La ligne de transmission en connection diagonale

Autor(en): **Galinski, B.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association Suisse des Electriciens, de l'Association des Entreprises électriques suisses**

Band (Jahr): **66 (1975)**

Heft 16

PDF erstellt am: **28.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-915308

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

La ligne de transmission en connection diagonale

Par B. Galinski

621.372.4 : 621.3.062.2

L'auteur présente une étude concernant un segment de ligne de transmission à deux conducteurs, considérée comme un dipôle dont les deux bornes sont formées par l'origine du premier conducteur et par l'extrémité du second conducteur. Les propriétés de ce dipôle sont différentes de celles d'un segment de ligne alimenté de manière conventionelle à l'origine, pour laquelle la somme des courants dans les deux conducteurs est nulle. L'auteur prouve que le segment en question peut toujours être représenté par la connection en série d'un segment de ligne alimenté de façon conventionnelle, et d'un autre élément constitué par la même ligne, mais avec un champ électromagnétique additionnel existant dans l'espace autour de la ligne. Cette thèse est confirmée par les expériences faites pour le cas d'une boucle circulaire en ligne coaxiale.

Der Verfasser legt die allgemeine Theorie der elektrischen Zweidrahtleitung in diagonaler Verbindung, d. h. eines aus einer Strecke einer Doppelleitung bestehenden Zweipols dar. Die Klemmen dieser Doppelleitung werden durch den Anfang der ersten Verbindungsleitung und das Ende der zweiten gebildet. Die Eigenschaften dieses Zweipols sind ganz anders, als die der elektrischen Leitung, wenn sie in üblicher Weise am Anfang gespeist wird. Der Verfasser beweist auf Grund der Theorie des elektromagnetischen Feldes, dass die Leitung in diagonaler Verbindung immer als Reihenschaltung der allgemeinen, mit TEM-Welle gespeisten Leitung und einem gleichen Leitungselement mit anderer Feldverteilung betrachtet werden kann. Vorstehende These wurde durch Versuche bestätigt.

1. Introduction

La théorie des lignes de transmission est devenue une partie classique de la théorie des circuits électriques et la littérature consacrée à ce sujet est très riche, suite aux nombreuses applications techniques des lignes électriques, tant pour la transmission de l'énergie et de l'information que pour la réalisation d'éléments des circuits dans le domaine des hyperfréquences. Il existe en outre beaucoup d'éléments de circuits électriques, comme par exemple des condensateurs et des bobines pour hautes fréquences, qui peuvent être analysés, du moins approximativement, à l'aide du modèle de la ligne électrique. La théorie des lignes «classique», exprimée mathématiquement par l'équation des télégraphistes, se limite toutefois à la considération du transfert d'énergie entre l'entrée et la sortie, qui correspond au cas où les courants dans les deux conducteurs de la ligne bifilaire sont égaux et de direction opposée et où, par conséquent, la somme des courants dans tous les conducteurs de la ligne est nulle. On trouve par contre un bon nombre de cas où cette condition n'est pas remplie, comme par exemple sur un câble coaxial en présence de courants parasites induits dans la couche externe du conducteur extérieur.

Dans l'étude de certains dispositifs, il est donc nécessaire de considérer des conditions d'excitation différentes, dans lesquelles seul un conducteur est alimenté à chaque extrémité: c'est ce qu'on appelle la connection diagonale (fig. 1). Il faut toutefois souligner que, pour réaliser une telle alimentation, les bornes 1 et 2, entre lesquelles a été introduite la source, doivent être proches électriquement l'une de l'autre, en comparaison avec la longueur d'onde. Cela impose certaines limitations sur la configuration de la ligne, qui seront considérées plus en détail par la suite.

Pour bien comprendre ce qui se passe dans le cas d'une ligne alimentée diagonalement, on note tout d'abord, que les courants $\underline{I}_1(z)$ et $\underline{I}_2(z)$ dans les deux conducteurs de la ligne peuvent être décomposés selon le principe de superposition [1][1]):

$$\underline{I}_1(z) = \underline{I}_{C1}(z) + \underline{I}_0(z) \tag{1}$$

$$\underline{I}_2(z) = \underline{I}_{C2}(z) - \underline{I}_0(z) \tag{2}$$

On considère ici les valeurs complexes efficaces des courants et des tensions, désignées par des lettres majuscules soulignées (régime sinusoïdal permanent). Dans le cas de la ligne classique, alimentée à l'origine, $\underline{I}_{C1}(z) = 0$, $\underline{I}_{C2}(z) = 0$ et le seul mode de propagation est le mode transverse électromagnétique (TEM) pour lequel $\underline{I}_1(z) + \underline{I}_2(z) = 0$. Si, par contre, la ligne est alimentée en diagonale (fig. 1), un autre mode, designé par «mode commun», doit exister, qui n'est souvent pas TEM et qui peut être accompagné par un phénomène de rayonnement.

