

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: 68 (1977)

Heft: 8

Artikel: Lignes Microurban et Fonctions de Green

Autor: Mosig, J. R. / Decréton, M. C.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-915023>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 15.10.2024

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Lignes Microruban et Fonctions de Green ¹⁾

Par J. R. Mosig et M. C. Decréton

621.372.821

Après une brève présentation des caractéristiques de la ligne microruban le problème de l'analyse théorique d'une telle ligne est abordé. Le caractère inhomogène et ouvert de la structure rend son analyse exacte beaucoup plus complexe que celle du guide d'ondes classique. Des simplifications sont souvent introduites, dont la plus importante est l'approximation TEM consistant à négliger le caractère hybride du mode fondamental. Les principales méthodes de calcul basées sur cette approximation sont décrites et la plus intéressante, celle de la fonction de Green, est développée en détail. Enfin, des résultats de calcul sont présentés pour la ligne microruban infinie.

Nach einer kurzen Darstellung der Eigenschaften der Microstrip-Leitung wird das Problem der theoretischen Analyse einer solchen Leitung betrachtet. Die Eigenart der inhomogenen und offenen Struktur hat zur Folge, dass deren genaue Analyse viel schwieriger ist als diejenige des klassischen Wellenleiters. Die wichtigste der oft notwendigen Vereinfachungen ist die TEM-Hypothese, nach welcher man den hybriden Charakter der Hauptwelle vernachlässigt. Die wesentlichen, auf dieser Hypothese basierenden Berechnungsmethoden werden beschrieben und die interessanteste (diejenige der Greenschen Funktion) detailliert entwickelt. Es folgen Rechenergebnisse für die unendliche Microstrip-Leitung.

1. Introduction

Les premiers appareils employés en hyperfréquences (300 MHz à 300 GHz) étaient caractérisés par un poids et un volume considérables. Guides d'ondes, brides de raccordement, supports faisaient penser à l'équipement d'un plombier. C'est avec l'introduction au début des années cinquante de la ligne à ruban (stripline) (fig. 1) et, une dizaine d'années plus tard, de la ligne à microruban (microstrip) (fig. 2), qu'une nouvelle génération d'appareils a vu le jour. Les circuits peuvent dorénavant être rassemblés sur des petites plaquettes de matériau diélectrique. Outre la réduction de poids et d'encombrement que cela représente, cette nouvelle conception permet l'utilisation des techniques de réalisation très pratiques des circuits imprimés et plus récemment des circuits intégrés.

Les lignes microruban sont aujourd'hui abondamment utilisées pour toutes les applications en basse puissance et là où la transmission se fait uniquement sur de très courtes distances (connexions entre éléments). Par exemple, l'implantation d'éléments semiconducteurs (diodes PIN, Schottky, Varactors, etc.) est nettement plus simple sur une ligne microruban que dans un guide d'ondes ou une ligne coaxiale. La limitation aux courtes distances de transmission est due aux pertes généralement supérieures pour une ligne microruban à celles d'un guide d'ondes ou d'une ligne coaxiale, le rayonnement et les pertes diélectriques s'ajoutant ici aux habituelles pertes dans les conducteurs.

Si la ligne microruban offre de grands avantages du point de vue pratique, il n'en va pas de même pour son analyse théorique, qui est beaucoup plus complexe que celle du guide métallique fermé. La structure est en effet ouverte (pas de frontière fermée aux conditions limites simples) et inhomogène (l'onde se propage simultanément dans le diélectrique et dans l'air). De ce fait, les modes de propagation ne sont plus purement transverses électromagnétiques (TEM), ni même trans-

verses électriques (TE) ou magnétiques (TM), mais hybrides. Les six composantes du champ sont non nulles en toute généralité. Il se fait pourtant que le mode dominant pour ce type de structure a une fréquence de coupure nulle comme le mode TEM sur une ligne homogène, et a, en fréquence, un comportement similaire à celui-ci. On parle donc de mode quasi TEM. La ligne peut alors, en première approximation, être étudiée comme une ligne simple à deux conducteurs et seul son comportement statique est envisagé.

La première partie de cet article présente les méthodes utilisées pour l'analyse de la ligne à microruban uniforme en s'appuyant sur cette approximation statique. Ensuite, on mettra en évidence les limitations d'un tel calcul tant au point de vue du comportement en fréquence, que des pertes.

