

Mesure de l'impédance de transfert
des câbles en régime impulsionnel
utilisant un microcontrôleur Intel 8031
comme processeur de TRF

Measurement of the transfer impedance of the shielded cable

by the impulse current method using a Fourier processor



Francis LOUAGE

École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, Centre Régional de Lille, 8, boulevard Louis XIV, 59046 LILLE CEDEX

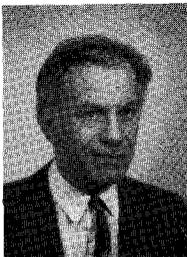
Ingénieur, Docteur ès Sciences Physiques, Professeur à l'Université des Sciences et Techniques de Lille, Laboratoire « Ondes Électromagnétiques dans le Sol », Directeur du Centre de Lille de l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers, Directeur du Centre Régional associé au CNAM. Travaux de recherche dans le domaine du traitement de l'information et des applications nouvelles de l'électronique.



Bernard DEMOULIN

Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres-Artois, Laboratoire de Radiopropagation et Électronique, Bât. P3, 59655 VILLENEUVE D'ASCQ CEDEX

Bernard Demoulin : Docteur ès Sciences (1981) et Maître de Conférences à l'USTL. Il travaille depuis 1971 dans le Laboratoire de Radiopropagation et Électronique dirigé par le Professeur Robert Gabillard. Ses principales activités concernent les télécommunications en milieu souterrain et la compatibilité électromagnétique. Il s'est plus particulièrement intéressé à l'étude des câbles rayonnants spéciaux qui ont trouvé application dans les charbonnages et dans les moyens de transport en site propre. Ces travaux l'ont conduit à concevoir des méthodes de mesures de l'efficacité de blindage des câbles, méthodes basées sur l'utilisation et le traitement de signaux transitoires.



Jacques BAUDET

Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres-Artois, UER d'IEEA, Bât. P3, 59655 VILLENEUVE D'ASCQ CEDEX

Jacques Baudet, né en 1939, Ingénieur de l'Institut Supérieur d'Électronique du Nord en 1961, a préparé sous la direction du Professeur Gabillard une thèse de Docteur-Ingénieur sur la résonance magnétique nucléaire (1966). Depuis, il travaille comme Ingénieur de Recherches du CNRS dans l'équipe de recherches du Professeur Gabillard, le plus souvent sur des problèmes de détection et de traitement de signal dans les domaines les plus divers; citons entre autres : Traitement de données issues de capteurs embarqués sur voilier et kayak pour l'entraînement des Équipes Olympiques Françaises concourant dans ces disciplines, thermographie médicale, récupération d'informations transmises dans des tunnels ou à travers le sol. Enfin, actuellement, dans le cadre du GRRT (Groupement Régional Nord - Pas-de-Calais pour la recherche dans les Transports), il étudie plus particulièrement le traitement de l'information issue d'un système Doppler à ondes hyperfréquences pour la mesure de la vitesse des véhicules.

RÉSUMÉ

Cet article présente une application de la Transformation de Fourier Rapide pour la mesure de l'impédance de transfert des câbles blindés aux fréquences supérieures à 100 MHz.

Dans une première partie nous rappelons le principe de la mesure de l'impédance de transfert et nous décrivons la méthode de traitement du signal utilisée dans le cas particulier qui nous concerne.

La seconde partie de l'article est relative au processeur de Fourier mis au point et qui calcule la transformée en quelques secondes sur une base de 2048 échantillons. Nous donnons quelques indications sur l'algorithme utilisé et sur les simplifications apportées au cours de l'élaboration du logiciel.

MOTS CLÉS

Compatibilité électromagnétique, impédance de transfert, processeur de Fourier, signaux transitoires, câbles blindés.

SUMMARY

This paper is an application of the Fast Fourier Transform for the measurement of the transfer impedance of the shielded cables at the frequencies above 100 MHz.

In the first part we present an overview of the principle of the measurement of the transfer impedance. We describe the signal processing method used in this special case.

The second part of the paper is related to the Fourier processor designed to compute the Fourier transform in few seconds and for 2,048 signal samples. We give the main steps of the algorithm and the simplifications which have been used in the numerical code.

KEY WORDS

Electromagnetic compatibility, transfer impedance, Fourier processor, transient signal, shielded cables.