Pour mieux saisir la signification physique de cette situation, on considérera d'abord une ligne bifilaire avec écran, représentée dans la fig. 2, où on a indiqué le champ électrique des deux modes TEM existants: le mode impair (ou différentiel) et le mode pair (ou commun).

En éloignant l'écran vers l'infini, on obtient ensuite la ligne bifilaire considérée ici (fig. 3). Le mode différentiel donne à la limite le mode TEM unique et bien connu de la ligne symétrique. Quant au mode commun, il donne le mode TEM dégénéré qui ne peut pas être excité du fait que l'énergie nécessaire pour le générer serait infinie. Ce qui se passe en réalité dépend de la conductivité des conducteurs et du milieu qui les entoure. Dans le cas des conducteurs électriques parfaits, sans pertes, placés dans un milieu homogène sans pertes, on obtient un mode rayonnant (deux antennes linéaires), tandis que dans

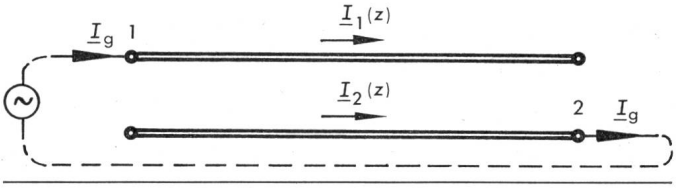

Fig. 1 Ligne de transmission alimentée diagonalement
$\underline{I}_1(z)$, $\underline{I}_2(z)$ Courants dans les conducteurs
$\underline{I}_g$ Courant du générateur
1, 2 Bornes du dipôle

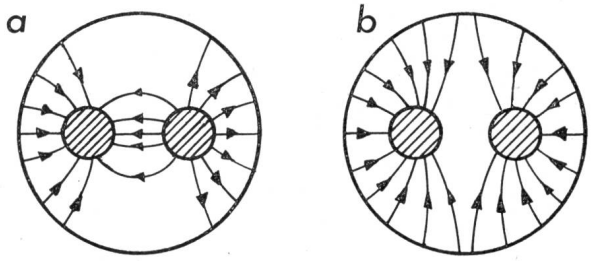

Fig. 2 Distribution du champ électrique pour les deux modes TEM dans une ligne bifilaire avec écran
a mode différentiel *b* mode commun

[1]) Voir la bibliographie à la fin de l'article

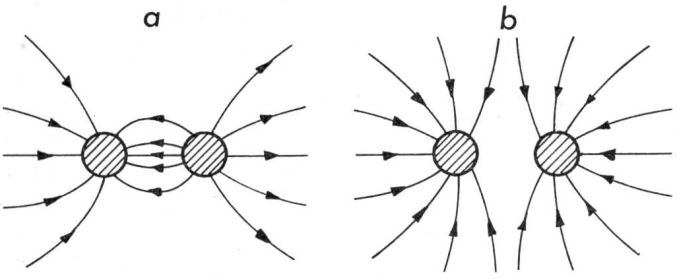

Fig. 3 Les deux modes pour une ligne bifilaire sans écran
a mode TEM existant
b mode dégénéré, impossible à exciter (énergie infinie)

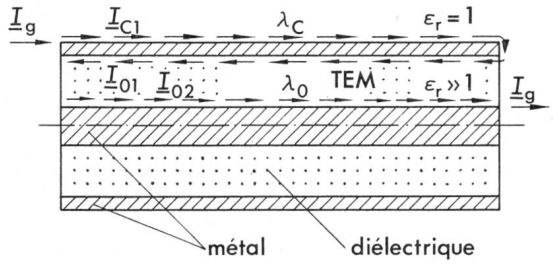

Fig. 4 Ligne coaxiale alimentée diagonalement
$\underline{I}_g$ courant du générateur
$\underline{I}_{01}$, $\underline{I}_{02}$ courants du mode TEM
$\underline{I}_{C1}$ courant du mode commun
λ_C, λ_0 longueurs d'ondes respectivement du mode commun et du mode TEM

le cas de conducteurs avec pertes, ou de conducteurs sans pertes, couverts, entourés d'une couche de diélectrique (inhomogène), on aura le mode correspondant à l'onde de surface sur un guide unifilaire [2].