Les méthodes développées dans le cadre de cet article, en particulier celle de la fonction de Green, sont appliquées à l'étude de la propagation sur une ligne microruban uniforme mais peuvent être facilement étendues à l'étude de structures plus complexes permettant p.ex. de déterminer l'effet de discontinuités sur une ligne microruban.

2. Méthodes de calcul

Dans le cas d'une ligne à ruban ou d'une ligne microruban homogène ($\epsilon_r = 1$), il est possible de faire une étude analytique exacte en faisant appel aux transformations conformes. On suppose alors un conducteur central infiniment mince. Pour la ligne à ruban, p.ex., on trouve pour l'impédance caractéristique [1]²⁾:

$$Z_c = \frac{29.976 \pi}{\sqrt{\epsilon_r}} \frac{K(k')}{K(k)} \quad (1)$$

¹⁾ Ce travail a pu être fait avec l'aide financière de la Fondation Hasler (projet n° 16).

²⁾ Voir la bibliographie à la fin de l'article.

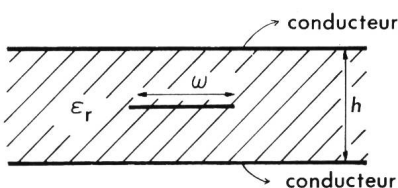


Fig. 1 Ligne à ruban

w largeur du ruban
 h épaisseur du substrat
 ϵ_r permittivité du substrat

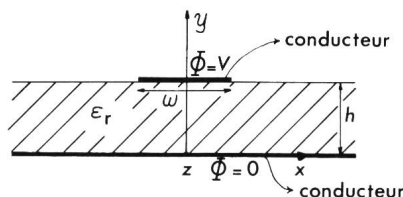


Fig. 2 Ligne microruban

w, h et ϵ_r (voir fig. 1)
 Φ potentiel sur les conducteurs
 (x, y, z) axes de coordonnées

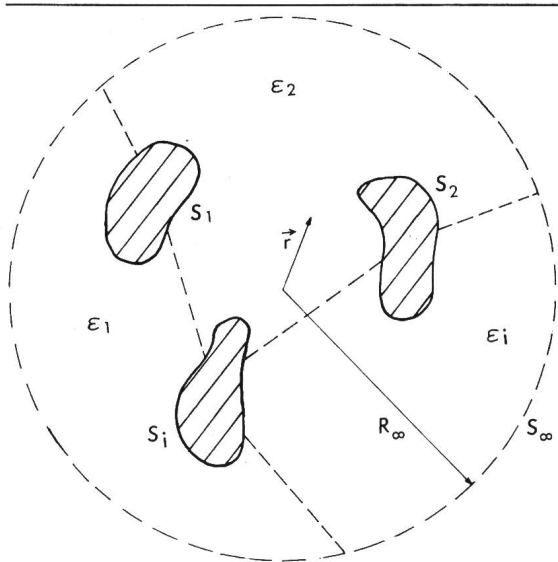


Fig. 3 Problème général de Dirichlet

S_i	surface des conducteurs
ϵ_i	permittivité de chaque région
\vec{r}	coordonnées d'un point dans l'espace
R_∞ et S_∞	rayon et surface à l'infini

où $k = 1/\cosh(\pi\omega/2h)$, $k' = \sqrt{1-k^2}$ et K est l'intégrale elliptique complète de 1^{re} espèce.

Ces mêmes techniques ont pu être appliquées au cas inhomogène, mais d'une manière approchée [2; 3]. Une bonne précision n'est toutefois obtenue que pour des rubans larges (rapport $w/h > 1$) et une permittivité relative importante ($\epsilon_r > 5$) [14].

Une méthode de résolution très différente a été tentée par un certain nombre d'auteurs, p.ex. [4; 5; 6]. Elle consiste à fermer arbitrairement le domaine par une frontière placée à une distance suffisamment grande du ruban. On suppose un potentiel nul sur ce contour et la résolution de l'équation de Laplace dans ce domaine fermé peut se faire par des méthodes classiques comme les différences finies [5] ou les éléments finis [6]. Bien que cette méthode donne des renseignements intéressants sur la distribution du champ aux alentours du ruban, elle ne peut prétendre résoudre l'ensemble du problème puisqu'une perturbation importante a été introduite dans son énoncé. Il faudrait faire tendre le contour vers l'infini pour retrouver le problème original. Ceci diminuerait évidemment la précision des méthodes numériques qui sont essentiellement adaptées à des structures fermées.

