 4. Le résultat de cette opération est un système de [9] spectres [g], qui correspondent aux 3 modes, et pour chacun d'eux aux valeurs de courants spectraux de chacun des 3 conducteurs.

8. The modal transformation is carried out, taking account of modal matrices (N) related to the three frequency ranges considered in (4). The result of this operation is a system of 9 spectra (g), which correspond to 3 modes, and, for each of them, the value of the spectrum currents for each of the three conductors.

9. On applique maintenant à chaque spectre modal une correction d'atténuation, qui rend compte de l'affaiblissement de chaque composante spectrale au cours de sa propagation le long de 10 km de ligne. De même, on lui applique la correction de phase, qui rend compte du déphasage relatif.

9. An attenuation correction is now applied to each of the three modal spectra, this reflects the weakening of each spectrum component during propagation along 10 km of line. Similarly, phase correction is also applied, to take account of relative phase shift.

Le nouveau système de 9 spectres, représenté par g_{10} , a donc subi par rapport à g une double distorsion en amplitude du fait des atténuations, en phase du fait des vitesses de propagation, qui sont fonction à la fois de ω et du mode considéré.

g_{10} est le système de spectres correspondant au signal $I(t)$ après sa propagation.

10. On applique la transformée de Fourier inverse à chaque spectre modal indépendamment : cette opération fournit le signal modal, sur chaque phase, en fonction du temps : nous sommes donc passés de 9 spectres à 9 signaux temporels, que l'on peut mettre sous la forme matricielle $[f(t)]$.

11. Mais ceux-ci sont des courants ; il convient maintenant de passer aux signaux en tension, par la transformation matricielle

$$[u(t)] = [Z_c] [f(t)]$$

Les figures A.2, A.3 et A.4 montrent les systèmes de 3 tensions modales relatives à chaque mode, telles qu'elles existent après 10 km de propagation.

12. Enfin, pour obtenir le signal existant sur chaque conducteur i , il convient de faire, pour chacun d'eux, la somme des 3 tensions de mode j :

$$u_i(t) = \sum_{j=1}^3 u_{ij}(t)$$

Le signal définitif ainsi déterminé est représenté sur la figure A.5.

The new system of 9 spectra represented by $[g_{10}]$, has thus been doubly distorted with respect to $[g]$: in amplitude because of α attenuations, in phase because of propagation speeds, which are functions both of ω and of the mode considered.

$[g_{10}]$ is a system of spectra corresponding to the signal $i(t)$ after propagation.

10. The inverse Fourier transformation is now applied to each of the modal spectra separately: this operation supplies the modal signal on each phase, as a function of time: we have thus passed from 9 spectra to 9 time signals, which may be shown in the form of a matrix $[[f(t)]]$.

11. However, the latter are currents; we should now pass the voltage signals, by means of matrix transformation

Figures A.2, A.3, A.4 show the systems of 3 modal voltages relative to each mode as they exist after propagation of 10 km.

12. Finally, to obtain the real signal existing in each conductor (i), a sum of the three (j) mode voltages should be calculated for

The final signal thus determined is represented in Figure A.5.