Revenant maintenant à la ligne alimentée en diagonale, les composants $\underline{I}_0(z)$ et $-\underline{I}_0(z)$ dans les équations (1) et (2) représentent le mode TEM, et les composants $\underline{I}_{C1}(z)$ et $\underline{I}_{C2}(z)$ le mode commun. Le caractère exact de ce dernier mode dépend de la configuration physique de la ligne et du milieu entourant les conducteurs. L'exemple d'une ligne coaxiale représentée dans la fig. 4 permet de comprendre facilement cette situation. Dans ce cas, dans l'espace entre les conducteurs (où on peut avoir $\varepsilon_r \gg 1$) seul existe le mode TEM. Le mode commun supplémentaire, lié au courant $\underline{I}_{C1}(z)$ se limite par contre à l'espace extérieur de la ligne où $\varepsilon_r = 1$. Si notre ligne est alimentée par une source sinusoïdale de fréquence f, on voit facilement que les longueurs d'onde λ_0 et λ_C correspondant aux deux modes considérés ne sont pas égales et satisfont à la formule:

$$\frac{\lambda_C}{\lambda_0} \approx \sqrt{\varepsilon_r} \tag{3}$$

Il se peut donc que la ligne soit électriquement longue pour le mode TEM et en même temps électriquement courte pour l'autre mode. Si par contre la ligne est placée dans un milieu dans lequel $\varepsilon_r \gg 1$ ou $\mu_r \gg 1$ (par exemple un ferrite), elle devient électriquement longue pour les deux modes de propagation (fig. 5).

L'étude présentée ici traite de façon rigoureuse le cas le plus général de la ligne électriquement longue pour les deux modes de propagation. Elle considère comme cas particulier la situation dans laquelle cette ligne devient électriquement courte pour le mode commun. On montre que dans ce cas la ligne alimentée en diagonale peut être représentée par la connection en série de la ligne classique et d'un élément concentré [3].

Le problème a été partiellement traité par *Rajski* [4] et *Struzak* [5; 6], qui ont toutefois introduit des approximations limitant fortement le domaine d'application de la théorie. Dans sa forme générale présentée ici, elle permet de calculer les réponses des condensateurs céramiques (fig. 4) aux fréquences très élevées et peut trouver des applications pour l'analyse des transformateurs de haute puissance à large bande haute fréquence [7], dont un modèle simple est présenté en fig. 5. Dans ce dernier cas la grande perméabilité magnétique du ferrite rend les sections du câble concentrique électriquement longues. De tels transformateurs existent en plusieurs configurations et sont généralement alimentés de façon que la somme des courants dans les conducteurs du câble n'est pas nulle.

Il existe d'autres dispositifs dans lesquels la distance extérieure entre accès est courte, tandis que la longueur électrique interne est grande en termes de la longueur d'onde: il s'agit en particulier des lignes à retard faisant usage d'ondes acoustiques et magnétodynamiques. La théorie présentée ici pourrait également être appliquée à leur étude.

2. Définition du modèle et résolution des équations

On considère une section de ligne à deux conducteurs, uniforme dans la direction de propagation z. Cette section est excitée en diagonale par un signal sinusoïdal en régime permanent (fig. 6), qui impose respectivement les courants $+\underline{I}_g$ et $-\underline{I}_g$ à l'origine du premier conducteur et à l'extrémité du second. On ne considère pas ici l'effet du circuit extérieur reliant les points a et d: on suppose qu'il peut être négligé.

Les courants dans les deux conducteurs sont décomposés en mode TEM et mode commun (1; 2). Pour le mode TEM, une section de ligne de longueur infinitésimale est représentée par le schéma équivalent de la fig. 7, la tension $\underline{U}(z)$ et le courant $\underline{I}_0(z)$ devant satisfaire aux équations différentielles:

$$\frac{\mathrm{d}\,\underline{I}_0(z)}{\mathrm{d}z} = -(G' + \mathrm{j}\omega C')\,\underline{U}(z) \tag{4}$$

$$\frac{\mathrm{d}\,\underline{U}(z)}{\mathrm{d}z} = -\left[R'_1 + R'_2 + \mathrm{j}\omega(L'_1 + L'_2 + 2M')\right]\underline{I}_0(z) \tag{5}$$

Il s'agit des relations classiques des lignes, dont la solution a la forme:

$$\underline{U}(z) = \underline{A}\,\mathrm{e}^{-\underline{\gamma}_0 z} + \underline{B}\,\mathrm{e}^{\underline{\gamma}_0 z} \tag{6}$$

$$\underline{I}_0(z) = \frac{1}{\underline{Z}_f}\left(\underline{A}\,\mathrm{e}^{-\underline{\gamma}_0 z} - \underline{B}\,\mathrm{e}^{\underline{\gamma}_0 z}\right) \tag{7}$$

avec l'exposant de propagation:

$$\underline{\gamma}_0 = \sqrt{(G' + \mathrm{j}\omega C')\left[R_1' + R_2' + \mathrm{j}\omega(L_1' + L_2' + 2M')\right]} \tag{8}$$