Yamashita et Mittra [7; 8] ont utilisé une résolution variationnelle du problème en partant de l'expression de la capacité distribuée [1]. La résolution se fait alors dans le plan complexe après avoir remplacé l'expression de départ par sa transformée de Fourier. Cette méthode est très générale et permet de tenir compte des substrats stratifiés à plusieurs diélectriques. Par contre, elle est sensiblement plus longue du point de vue du traitement analytique.

La méthode certainement la plus intéressante dans la plupart des configurations est celle de la fonction de Green [9; 10]. Elle permet de calculer non seulement la capacité distribuée et l'impédance caractéristique, mais aussi la distribution de charge sur le ruban et le potentiel dans tout l'espace. A cause de son grand intérêt pratique et des possibilités d'extension qu'elle présente, seule cette dernière méthode sera explicitée ici.

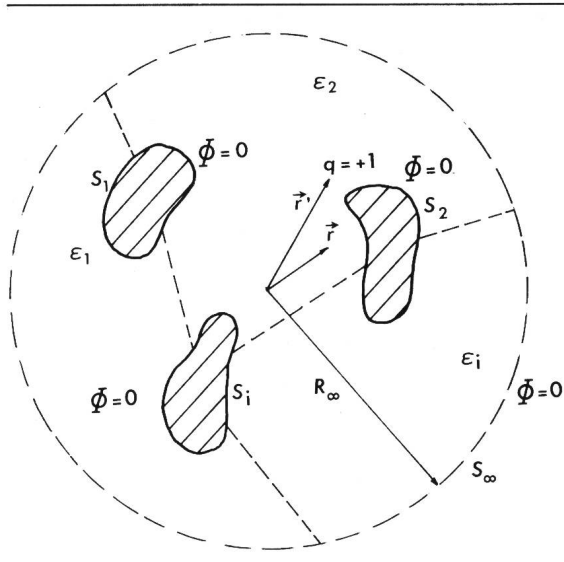


Fig. 4 Problème associé pour le calcul de G^*

S_i, ϵ_i et \vec{r}	(voir fig. 3)
Φ	potentiel sur les conducteurs
q	charge placée en \vec{r}'

3. Méthode de la fonction de Green

Le problème de la ligne microruban est un cas particulier du problème de Dirichlet présenté à la fig. 3, où un milieu diélectrique inhomogène D est borné par la surface à l'infini S_∞ , et par un certain nombre de surfaces fermées (conducteurs) $S_i, i = 1, 2, \dots, n$, dont le potentiel est spécifié. Ce problème peut être résolu de deux façons différentes:

1. Soit résoudre l'équation de Laplace dans le domaine D , c'est-à-dire trouver la solution de

$$\nabla^2 \Phi(\vec{r}) = 0 \quad \vec{r} \in D \quad (2)$$

avec les conditions aux limites

$$\begin{aligned} \Phi(\vec{r}_i) &= f_i(\vec{r}_i) & \vec{r}_i \in S_i, i = 1, 2, \dots, n \\ \Phi(\vec{r}) &= 0 & \vec{r} \in S_\infty \end{aligned} \quad (3)$$

2. Soit substituer aux conducteurs des densités superficielles de charge équivalentes, qui sont calculées de manière à satisfaire aux conditions limites (3), et résoudre dans tout l'espace l'équation de Poisson

$$\nabla^2 \Phi(\vec{r}) = -\rho(\vec{r})/\epsilon(\vec{r}) \quad \vec{r} \in E^3 \quad (4)$$

avec la condition limite

$$\Phi(\vec{r}) = 0 \quad \vec{r} \in S_\infty \quad (5)$$

les densités de charge à considérer étant les densités $\rho_{S_i}(\vec{r})$ sur chaque surface S_i .