TABLE DES MATIÈRES**Introduction**

- 1. Principe de la mesure de l'impédance de transfert d'un câble**
- 2. Application d'une méthode de traitement du signal pour la mesure de l'impédance de transfert aux fréquences élevées**
- 3. Description et performances du processeur de Fourier**

Conclusion**Bibliographie****Introduction**

Le développement prodigieux de la micro-informatique a ouvert de nouvelles perspectives aux applications de l'analyse spectrale. C'est en particulier le cas de la métrologie moderne où les phénomènes transitoires sont de plus en plus employés. L'outil que nous avons mis au point entre tout à fait dans ce

champ d'application puisqu'il concerne un processeur de Fourier destiné à équiper un banc pour la mesure des performances de blindage des câbles.

En effet, les câbles qui acheminent les signaux électriques sont du point de vue de la compatibilité électromagnétique des composants importants car ils jouent le rôle de capteurs privilégiés des parasites électromagnétiques. Il faut par conséquent efficacement les protéger au moyen de blindages dont nous devons déterminer le comportement aux spectres électromagnétiques perturbateurs les plus larges possibles.

Le paramètre physique qui permet d'évaluer l'efficacité de ces blindages est l'impédance de transfert [1].

L'impédance de transfert est sur le plan expérimental facilement accessible tant que la fréquence des courants perturbateurs n'excède pas 30 MHz. Aux fréquences plus élevées des difficultés apparaissent et remettent en cause la technologie des bancs de mesure et même le principe de la mesure [2, 3].

C'est en associant les effets des courants perturbateurs transitoires et le traitement adéquat de ces signaux que nous sommes parvenus à élargir les possibilités de la mesure à des fréquences bien supérieures à 30 MHz.

Nous rappellerons tout d'abord le principe physique de la détermination de l'impédance de transfert couramment utilisé pour les fréquences les plus basses. Nous verrons ensuite que le recours à des courants perturbateurs transitoires peut s'avérer très efficace pour explorer les mesures aux fréquences élevées.

APPLICATIONS

Une des principales difficultés liées à l'usage de courants transitoires réside alors dans la discrimination de signaux fortement bruités par leur environnement et notamment par les diverses réflexions dues aux phénomènes de propagation. Il fallait par conséquent extraire les informations réellement significatives sur le plan physique sans toutefois altérer la précision de la mesure. Nous avons atteint ce résultat en recherchant le traitement le plus simple possible des signaux.

L'objectif consiste alors à exploiter des signaux parfaitement « nettoyés » pour pratiquer dans de bonnes conditions la Transformation de Fourier Discrète (TFD) qui aboutit directement à la recherche de l'impédance de transfert [4].

Devant les résultats encourageants obtenus sur une gamme significative d'échantillons de câble nous avons voulu améliorer cette nouvelle approche de la mesure pour en faire un outil souple et rapide à l'exploitation.

La principale amélioration a porté sur la réduction du temps de calcul de la TFD. En effet, les estimations que nous avons faites montraient qu'une TFD exécutée sur 2048 échantillons en quelques secondes suffisait amplement à répondre au cahier des charges. C'est par conséquent ces conditions que nous nous sommes efforcés de respecter en mettant au point le processeur.

Bien qu'il existe sur le marché des composants spécialisés pour effectuer cette tâche, nous avons préféré gérer la TFD par un micro-contrôleur Intel 8031, cette solution offrant une grande latitude pour l'évolution future du système et notamment pour l'adjonction de fonctions de moyennage ou de corrélation.

Des simplifications importantes ont été recherchées dans l'algorithme de Sande afin d'optimiser le temps d'exécution du programme structuré en langage machine et figé dans une mémoire REPR0M [8].

Les travaux actuellement en cours conduiront très prochainement à la mise en œuvre d'une interface GPIB qui fera du processeur un périphérique directement adressable par ce standard.

1. Principe de la mesure de l'impédance de transfert d'un câble [1]

Comme nous l'avons évoqué dans l'introduction, l'efficacité de blindage offerte par un câble peut être évaluée par la mesure de son impédance de transfert. L'impédance de transfert que l'on désigne habituellement par le symbole Z_t est un paramètre homogène à une impédance linéique et il représente le rapport de la tension perturbatrice V_c qui apparaît aux extrémités d'un câble blindé et du courant perturbateur I_p circulant dans le blindage du câble. Nous allons montrer que la détermination de l'impédance de transfert n'offre pas de difficultés aux fréquences basses. Par contre aux fréquences élevées et plus particulièrement au-des-

sus de 100 MHz l'évaluation de ce paramètre se trouvera singulièrement compliquée à cause des phénomènes de propagation. En effet, la validité de la mesure est d'autant plus satisfaisante que la longueur des échantillons de câble expérimentés est petite par rapport à la longueur d'onde des signaux véhiculés dans le câble. C'est ainsi que pour espérer atteindre l'impédance de transfert à des fréquences voisines de 1 000 MHz il faut réduire la longueur des échantillons à quelques centimètres. Nous verrons qu'une telle situation peut compromettre la signification des résultats et qu'il a fallu rechercher une technique de mesure très spécifique que nous nous proposons de décrire.