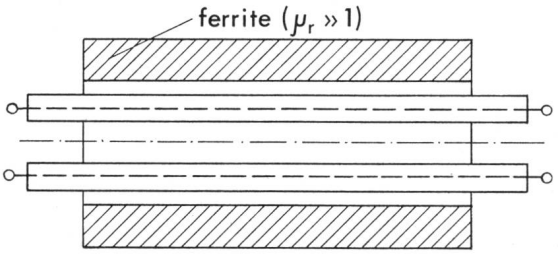

Fig. 5 Modèle simplifié d'un transformateur de puissance à large bande

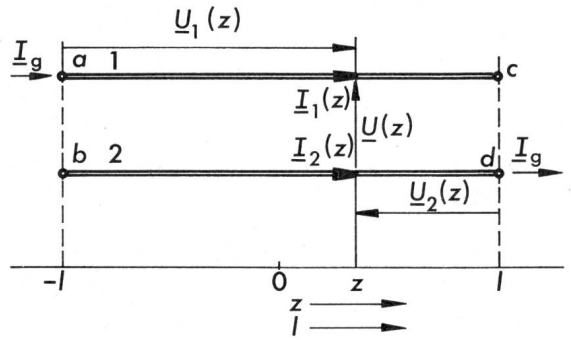

Fig. 6 Section de ligne de longueur 2 l alimentée en diagonale
$\underline{I}_g$ courant du générateur
$\underline{I}_1(z)$, $\underline{I}_2(z)$ courants sur les deux conducteurs
$\underline{U}_1(z)$, $\underline{U}_2(z)$ tensions longitudinales sur les deux conducteurs
$\underline{U}(z)$ tension transverse entre les deux conducteurs

et l'impédance caractéristique:

$$Z_f = \sqrt{\frac{R_1' + R_2' + j\omega(L_1' + L_2' + 2M')}{G' + j\omega C'}} \tag{9}$$

La détermination des courants du mode commun $\underline{I}_{C1}(z)$ et $\underline{I}_{C2}(z)$ est plus délicate. Les courants satisfont également à des relations du type:

$$\underline{I}_{C1}(z) = \underline{C}\,e^{-\underline{\gamma}_c z} + \underline{D}\,e^{\underline{\gamma}_c z} \tag{10}$$

$$\underline{I}_{C2}(z) = \underline{E}\,e^{-\underline{\gamma}_c z} + \underline{F}\,e^{\underline{\gamma}_c z} \tag{11}$$

Les valeurs de $\underline{\gamma}_0$ et $\underline{\gamma}_c$ sont généralement différentes; la détermination de $\underline{\gamma}_c$ peut être difficile, à moins que certaines conditions simplificatrices ne soient satisfaites, par exemple que les conducteurs soient minces par rapport à la longueur d'onde [8; 9; 10].

En tenant compte de (8), (9), (10), (11), on obtient la solution générale:

$$\underline{I}_1(z) = \underline{C}\,e^{-\underline{\gamma}_c z} + \underline{D}\,e^{\underline{\gamma}_c z} + \frac{1}{\underline{Z}_f}\left(\underline{A}\,e^{-\underline{\gamma}_0 z} - \underline{B}\,e^{\underline{\gamma}_0 z}\right) \tag{12}$$

$$\underline{I}_2(z) = \underline{E}\,e^{-\underline{\gamma}_c z} + \underline{F}\,e^{\underline{\gamma}_c z} - \frac{1}{\underline{Z}_f}\left(\underline{A}\,e^{-\underline{\gamma}_0 z} - \underline{B}\,e^{\underline{\gamma}_0 z}\right) \tag{13}$$

$$\underline{U}(z) = \underline{A}\,e^{-\underline{\gamma}_0 z} + \underline{B}\,e^{\underline{\gamma}_0 z} \tag{14}$$

Pour déterminer les 6 constantes d'intégration, il faut maintenant introduire des conditions aux limites aux extrémités de la ligne. Ces conditions sont différentes suivant que la ligne est symétrique ou coaxiale, ces deux cas étant traités séparément dans les deux paragraphes suivants.