Le premier cas est résolu par l'introduction d'une fonction de Green, G^* , solution de

$$\nabla^2 G^*(\vec{r}, \vec{r}') = -\delta(\vec{r} - \vec{r}')/\epsilon(\vec{r}) \quad \vec{r}, \vec{r}' \in D \quad (6)$$

avec les conditions

$$G^*(\vec{r}, \vec{r}') = 0 \quad \vec{r} \in S_i, i = 1, 2, \dots, n \quad (7)$$

Cela revient à trouver la solution d'un problème associé illustré à la fig. 4, où toutes les conditions limites sont homogènes mais où une charge ponctuelle unitaire est ajoutée en $\vec{r} = \vec{r}'$.

La fonction de Green étant connue, le potentiel du problème réel peut être obtenu à partir des équations (2), (3), (6) et (7) après quelques développements mathématiques [12]. Le résultat est

$$\Phi(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r}) \int_{\sum_i S_i} f_i(\vec{r}') \frac{\partial G^*(\vec{r}, \vec{r}')}{\partial n} ds' \quad \begin{matrix} \vec{r} \in D \\ s' \in \sum_i S_i \end{matrix} \quad (8)$$

n étant la normale extérieure aux surfaces S_i . La densité de charge sur les conducteurs peut être obtenue par

$$q_{Si}(\vec{r}) = -\varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial \Phi(\vec{r})}{\partial n} \quad r \in S_i, i = 1, 2, \dots, n \quad (9)$$

Pour le deuxième cas la fonction de Green G , est définie d'une manière identique:

$$\nabla^2 G(\vec{r}, \vec{r}') = -\delta(\vec{r} - \vec{r}')/\varepsilon(\vec{r}) \quad (10)$$

mais aucune condition aux limites n'est requise car le domaine d'intégration de l'équation (4) est tout l'espace. On peut donc choisir la solution la plus simple de (10), appelée solution fondamentale.

Le problème associé dans ce cas est montré à la fig. 5, où tous les conducteurs ont disparu et où une charge ponctuelle a été introduite en $\vec{r} = \vec{r}'$.

Faisant usage des équations (4), (5), (9) et (10), le potentiel peut être obtenu par

$$\Phi(\vec{r}) = \int_{\sum S_i} q_{Si}(\vec{r}') \cdot G(\vec{r}, \vec{r}') ds' \quad \begin{matrix} r \in E^3 \\ r' \in \sum S_i \end{matrix} \quad (11)$$

où toutefois la fonction $q_{Si}(\vec{r}')$ est inconnue.

Cette difficulté est surmontée si on applique l'équation (11) aux points où l'on connaît le potentiel. On parvient ainsi au système d'équations intégrales

$$f_i(\vec{r}_i) = \int_{\sum S_i} q_{Si}(\vec{r}') G(\vec{r}, \vec{r}') ds' \quad \begin{matrix} r_i \in S_i \\ r' \in \sum S_i \end{matrix} \quad (12)$$

qui permet le calcul de la densité superficielle par inversion numérique du système.

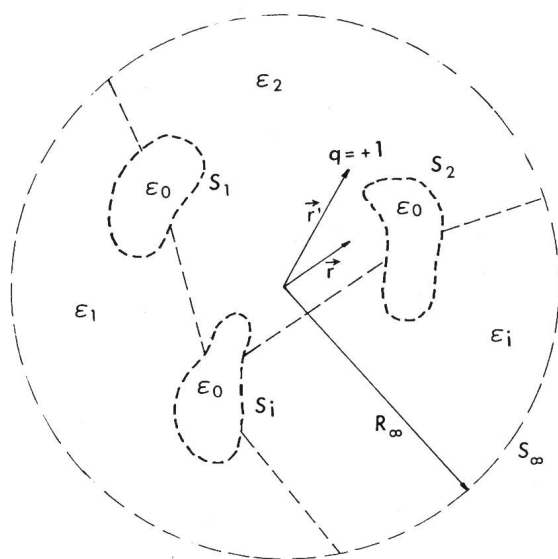


Fig. 5 Problème associé pour le calcul de G
Explication des symboles: voir fig. 3

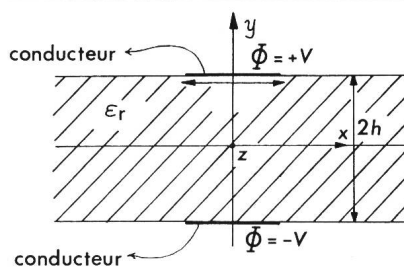


Fig. 6 Configuration équivalente d'une ligne microruban
Explication des symboles: voir fig. 2

Bien qu'au point de vue analytique cette deuxième méthode soit plus compliquée, elle a deux avantages très importants:

- Le calcul de G est beaucoup plus simple que celui de G^* .
- La méthode donne directement la charge sur les conducteurs.