1.1. MESURE DE L'IMPÉDANCE DE TRANSFERT AUX FRÉQUENCES BASSES

Afin de faciliter l'exposé nous nous limiterons aux mesures pratiquées sur les câbles coaxiaux. Très concrètement la cellule de mesure de l'impédance de transfert comporte deux composants essentiels : l'échantillon de câble proprement dit et un conduit cylindrique métallique qui lui est concentrique (fig. 1). La structure coaxiale ainsi réalisée forme un système de deux lignes de propagation qui sont du point de vue électromagnétique couplées par le blindage du câble.

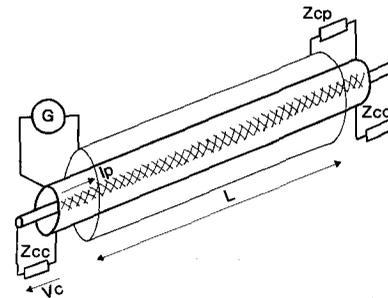


Fig. 1. — Structure coaxiale utilisée pour la mesure de l'impédance de transfert d'un échantillon de câble (montage utilisé aux fréquences basses).

C'est ainsi que l'on distingue la ligne perturbatrice comprenant le blindage du câble et le conduit cylindrique, et la ligne coaxiale qui n'est autre que l'échantillon.

La ligne perturbatrice est connectée à l'une de ses extrémités sur le générateur de perturbations alors que l'autre extrémité est branchée sur sa propre impédance caractéristique Z_{cp} . On remarquera que la ligne coaxiale est entièrement passive et connectée aux deux extrémités sur son impédance caractéristique que nous désignons par Z_{cc} .

La théorie électromagnétique appliquée à ce système de lignes couplées aboutit à un résultat assez simple sur le plan mathématique. La tension perturbatrice V_c qui apparaît aux extrémités de l'échantillon s'exprime à l'aide d'une relation qui fait intervenir le courant perturbateur injecté dans le blindage I_p , la longueur de l'échantillon L , l'impédance de transfert

Z_t qui caractérise le couplage exercé par le blindage et une fonction de correction $F(\gamma_c, \gamma_p, L)$.

$$(1) \quad V_c = \frac{1}{2} Z_t I_p L F(\gamma_c, \gamma_p, L)$$

Comme nous le verrons par la suite, la fonction de correction va jouer un grand rôle aux fréquences élevées puisqu'elle s'exprime directement à l'aide des exposants de propagation de la ligne coaxiale γ_c , de la ligne perturbatrice γ_p et qu'elle fait aussi intervenir la longueur de l'éprouvette. La fonction $F(\gamma_c, \gamma_p, L)$ est une quantité sans dimension que l'on exprime analytiquement :

$$(2) \quad F(\gamma_c, \gamma_p, L) = \frac{1 - e^{-(\gamma_c + \gamma_p)L}}{(\gamma_c + \gamma_p)L}$$

On remarquera que cette expression est valable uniquement s'il s'agit de la tension perturbatrice qui apparaît à l'extrémité du câble la plus proche du générateur. Les exposants de propagation γ_c et γ_p peuvent dans la plupart des cas s'identifier à des quantités purement imaginaires que l'on exprime en fonction des longueurs d'ondes « λ_c » et « λ_p » des modes TEM qui se propagent respectivement dans le câble coaxial et la ligne perturbatrice.

$$(3) \quad \gamma_c = j \frac{2\pi}{\lambda_c}$$

$$(4) \quad \gamma_p = j \frac{2\pi}{\lambda_p}$$

Si nous nous plaçons maintenant dans l'hypothèse des basses fréquences, nous dirons que les lignes de propagation sont électriquement courtes lorsque la longueur de l'éprouvette est bien plus petite que la longueur d'onde soit :

$$(5) \quad L \ll \lambda_c, \lambda_p$$

Dans de telles conditions on peut faire usage de développements et montrer que la fonction de correction limitée au premier ordre s'identifie à l'unité. Si nous nous reportons maintenant à la relation (1) établie plus haut, nous voyons moyennant cette approximation que l'impédance de transfert aux fréquences basses peut s'exprimer aisément à partir du rapport de la tension perturbatrice et du courant perturbateur, conformément à l'expression suivante :

$$(6) \quad Z_t \cong \frac{2}{L} \frac{V_c}{I_p}$$

Déterminer la caractéristique d'impédance de transfert consiste par conséquent à évaluer l'évolution du rapport (6) en fonction de la fréquence.