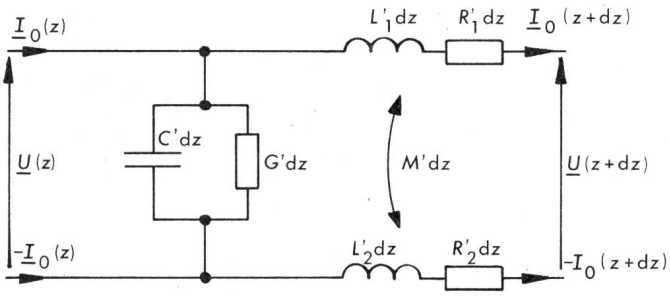

Fig. 7 Schéma équivalent d'une longueur dz de ligne pour le mode TEM
L'_1, R'_1, L'_2, R'_2, C', G', M' paramètres linéiques de la ligne

3. Cas d'une ligne symétrique

Pour une ligne symétrique on a:

$$\underline{I}_{C1}(z) = \underline{I}_{C2}(z) = \underline{I}_C(z) \tag{15}$$

et selon (1), (fig. 1) on obtient:

$$\underline{I}_0(-l) = \underline{I}_C(-l) = \underline{I}_C(l) = \frac{\underline{I}_g}{2}$$
$$\underline{I}_0(l) = -\frac{\underline{I}_g}{2} \tag{16}$$

d'où l'on calcule les constantes d'intégration. En les substituant dans les équations (12), (13) et (14), on obtient les solutions suivantes:

$$\underline{I}_1(z) = \frac{\underline{I}_g}{2}\left(\frac{\operatorname{ch}\underline{\gamma}_c z}{\operatorname{ch}\underline{\gamma}_c l} - \frac{\operatorname{sh}\underline{\gamma}_0 z}{\operatorname{sh}\underline{\gamma}_0 l}\right) \tag{17}$$

$$\underline{I}_2(z) = \frac{\underline{I}_g}{2}\left(\frac{\operatorname{ch}\underline{\gamma}_c z}{\operatorname{ch}\underline{\gamma}_c l} + \frac{\operatorname{sh}\underline{\gamma}_0 z}{\operatorname{sh}\underline{\gamma}_0 l}\right) \tag{18}$$

$$\underline{U}(z) = \frac{\underline{I}_g \underline{Z}_f}{2}\,\frac{\operatorname{ch}\underline{\gamma}_0 z}{\operatorname{sh}\underline{\gamma}_0 l} \tag{19}$$

Quand $l \ll \lambda$, on a $\underline{I}_c(z) \approx \frac{\underline{I}_g}{2}$ et on arrive à des formules données par *Rajski* [4].

Pour déterminer la tension apparaissant entre les bornes a et d et, par conséquent l'impédance du dipôle, il ne suffit pas de connaître la tension transversale $\underline{U}(z)$, mais il faut de plus déterminer la tension longitudinale $\underline{U}_{ac}$. Comme le champ électrique, qui varie dans le temps, ne dérive pas d'un potentiel, la différence de tension entre deux points situés dans des plans transverses différents dépend du chemin d'intégration. La tension longitudinale $\underline{U}_{ac}$ est ici définie par l'intégrale du courant le long du conducteur 1 (fig. 6) multipliée par l'impédance linéique série de ce conducteur:

$$\underline{U}_{ac} = \int_{-1}^{+1} \underline{Z}_1'\,\underline{I}_1(z)\,dz \tag{20}$$

avec

$$\underline{Z}_1' = R_1' + j\omega(L_1' - M')$$

L'impédance Z_s aux bornes du générateur est définie par:

$$\underline{Z}_s = \frac{\underline{U}_{ad}}{\underline{I}_g} = \frac{\underline{U}_{ac} + \underline{U}_{cd}}{\underline{I}_g} \tag{21}$$

Introduisant les valeurs obtenues dans (15), (16) et (20) on obtient:

$$\underline{Z}_s = \frac{\underline{Z}_f}{2}\operatorname{cth}\underline{\gamma}_0 l + \frac{\underline{Z}_1'}{\underline{\gamma}_c}\operatorname{th}\underline{\gamma}_c l \tag{22}$$

On voit que le premier terme dans (22) représente l'impédance d'une section de longueur l d'une ligne TEM ouverte. Pour le cas particulier d'une ligne symétrique sans pertes la formule (22) donne:

$$\underline{Z}_s = j\frac{1}{2}\sqrt{\frac{L'}{C'}}\left[\left(1 + \frac{4M'}{L'}\right)\operatorname{tg}\beta_c l - \operatorname{ctg}\beta_0 l\right] \tag{23}$$

Pour $l \ll \lambda_c$ cette formule peut être mise sous la forme approchée suivante; qui était donnée par *Rajski* [4]:

$$Z_s = j\frac{1}{2}\sqrt{\frac{L'}{C'}}\left[\left(1 + \frac{4M'}{L'}\right)\beta_c l - \operatorname{ctg}\beta_0 l\right] \tag{24}$$

4. Cas d'une ligne coaxiale

Pour une ligne coaxiale on s'aperçoit que le courant $\underline{I}_{C1}(z)$ est nul dans le conducteur intérieur, et on pose $\underline{I}_{C2}(z) = \underline{I}_C(z)$. On obtient ainsi facilement:

$$\begin{aligned} \underline{I}_C(-l) &= \underline{I}_c(l) = \underline{I}_g \\ \underline{I}_0(-l) &= 0,\ \underline{I}_0(l) = -\underline{I}_g \end{aligned} \tag{25}$$