En effet, les problèmes liés aux lignes à microruban ont des géométries compliquées qui rendent très laborieux le calcul de G^* . De plus, la grandeur recherchée est souvent la capacité de la ligne, qui est liée directement à la distribution de la charge sur les conducteurs. La méthode des équations intégrales est donc la plus intéressante à utiliser. Elle est, par ailleurs, très bien adaptée à un calcul numérique sur ordinateur, faisant usage des techniques éprouvées comme la méthode variationnelle [11] et la méthode des moments [12].

4. Application à la ligne microruban

La ligne microruban peut être mise sous la forme d'une structure du type de celle étudiée dans la section précédente en éliminant le plan de masse et en le remplaçant par l'image du ruban conducteur par rapport à ce plan. La configuration résultante (fig. 6) est équivalente au point de vue électrostatique, sa capacité étant la moitié de la capacité réelle de la ligne puisque formée de deux condensateurs égaux connectés en série. Le plan de symétrie est toujours au potentiel zéro.

En admettant que le mode de propagation est quasi-TEM, les paramètres les plus importants d'une ligne à microruban sont l'impédance caractéristique Z_c et la vitesse de phase v_{ph} qui peuvent être calculées par les expressions de la théorie classique des lignes de transmission:

$$Z_c = \sqrt{\frac{L'}{C'}}; \quad v_{ph} = \frac{1}{\sqrt{L'C'}} \quad (13)$$

où L' (H/m) et C' (F/m) sont l'inductance et la capacité de la ligne par unité de longueur. L'inductance L' peut être éliminée en considérant le problème obtenu quand on remplace ε par ε_0 à la fig. 6. Pour ce problème homogène on a

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L'_0}{C'_0}}; \quad v_{ph} = c = \frac{1}{\sqrt{L'_0 C'_0}} \quad (14)$$

Mais $L' = L'_0$ parce que l'inductance est un paramètre indépendant de la permittivité des milieux. Avec les équations (13) et (14) on trouve donc les relations:

$$Z_c = \frac{1}{c \sqrt{C' C'_0}}; \quad v_{ph} = c \sqrt{\frac{C'_0}{C'}} \quad (15)$$

Il reste à préciser les expressions (10) et (12). Compte tenu de la symétrie de translation, la fonction de Green peut être calculée comme solution d'un problème bidimensionnel:

$$\nabla^2 \mathbf{G}_T(\vec{r}_T, \vec{r}'_T) = -\delta(\vec{r}_T - \vec{r}'_T) / \epsilon(\vec{r}_T) \quad (16)$$

où l'indice T indique une coordonnée transverse dans le plan x, y .

Quant au système d'équations (12) il se résume à une simple équation à une dimension:

$$V = \int_{-w/2}^{w/2} \{G_T(\vec{r}_T, \vec{r}'_{T1'}) - G_T(\vec{r}_T, \vec{r}'_{T2'})\} \rho_S(x') dx' \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \vec{r}_T &= x \vec{a}_x + h \vec{a}_y \\ \vec{r}'_{T1'} &= x' \vec{a}_x + h \vec{a}_y \\ \vec{r}'_{T2'} &= x' \vec{a}_x - h \vec{a}_y \end{aligned}$$

Pour le calcul de C_0' , la fonction de Green est simplement celle de l'espace vide en deux dimensions et on trouve

$$G_T(\vec{r}_T, \vec{r}'_{T1'}) - G_T(\vec{r}_T, \vec{r}'_{T2'}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \ln \frac{(x-x')^2 + 4h^2}{(x-x')^2} \quad (18)$$

Il est à remarquer que bien que chaque fonction de Green soit singulière à l'infini, leur différence tend vers zéro.