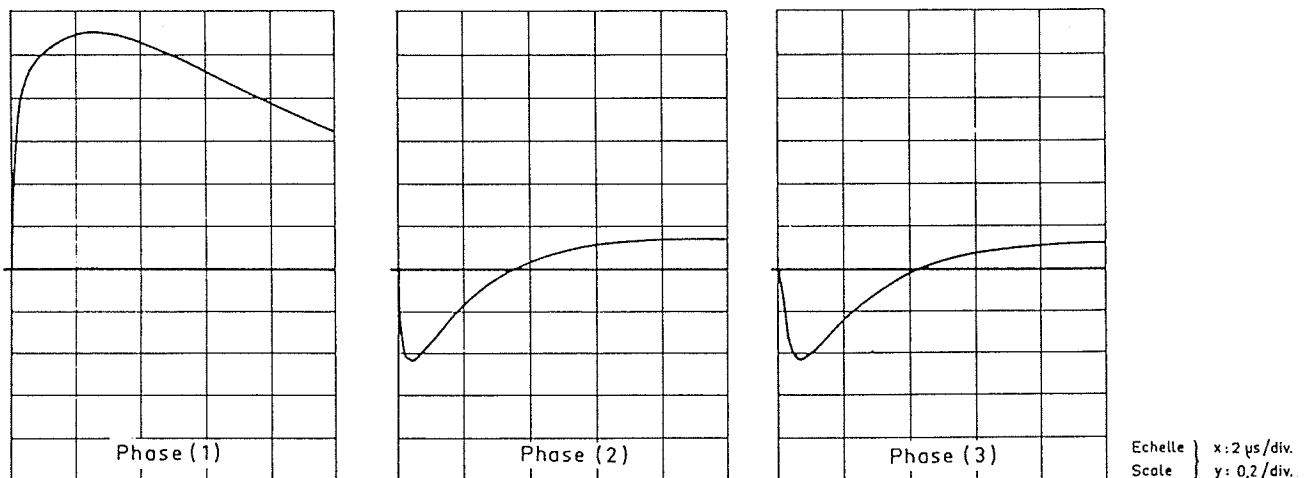


Figure A.5. — Signal complet à 10 km du point d'injection
Total signal at 10 km from injection.

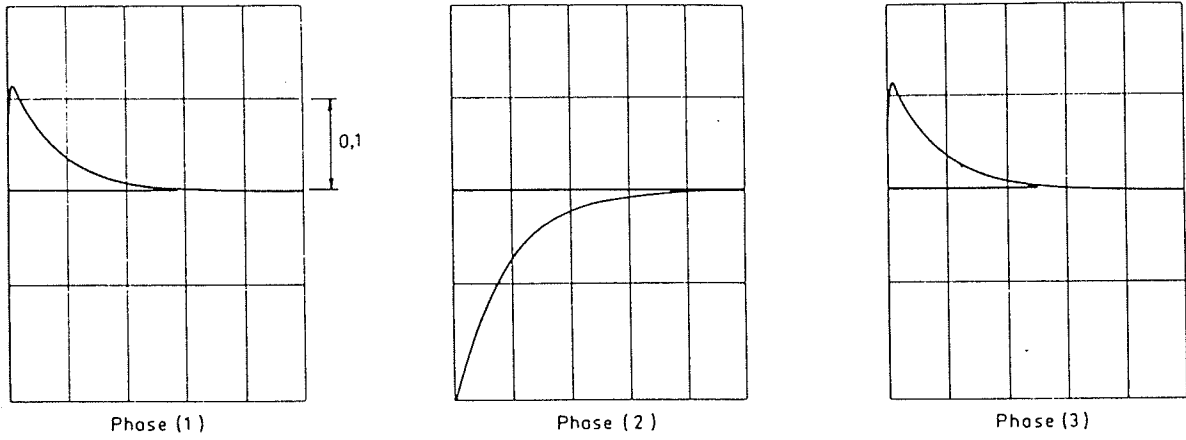


Figure A.2. – Signal de mode 1 à 10 km du point d'injection
 – Signal of mode (1) at 10 km from injection

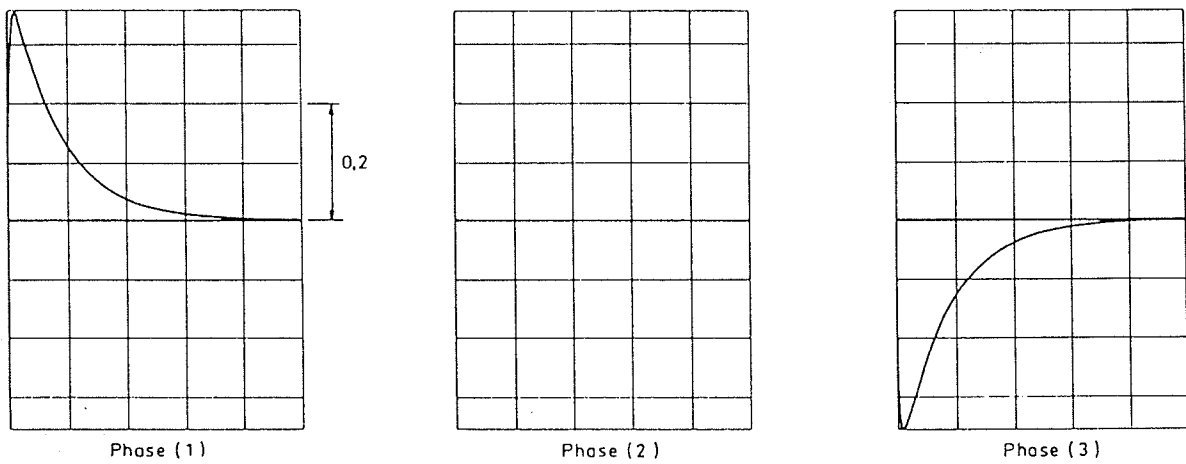


Figure A.3. – Signal de mode 2 à 10 km du point d'injection
 – Signal of mode (2) at 10 km from injection