En substituant ces conditions dans les équations (12), (13), et (14) on obtient les constantes d'intégration, et les solutions prennent la forme:

$$\underline{I}_1(z) = \underline{I}_g \frac{\operatorname{sh} \underline{\gamma}_0 (l+z)}{\operatorname{sh} 2\underline{\gamma}_0 l} \tag{26}$$

$$\underline{I}_2(z) = \underline{I}_g \left(\frac{\operatorname{ch} \underline{\gamma}_c z}{\operatorname{ch} \underline{\gamma}_c l} - \frac{\operatorname{sh} \underline{\gamma}_0 (l+z)}{\operatorname{sh} 2\underline{\gamma}_0 l} \right) \tag{27}$$

$$\underline{U}(z) = \underline{I}_g \underline{Z}_f \frac{\operatorname{ch} \underline{\gamma}_0 (l+z)}{\operatorname{sh} 2\underline{\gamma}_0 l} \tag{28}$$

Pour l'impédance, $\underline{Z}_s$ on trouve la formule suivante:

$$\underline{Z}_s = \underline{Z}_f \operatorname{cth} 2\underline{\gamma}_0 l + (R_2' + j\omega L'_2) \frac{2 \operatorname{th} \underline{\gamma}_c l}{\underline{\gamma}_c} \tag{29}$$

Dans le cas où $l \ll \lambda_c$ cette formule se transforme en:

$$\underline{Z}_s = \underline{Z}_f \operatorname{cth} 2\underline{\gamma}_0 l + 2l (R'_2 + j\omega L'_2) \tag{30}$$

C'est la formule donnée par *Rajski* [4]. On constate que le premier terme représente l'impédance d'une section ouverte de ligne TEM et le deuxième terme celle d'un élément concentré, formé par le conducteur extérieur de la ligne.

Pour le cas idéalisé d'une ligne sans pertes, la formule (29) peut s'écrire:

$$\underline{Z}_s = j \sqrt{\frac{L'}{C'}} \left[0{,}5 \left(1 + \frac{4M'}{L'} \right) \operatorname{tg} \beta_c l - \operatorname{ctg} 2\beta_0 l \right] \tag{31}$$

5. Vérification expérimentale

Pour pouvoir définir l'impédance entre deux bornes (en notre cas *a* et *d*) de notre ligne il faut absolument, que la distance *ad* soit beaucoup plus petite que la longueur d'onde λ. Il faut donc, que la ligne en question soit recourbée, et que sa configuration soit assez régulière pour qu'on puisse trouver des formules, permettant de calculer des paramètres linéiques de cette ligne. Cette dernière tâche sera d'ailleurs beaucoup plus simple dans le cas d'une ligne coaxiale, où le mode différentiel TEM et le mode commun non TEM se trouvent séparés l'un de l'autre par un écran formé par le conducteur extérieur du câble. En outre, cette ligne doit être suffisamment éloignée des autres objets qui pourraient influencer la distribution du champ électromagnétique à l'extérieur du câble. Il serait d'ailleurs désirable de pouvoir utiliser la formule (31) pour calculer la courbe théorique de réactance qui pourrait ensuite être comparée avec la courbe expérimentale. Il faut pour cela que les pertes soient négligeables, ce qui est le cas pour le mode TEM; par contre le phénomène de rayonnement qui accompagne inévitablement le mode non-TEM dans une structure ouverte introduit des pertes supplémentaires qui, elles, ne peuvent pas être négligées. On peut néanmoins les représenter par une résistance de rayonnement connectée en série avec la réactance de la ligne. Cette méthode étant approximative, il faut s'attendre à des écarts possibles de la formule (31), au moins près des résonances parallèles, quand $\operatorname{ctg} \beta_c l \to \infty$, lorsque:

$$\frac{2l}{\lambda_c} = k \quad \text{ou} \quad k = 1, 2, 3, \ldots \tag{32}$$

Il faut encore que le câble soit suffisamment mince, pour qu'on puisse utiliser les formules (10) et (11).