Quant à la capacité C' , la présence du diélectrique complique le calcul de G , car il faut assurer la continuité des champs sur les surfaces de séparation entre l'air et le diélectrique. Chaque fonction de Green est alors donnée par une série infinie d'images et on trouve l'expression:

$$\begin{aligned} G_T(\vec{r}_T, \vec{r}'_{T1'}) - G_T(\vec{r}_T, \vec{r}'_{T2'}) &= \frac{1-\eta}{4\pi\epsilon_0} \ln \frac{\{(x-x')^2 + 4h^2\}^{1+\eta}}{(x-x')^2} + \\ &+ \frac{1-\eta^2}{4\pi\epsilon_0} \sum_1^\infty \eta^{2n-1} \ln \frac{\{(x-x')^2 + (4n+2)^2h^2\}^\eta}{\{(x-x')^2 + (4nh)^2\}} \end{aligned} \quad (19)$$

$$\text{avec } \eta = \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon + \epsilon_0} \quad (20)$$

dont un développement détaillé est donné en [9] et [13].

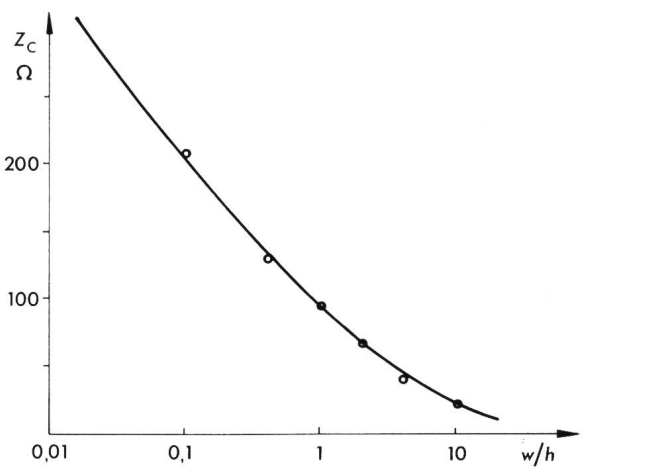


Fig. 7 Impédance caractéristique d'une ligne microruban

$h = 0,8$ mm épaisseur du substrat
 $\epsilon_r = 2,06$ permittivité du substrat
 w largeur du ruban
 Z_c impédance caractéristique
 \circ Méthode des fonctions de Green
 — Selon Yamashita et Mittra [7]

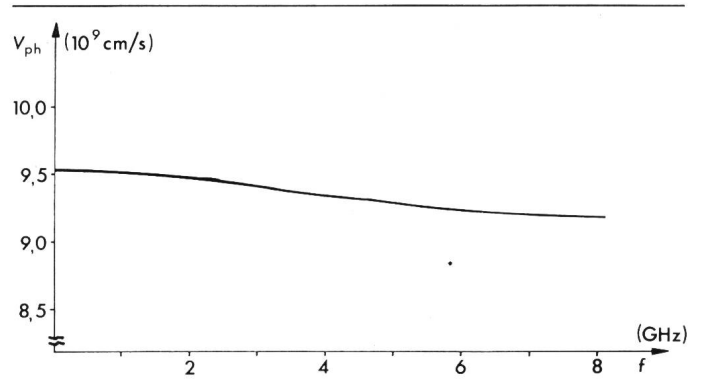


Fig. 8 Dispersion en fréquence d'une ligne microruban [15]

f fréquence
 v_{ph} vitesse de phase
 $\epsilon_r = 11,7$ permittivité du substrat
 $w = 0,543$ mm largeur du ruban
 $h = 1,016$ mm épaisseur du substrat

Des valeurs de C_0' et de C' , et par conséquent de Z_c et v_{ph} , ont été calculées pour un substrat couramment utilisé, le Teflon, ($\epsilon_r = 2,06$), avec $h = 0,8$ mm et pour quelques valeurs de w . L'équation intégrale a été résolue par la méthode des moments [12], et les résultats obtenus sont comparés à la fig. 7 avec ceux donnés par Yamashita et Mittra [7] pour l'impédance caractéristique. On peut remarquer la bonne correspondance entre les deux techniques.

La méthode de la fonction de Green utilisée ici pour le ruban infini a le grand avantage de pouvoir être étendue à des structures plus complexes à 3 dimensions comme les discontinuités sous forme de saut en largeur ou d'encoches.