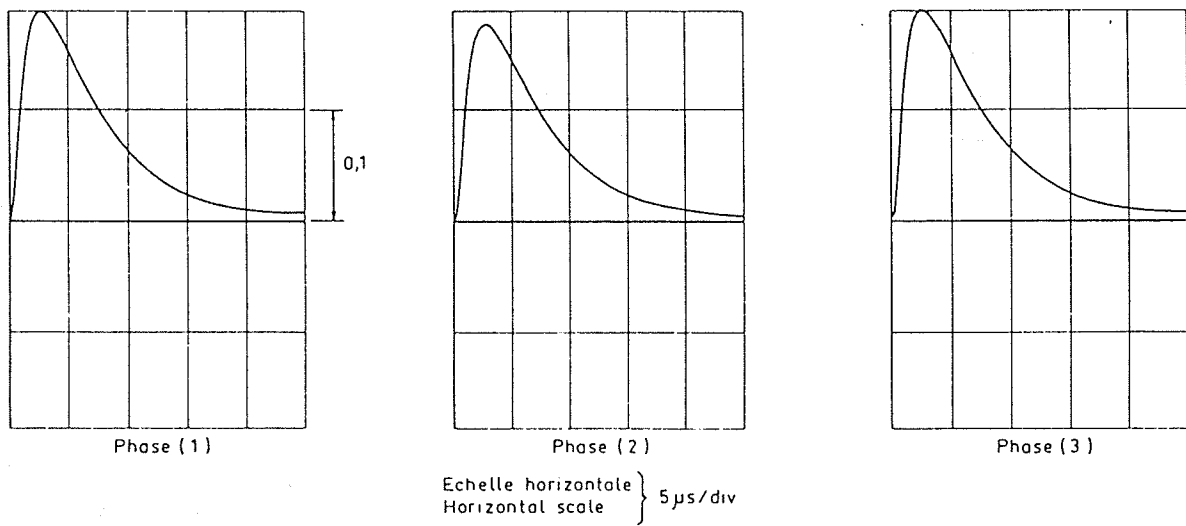


Figure A.4. – Signal de mode 3 à 10 km du point d'injection.
 – Signal of mode (3) at 10 km from injection.