En tenant compte des remarques mentionnées ci-dessus, on a décidé de choisir une ligne coaxiale en forme de cercle ayant un diamètre de 33,8 cm, ce qui correspond à la longueur $2l =$ 1 m. Le câble a un diamètre $d = 2{,}5$ mm. On a fait des mesures

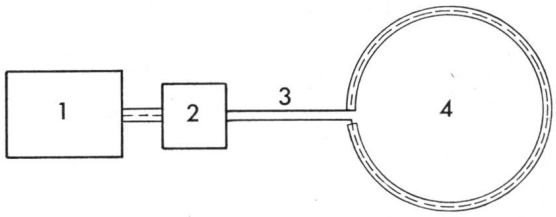

Fig. 8 Schéma de mesure de l'impédance de la ligne en connection diagonale

1 Pont d'impédance TESLA, BM 431 E
2 Symétrisateur
3 Ligne bifilaire symétrique
4 Ligne mesurée

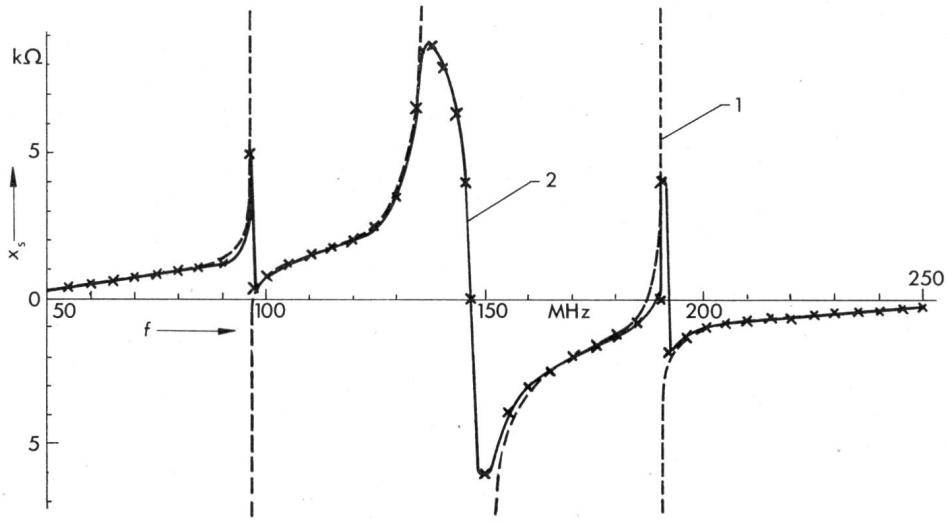

Fig. 9
La réactance X_S en fonction de la fréquence f
1 courbe théorique
2 courbe mesurée
X points de mesure

dans la bande des fréquences $f = 50 - 250$ MHz, qui correspond à $0{,}2 < 2l/\lambda_c < 0{,}85$.

Les mesures ont été effectuées selon le schéma représenté en fig. 8. La fig. 9 donne les résultats des mesures de réactance en fonction de la fréquence, en les comparant avec la courbe théorique obtenue avec (31). On voit que sauf autour de la résonance, qui correspond à la longueur de la ligne $\lambda_c/2$, les expériences confirment bien la théorie.

6. Conclusion

L'analyse présentée ici a permis d'établir un modèle général, mais simple d'une ligne électrique alimentée en diagonale et possédant, pour les deux modes existants, une longueur électrique comparable aux longueurs d'ondes respectives. Elle peut être appliquée dans le cas, où les paramètres ε, μ, pour les deux modes sont différents. La méthode peut être étendue à l'étude de lignes à plusieurs conducteurs et à des lignes terminées par des charges arbitraires à leurs deux extrêmités.

Bibliographie

[1] *R. W. P. King:* Transmission-line theory. New York, McGraw-Hill, 1955.
[2] *G. Goubau:* Surface waves and their application to transmission lines. Journal of Applied Physics 21(1950)11, p. 1119...1128.
[3] *B. Galinski:* La Théorie généralisée d'une ligne électrique en connection diagonale. Rozprawy Electrotechniczne 19(1973)2, p. 231...271.
[4] *C. Rajski:* The theory of the cross-connected long line. Archiwum Elektrotechniki 2(1953)1/2, p. 137...163
[5] *R. G. Struzak:* A general case of currents and voltages in an uniform electric line. Archiwum Elektrotechniki 12(1963)2, p. 229...236.
[6] *R. G. Struzak:* Contribution to the theory of a two-terminal network created of a section of a uniform electric line. Archiwum Elektrotechniki 12(1969)2, p. 237...263.
[7] *A. H. Hilbers:* High-frequency wideband power transformers. Electronic Applications Components and Materials 30(1970)2, p. 64...73.
[8] *P. O. Brundel:* Current and potential distribution on a circular loop antenna. Transactions of the Royal Institut of Technology -(1960)154, p. 1...34.
[9] *J. D. Kraus:* Antennas. New York, McGraw-Hill, 1950.
[10] *S. A. Schelkunoff* and *H. T. Friis:* Antennas. Theory and practice. New York, John Wiley, 1952.