5. Limitations de la méthode

Il est important à ce stade de remarquer les limites de cette étude. La ligne microruban a été considérée du point de vue statique uniquement (mode dominant de propagation supposé TEM). Or des résultats expérimentaux ont montré que le mode fondamental dans une ligne microruban est légèrement dispersif, c'est-à-dire que la vitesse de phase n'est pas constante avec la fréquence [15]. Cette dispersion n'est toutefois importante que pour des fréquences élevées. La fig. 8 donne un exemple de l'allure de la vitesse de phase en fonction de la fréquence. On voit clairement que, pour ce cas précis, la dispersion n'est sensible que pour des fréquences supérieures à environ 2 à 3 GHz. Il faut remarquer qu'à des fréquences élevées, d'autres modes de la ligne peuvent se propager, le microruban n'étant alors plus utilisable pour transmettre des informations.

Une autre limitation provient de l'effet des pertes. Les lignes microruban présentent une atténuation due aux pertes dans les conducteurs, dans le diélectrique et par rayonnement [16; 17]. Aucune perte n'est considérée ici. Les matériaux conducteurs et diélectriques sont supposés idéaux et l'étude statique ne peut tenir compte du rayonnement. Néanmoins, pour des fréquences pas trop élevées correspondant à la zone utilisable où seul le mode dominant se propage, les structures microruban couramment utilisées donnent des affaiblissements négligeables sur les distances correspondant aux connexions entre éléments. Pour un substrat d'alumine, p.ex., on trouve des atténuations inférieures à 0.04 dB/cm jusqu'à une fréquence de 3 GHz ($w/h = 0,5$, $Z_c = 70 \Omega$, $h = 0,05$ cm) [17].

Bibliographie

- [1] R. E. Collin: Field theory of guided waves. New York a. o., McGraw-Hill, 1960.
- [2] H. A. Wheeler: Transmission-line properties of parallel wide strips by a conformal-mapping approximation. Trans. IEEE MTT 12(1964)3, p. 280...289.
- [3] M. V. Schneider: Microstrip lines for microwave integrated circuits. Bell Syst. Techn. J. 48(1969)5, p. 1421...1444.
- [4] H. E. Green: The numerical solution of some important transmission-line problems. Trans. IEEE MTT 13(1965)5, p. 676...692.
- [5] M. V. Schneider: Computation of impedance and attenuation of TEM-lines by finite difference methods. Trans. IEEE MTT 13(1965)6, p. 793...800.
- [6] P. Daly: Hybrid-mode analysis of microstrip by finite-element methods. Trans. IEEE MTT 19(1971)1, p. 19...25.
- [7] E. Yamashita and R. Mittra: Variational method for the analysis of microstrip lines. Trans. IEEE MTT 16(1968)4, p. 251...256.
- [8] E. Yamashita: Variational method for the analysis of microstrip-like transmission lines. Trans. IEEE MTT 16(1968)8, p. 529...535.
- [9] P. Silvester: TEM wave properties of microstrip transmission lines. Proc. IEE 115(1968)1, p. 43...48.
- [10] P. Silvester and P. Benedek: Electrostatics of the microstrip – Revisited. Trans. IEEE MTT 20(1972)11, p. 756...758.
- [11] B. H. McDonald a. o.: Integral finite-element approach for solving the Laplace equation. Electronics Letters 9(1973)11, p. 242...244.
- [12] R. F. Harrington: Field computation by moment methods. New York, Macmillan/London, Collier-Macmillan, 1968.
- [13] J. R. Mosig: Condensateurs circulaires sur microruban. Bull. ASE/UCS 68(1977)8, p. 396...400.
- [14] H. A. Wheeler: Transmission-line properties of parallel strips separated by a dielectric sheet. Trans. IEEE MTT 13(1965)2, p. 172...185.
- [15] E. J. Denlinger: A frequency dependent solution for microstrip transmission lines. Trans. IEEE MTT 19(1971)1, p. 30...39.
- [16] J. H. C. van Heuven: Conduction and radiation losses in microstrip. Trans. IEEE MTT 22(1974)9, p. 841...844.
- [17] R. A. Pucel, D. J. Massé and C. P. Hartwig: Losses in microstrip. Trans. IEEE MTT 16(1968)6, p. 342...350.