BIBLIOGRAPHIE - BIBLIOGRAPHY

1. Abdel-Salam, M., Stanek, E.K.
"Mathematical-physical model of Corona from Surges on High Voltage Lines.
IEEE Trans. on Industry Appl., May/June 1987, pp. 481-489
2. Afghani, M., Harrington, R.J.,
Charge Model for Studying Corona During Surges on Overhead Transmission Lines",
Proc. IEE, 130-C, January 1983.
3. Aleksandrov G.N.,
L'effet couronne sur les lignes de transport
(Izd. Energie, 1964, Leningrad (in Russian)).
4. Alexander, G.W., Mielke, J.E., Trojan, H.T.
"Switching Surges on Northern States Power Company's 345 kV Circuits"
IEEE TRANS, PAS-89, No 8.
5. Amentani, A., Motoyama, H.
"A Linear Corona Model",
EMTP Newsletter, March 1987
6. Aso, T., Fujitaka, S.
"On the corona distortion of high-voltage surges in power transmission lines"
J. IEE (Japan), vol. 74, October 1954, pp. 1211-1217
7. Carneiro, S.
"A comparative study of some Corona models and their implementation in the EMTP"
Trans. of CEA Eng. and Oper., Vol. 27, 1987/88
8. Carneiro, S., Marti, J.R.
"Evaluation of Corona models in electromagnetic transients simulations"
9. Carson, J.R.
"Wave propagation in wires with ground return."
Bell Syst. Techn. J., 1926-5, pp. 539-554
10. Cladé, J.J., Gary, C.H., Lefèvre, C.A.
"Calculation of Corona losses beyond the critical gradient in Alternating Voltage"
IEEE Trans., vol. PAS-88, 1969
11. Christopoulos, C.,
"Propagation of Surges Above the Corona Threshold on a Line with a Lossy Earth Return"
COMPEL, Vol. 4, n 2, 91-102, 1985
12. Comber, M.G., Deno, B.W., Zaffanella, L.E.
Chapter 4, "Transmission Line Reference Book"
345 kV and above, EPRI, 1982
13. Correia de Barros, M.T., Borges de Silva
"Computer Simulation of the A.C. Corona Effect Above the Critical Gradient"
Proceedings of the 7th PSCC Lausanne, July 1981, pp. 894-899
14. Correia de Barros, M.T.
"Efeito Coroa em Linhas de Transporte de Energia" (in Portuguese)
Tese de Doutorado, IST, Lisboa, 1985
15. Davis, R., Cook, R.W.E.
"The Surge Corona Discharge",
IEE Monograph no 415, pp. 230-239, Novembre 1960
16. Dolghinov, A.I.
"Les processus de propagation sur les lignes aériennes en considérant l'effet couronne"
(J.T.F., 1954, v. XXIV, nr 6 (in Russian)).
17. Gary, C., and Gervais G.
"Calcul de la réponse transitoire d'une ligne triphasée à un échelon unité de tension"
Electricité de France, Bulletin de la Direction des Etudes et Recherches, 1968, série 2, pp. 53-82
18. Gary, C., Dragan, G., Cristescu, D.
"Considérations sur la déformation des ondes de surtension sur les conducteurs des lignes électriques aériennes"
Revue Roumaine des Sciences Techniques, n 2, vol. 21, 1976
19. Gary, C., Cristescu, D., Dragan, G.
"Attenuation of surge propagation due to Corona - A summary of present knowledge"
Part I : Laboratory measurements
Part II : Calculation of the propagation distortion
Colloque du CE 33 - Tokyo, octobre 1987
20. Gary, C., Dragan, G.
"Impulse waves transmission and reflections in high voltage lines under Corona discharge"
Revue Roumaine des Sciences Techniques, No 32, Bucarest 1987
21. Gary, C., Dragan, G., Lungu, I., Colteanu, M.
"L'intensité du champ électrique dans l'enveloppe de l'effet couronne de choc autour d'un conducteur"
Bulletin de l'Institut Polytechnique de Bucarest - Tome XLIX, 1987,
et Bulletin Scientifique de l'Ass. des Ing. Electr. de l'Institut Montefiore, Liège, 3-4 décembre 1984
22. Gary, C., Dragan, G., Cristescu, D.,
"Attenuation of Travelling Waves Caused by Corona",
CIGRE Report, 33-13, 1978
23. Gary, C., Dragan, G., Cristescu, D.
"Method of calculating distortion characterisation of the cycles"
CIGRE, Brasilia, 1981, paper SC-33
24. Gary, C., Moreau, M.
"L'effet de couronne en Tension Alternative",
Eyrolles, 1976