Adresse de l'auteur:

B. Galinski, Politechnika Warszawska, Instytut Podstaw Elektroniki, Nowowiejska 15/19, 00665 Warszawa, Pologne.

Commission Electrotechnique Internationale (CEI)

Séance du CE 64, Installations électriques des bâtiments, tenue à Ankara du 23 au 28 juin 1975

Le Comité d'Etudes 64, a tenu sa 9e séance du 23 au 28 juin 1975, à Ankara.

Contrairement à ce qui avait été le cas dans ses séances précédentes, il a réussi cette fois-ci, non seulement à liquider les nombreux points de l'ordre du jour, mais encore à le faire dans un temps record. Ceci a été rendu possible grâce à un travail préparatoire minutieux du secrétaire, aidé pour cela par quelques Groupes de Travail. En effet, pour chaque point important de l'ordre du jour, un document avait été préparé, contenant une compilation des commentaires nationaux et des propositions du secrétariat sur la manière d'y donner suite.

Les résultats suivants ont ainsi été acquis:

le Procès-Verbal de la séance tenue à Bucarest, du 9 au 17 septembre 1974, a été approuvé (PV 1728/CE 64);

le texte d'une préface pour les guides que le CE 64 pourra être amené à publier a été accepté sur la base du document *64(Secrétariat)126;*

la teneur du ch. 41 «Protection contre les chocs électriques» et notamment celle de la clause 411.1, relative à la «très basse tension de sécurité», ont été approuvées. Les documents *64(Secrétariat)91* et *64(Secrétariat)120* qui ont servi de base aux discussions seront remplacés par un document «Bureau Central», soumis à la Règle de Six Mois.

Il en a été des même pour le ch. 32 «Influences externes». Un document «Bureau central», soumis à la Règle des Six Mois, remplacera le document *64(Secrétariat)125* traitant de ce sujet.

Les autres chapitres de la partie 3, à l'exception de la section 313.2, feront également l'objet d'un document «Bureau Central» soumis à la Règle des Six Mois, qui remplacera le document *64(Secrétariat)127,* relatif à ce sujet. La section 313.2: Alimentations pour équipements de sécurité et alimentations de remplacement, sera revue par un Groupe de Travail (GT 14).

L'étude des chapitres 44, Protection contre les surtensions, 45, Protection contre les baisses de tension et 46, Sectionnement et commande, selon le document *64(Secrétariat)85,* a conduit aux décisions suivantes:

– le Groupe de Travail 9 sera chargé d'étudier les commentaires nationaux relatifs à certaines clauses du ch. 44,
– une modification de l'unique clause du ch. 45 a été acceptée,
– l'étude des commentaires nationaux relatifs au ch. 46 a été confiée à un nouveau Groupe de Travail (GT 13),
– un nouveau document «Secrétariat» relatif au 3 chapitres en cause sera rédigé dès que les études correspondantes des GT 9 et 13 seront terminées.

Un nouveau chapitre 48, Choix des mesures de protection pour assurer la sécurité dans certaines conditions, sera créé. Il contiendra certaines dispositions se trouvant présentement dans le chapitre 47, Application des mesures de protection. Le GT 3 a été chargé d'élaborer les nouvelles teneurs de ces 2 chapitres.

Un document «Secrétariat» soumis à la procédure accélérée remplacera le document *64(Secrétariat)89* relatif au ch. 51 «Règles communes» de la partie 5, Choix et mise en œuvre.

En ce qui concerne plus particulièrement le clause 514.3, Conducteur neutre et conducteur de protection, sa teneur ne sera pas modifiée jusqu'à nouvel avis, mais un Groupe de Travail (voir ci-après) sera chargé de réétudier le problème du «repérage des conducteurs». Il a néanmoins été précisé à ce sujet que si la couleur bleu-clair pour l'identification du neutre pouvait être éventuellement remise en cause, celle du conducteur de protection par la couleur jaune/verte ne le serait pas.

Toute l'étude du repérage des conducteurs a été confiée à un nouveau Groupe de Travail (GT 15). Sa tâche consistera à «Etudier le problème de l'identification des conducteurs actifs et de protection (par couleur ou par tout autre moyen), de tous les types de câbles et de conducteurs isolés basse tension (mais non de leurs enveloppes), ainsi que des conducteurs nus». La filerie interne d'équipements montés en usine ne fera pas partie de cette tâche. Le GT 15 travaillera en collaboration avec le CE 16 et en liaison avec le SC 20B, le CE 44 et le SC 17D.

L'étude du document *64(Secrétariat)94* qui traite des «domaines de tension en courant continu» a conduit l'assemblée à charger les Groupes de Travail 5 et 9 de préparer un nouveau document tenant compte des propositions formulées par certains Comités Nationaux sur ce sujet.