Adresse des auteurs

Juan R. Mosig et Dr Marc C. Decréton, Chaire d'Electromagnétisme et d'Hyperfréquences EPFL, 16, Chemin de Bellerive, 1007 Lausanne.

Hans Christian Oersted 1777–1851

Hans Christian Oersted wurde am 14. August 1777 in Rudkoebing auf der dänischen Insel Langeland geboren. Sein Vater betrieb eine Apotheke, hatte aber einen schweren Existenzkampf. Mit 11 Jahren musste Christian in der Apotheke helfen und bekam dabei Freude an chemischen Arbeiten. Daneben bildete er sich selber weiter. Mit gespartem Geld reiste er 1794 nach Kopenhagen, bestand dort das Abitur und trat im Herbst in die Universität ein. Im Jahr darauf gewann er einen Preis, der ihm erlaubte, eine Reise nach Deutschland zu machen, wo er Fichte, Schelling und Schlegel kennenlernte und ein passionierter Anhänger Kants wurde.

Nach Kopenhagen zurückgekehrt, schloss er 1799 seine Studien mit dem Doktor-examen ab. Für kurze Zeit übernahm er die Leitung einer Apotheke und hielt daneben Vorlesungen. Dank eines Stipendiums konnte er 1801 nochmals eine grosse Reise unternehmen. In Deutschland zählte er eine Zeitlang zum Kreis der Romantiker und befreundete sich – zu seinem Nachteil – mit Johann Ritter. Weitergereist, hörte er von der Volta-schen Erfindung, die ihn sehr interessierte.

Eine Veröffentlichung über die Chladnischen Klangfiguren bewirkte 1806 seine Ernennung zum Assistent-Professor für Physik. Kurz danach nahm er sich vor, zu ermitteln, ob Elektrizität eine Wirkung auf Magnete ausübe. Er wusste, dass Elektrizität in einem dünnen Draht Wärme und in einem noch dünnern Licht erzeugt. Ferner war ihm bekannt, dass Eisenstücke durch den Blitz magnetisiert werden.

1817 wurde Oersted, ein hervorragender Lehrer, ordentlicher Professor an der Universität Kopenhagen. Bei einer Vorführung des Versuches von Fourcroy, bei dem ein feiner Platindraht durch den Strom einer Voltaschen Säule zum Glühen gebracht wird, stellte er auf dem Experimentiertisch einen Kompass auf, um einen allfälligen Einfluss des Stromes festzustellen. Beim Einschalten sah er eine geringe Bewegung der Magnetnadel. Nach der Vorlesung wiederholte er den Versuch mit grösserer Sorgfalt. Am 21. Juli 1820, als er seiner Sache sicher war, sandte er einen lateinisch abgefassten Bericht über seine Versuche an Physiker und wissenschaftliche Gesellschaften. Die epochenmachende Entdeckung des Elektromagnetismus – er nannte ihn den elektrischen Konflikt – stiess überall auf grösstes Interesse. Oersted wurde mit Ehrungen überhäuft.

Um 1825 gelang es ihm, durch Behandlung von Tonerde mit Chlor und alsdann auf dem Umweg über Aluminium-Amalgam, ein kleines Klümpchen Aluminium darzustellen. Zu jener Zeit beschäftigte er sich mit Plänen für eine technische Hochschule. Diese nahmen 1829 Gestalt an, und er wurde Direktor der neuen Hochschule. Auf wissenschaftlichem Gebiet sind noch seine Arbeiten über Kompressibilität von Gasen und Flüssigkeiten sowie diejenigen über den Diamagnetismus zu erwähnen.

Im November 1850 wurde Oersted nochmals gefeiert und erhielt als Nationalspende ein Schloss. Bevor er aber seinen Ruhesitz beziehen konnte, starb er am 9. März 1851 in Kopenhagen. Er war stets literarisch interessiert gewesen, und im Alter hatte er sich wieder der Philosophie zugewandt. Ein unvollendet gebliebenes Werk beschreibt die Beziehungen zwischen Gott, Schönheit und Wissenschaft. H. Wüger



Physikalische Abteilung der ETHZ