25. Gary, C., Timotin, A., Cristescu, D.
"Prediction of Surge Propagation Influenced by Corona and Skin Effect",
Proc. IEE, 130-A, July 1983, pp. 264-272
26. Gela, G., Janischewskyj, W.
"Surges on single-conductor transmission lines exhibiting effects of frequency an Corona"
IEEE Int. Symposium - Munich, 1976
27. Gela, G., Janischewskyj, W., Semlyen, A.
"Modelling of Transmission Lines Including Corona and Frequency Dependence of Parameters"
Records of the International Electr. Electronics Conference and Exposit. Sept. 29-30, Oct. 1, 1975, Paper 75243
28. Gela, G.
"Propagation of Surges on Transmission Lines including Frequency and Voltage Dependence of Parameters",
M.A.Sc. Thesis, 1975, Department of Electrical Engineering, University of Toronto
29. German D.M., Stark W.B., Rowlands A.R., Waters R.T.
"Corona Attenuation of Surges on Transmission Lines",
4th International Symposium on High Voltage Engineering, Athens, 9 September 1983, 45.02, pp. 1.4.
30. Hamadani-Zadeh, K.
"Dynamic Corona Model and Frequency-Dependent Line Model for the EMTP,
IREQ Report, October 1986
31. Harrington, R.J., Afghani, M.
"Implementation of a Computer Model to Include the Effects of Corona in Transient Overvoltage Calculations",
IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-102, pp. 902-910, April 1983
32. Hoki, S., Mita, N., Ikeda, G., Kinoshita, K.
"Travelling waves tests of the Tanashi testing transmission line"
Researches of the Electrotechnical Laboratory (Japan), No 544, January 1955, pp. 1-83.
33. Hylten-Cavallius, N., Gjerlov, P.
"Distortion of travelling waves in high-voltage power lines"
Asea Research No 2, Publ. by Asea Västerås(Sweedeen), 1959
34. Inoue, A.,
"High Voltage Travelling Waves with Corona Discharges on Bundled Conductors",
Paper A78 170-3, IEEE PES Winter Meeting, N.Y., 1978
35. Inoue, A.
"Propagation Analysis of Overvoltage Surges with Corona Based upon Charge Versus Voltage Curve"
IEEE Trans., Vol. PAS-104, No 3, pp. 655-662, March 1985
36. Inoue, A., Miyake, K., Kumagai, M.
"Corona streamers in high voltage travelling wave"
CRIEPI Rep. No 180031, 1981
37. Inoue, A., Kishijima, I., Miyake, K.
"Measurement of current surges with Corona"
Fifth ISH, Braunschweig, August 1987
38. Khalifa, M. et al.
"Computation of Corona current and its effect on travelling surges"
Part I. Case of positive lightning surges
IEEE Trans. PAS.899 (1970) 1816-1825
39. Kostenko, M.V.
"Les surtensions atmosphériques et la protection des installations haute tension"
Gosenergoizdat, 1949, Moscou, 326 pages (in Russian)
40. Koster, H.J., Weck, K.H.
"Attenuation of Travelling Waves by Impulse Corona"
CIGRE 33-18, 1981
41. Kudyan, H.M., Shih, C.H.
"A Nonlinear Circuit Model for Transmission Lines in Corona"
IEEE Trans on PAS, vol. 100, March 81
42. Lee, K.C.
"Non-Linear Corona Models in an Electromagnetic Transients Program (EMTP)"
IEEE Trans., PAS-102, Sept. 1983, pp. 2936-2942
43. Lewis, I., Faust, K.
"Lightning Investigation on Transmission Lines"
Trans. AIEE, 1930, nr. 49)
44. Mac-Cann, C.D.
"The effect of Corona on coupling factors between ground wires and phase conductors
(Trans. AIEE, 1943, v. 62)
45. Marti, J.R., Liu, J.
"Suppression of numerical oscillations in the EMTP,
IEEE PES, Paper 88 SM732-0, July 1988
46. Maruvada, P.S., Menemenlis, H., Malevski, R.
"Corona Characteristics of Conductor Bundles under Impulse Voltages
IEEE Trans. on PAS, vol. 96, Jan./Feb. 77
47. Maruvada, P.S., Nguyen D.H.
"Modèle numérique et analogique de l'effet couronne utilisé pour le calcul des surtensions temporaires"
IREQ Internal Report No IREQ - 5 RT 3571 G, 1986
48. Maruvada, P.S., Nguyen, D.H., Hamadani-Zadeh, H.
"Studies on modelling Corona attenuation of dynamic overvoltages"
IEEE-PES, Paper 88 SM 574-5, July 1988
49. Nagaoka, N., Motoyama, H., Ametani, A.
"Lightning Surge Calculations including Corona effects using a two-conductors model"
Electric Power Systems Research, 13 (1987)
50. Ouyang, M., Kendall, P.G.
"Tests on Distorsion and Attenuation of Waves on an Overhead Line"
IEEE Trans., vol. PAS-94, Mar-Apr 1975

51. Ovick, N.L., Kusic, G.L.
"Including Corona effects for travelling Waves on Transmission Lines"
IEEE Trans vol. PAS-103, Déc. 1984
52. Parasuram, M.K.
"Calculation of Impulse Wave Distortion and Attenuation due to Corona by the Method of Finite Differences"
M.A.Sc. Thesis, Univ. of Toronto, Dept of Electrical Engineering, 1967
53. Peek, F.W.
"Dielectric Phenomena in High Voltage Engineering"
McGraw Hill, 1915
54. Popescu, A.
"Contributions à l'étude de la protection des sous-stations haute tension contre les surtensions atmosphériques"
(Thèse de doctorat, sous la direction du Prof. Dr. G. Dragan, Bucarest, 1974)
55. Portela, C.M.
"Computer Simulation of Electromagnetic Transients with Non-Linear Phenomena"
Proceedings of the VI. PSCC, 1978
56. Radulet, R., Timotin, Al., Tugulea, A.
"The propagation equations with transient parameters for long lines with losses"
Rev. roumaine Sci. Tech. Electrotech. Energetique, 1970, 15, (4), pp. 587-599
57. Razewig, D.V.
"Surtensions atmosphériques sur les lignes de transport"
Ed. d'Etat Energétique, Moscou, 1959 (en russe)
58. The Renardières Group
"Research on long air gap discharges at Les Renardières"
Electra No 23 - July 1972, and Electra No 35 - July 1974
59. Saied, M.M., Safar, Y.A.
"Electromagnetic transients on compensated lines under Corona. Electr. Machines and power Syst., 16 : 441-462, 1989 - Hemisphere Publishing Corp.
60. Santiago, N.H.C.
"Atenuacao de Surtos en Linhas de Transmissao Devido ao Efeito Coroa"
(in Portuguese), Tese de Doutorado, COPPE-UFRJ, Rio de Janeiro, 1987
61. Santiago, N.H.C., Portela, C.M., Pinto, A.R.
"Corona Effect on the Attenuation of Transmission Line Surges - Analysis and Modelling"
Proc. 5th Symposium on High Voltage Engineering, Paper 91.02, Braunschweig, August 1987
62. Semlyen, A., Wei-Gang, K.
"Corona Modelling for the Calculation of Transients on Transmission Lines"
IEEE Trans., vol. PWRD-1, n. 3, July 86
63. Skilling, H.H., Dykes, K.
"Distorsion of travelling waves by Corona"
Electr. Enagen, 1937, nr. 56
64. Stecolnikov, I.S., Lavorski, V.V.
"Effet couronne d'impulsion"
(Bul. VEI 1935, nr. 3, Moscova (in Russian))
65. Suliciu, M.M., Suliciu, I.
"A Rate Type Constitutive Equation for the Description of the Corona Effect"
IEEE Trans. on PAS, vol. 100, Aug. 81, pp. 3681-3685
66. Timotin, Al.
"Wave propagation on unifilar line with ground return"
Rev. Roumaine Sci. Tech. Electrotech. Energetique, 1970, 15, pp. 175-194
67. Timotin, Al.
"Longitudinal transient parameters of a unifilar line with ground return"
ibid., 1967, 12, pp. 523-535
68. Umoto, J., Hara, T.
"Numerical analysing of line equations considering Corona loss on single-conductor system"
J. Inst. Electr. Eng. Jpn, 89 (1969), 909-916
69. Wagner, C.F., Gross, I.W., Lloyd, B.L.
"High-Voltage Impulse Tests on Transmission Lines"
AIEE Trans., vol. 73 - Pt. III, pp. 196-210, April 1954
70. Wagner, C.F., Lloyd, B.I.
"Effect of Corona on travelling waves"
Trans. AIEE, v. 74, p. III, oct. 1955
71. Waters, R.T. and al.
"The simulation of surge Corona on transmission lines"
IEEE PES, Paper 88 SM 552-2, July 1988
72. Weck, K.H.
"Impulse Corona on conductors"
Rapport préliminaire au Groupe de Travail CIGRE 33-01, Le Puy, France, 1974
73. Weck, K.H.
"Distortion of Lightning Overvoltages by Corona"
CIGRE 33-84
74. Wei-Gang, K., Semlyen, A.
"Computation of Electro-Magnetic Transients on Three-Phase Transmission Lines with Corona and Frequency Dependent Parameters"
IEEE Trans., PWRD-2, no 3, July 1987
75. Zaiantz, S.L., Kostenko, M.V., Liapin, A.G.
"Recherches expérimentales et méthode de calcul sur la détermination des ondes sur les lignes de transport due à l'effet couronne"
Tr. Leningr. Politech., Inst. vip TVN, 1958, nr. 195 (in Russian)

© CIGRE



3-5 rue de Metz - F-75010 PARIS