Des résultats satisfaisants seront obtenus au laboratoire sur des éprouvettes d'une longueur généralement comprise entre 1 et 2 m. La fréquence maximale imposée par la condition des lignes électriquement courtes sera alors au voisinage de 30 MHz.

1.2. MESURE DE L'IMPÉDANCE DE TRANSFERT AUX FRÉQUENCES ÉLEVÉES [2, 3]

Lorsque la condition des lignes électriquement courtes n'est plus vérifiée comme cela peut être le cas aux très hautes fréquences, l'évolution de la fonction de correction $F(\gamma_c, \gamma_p, L)$ présente des fluctuations et une succession de « zéros » qui apparaissent aux fréquences de résonances du système.

Le rapport tension courant donné par la relation (6) n'est donc plus significatif du paramètre recherché.

Pour extraire l'impédance de transfert, deux solutions vont alors s'offrir à l'expérimentateur. La première méthode que nous allons brièvement exposer consiste à calculer l'évolution de la fonction de correction avec la fréquence. Ce paramètre connu, on pourra sans difficulté déterminer l'impédance de transfert en corrigeant le rapport tension courant conformément à la relation suivante :

$$(7) \quad Z_t = \frac{2}{L} \frac{V_c}{I_p} \frac{1}{F(\gamma_c, \gamma_p, L)}$$

L'artifice de la correction suppose bien entendu l'évaluation préalable des exposants de propagation. Si cette première solution apparaît très simple dans son application, elle se révèle peu précise en pratique et plus particulièrement au voisinage des fréquences de résonance où la fonction de correction s'approche de zéro.

La seconde méthode consiste à éliminer les effets de propagation par la réduction de la longueur des éprouvettes. La recherche de la condition des lignes électriquement courtes va alors conduire à des échantillons d'autant plus petits que les fréquences explorées sont élevées.

Pour appliquer le principe de cette seconde méthode, il faudra vaincre quelques difficultés pratiques qu'un exemple va nous permettre d'illustrer. Si nous souhaitons mesurer l'impédance de transfert à une fréquence maximale de 1000 MHz correspondant à une longueur d'onde de 30 cm, l'approximation des lignes électriquement courtes ne sera obtenue que pour des éprouvettes de longueur au moins inférieure à 3 cm. Ce chiffre est assez révélateur des difficultés rencontrées à mettre en pratique des lignes de propagation d'une longueur aussi minuscule.

La solution que nous avons finalement retenue pour concilier éprouvette électriquement courte et ligne de propagation de longueur raisonnable consiste alors à utiliser un échantillon de câble d'une longueur voisine de 2 m et placé à l'intérieur d'un conduit cylindrique. Le blindage du câble sera recouvert sur presque sa totalité d'un écran conducteur tout à fait étanche aux perturbations électromagnétiques (fig. 2). Seule la section médiane du blindage de très petite longueur ΔL ne sera pas protégée par l'écran.

Nous voyons dans de telles conditions qu'un générateur connecté à l'extrémité de la ligne perturbatrice trouvera de bonnes conditions pour propager le courant perturbateur I_p le long du câble. Dans la

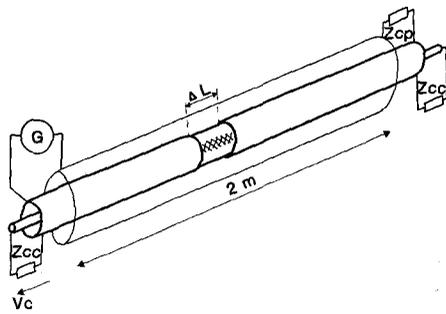


Fig. 2. — Structure coaxiale utilisée pour la mesure de l'impédance de transfert aux fréquences élevées.

partie protégée par l'écran conducteur, ce courant n'aura aucun effet à l'intérieur du câble coaxial, seul son passage sur la partie médiane se traduira par des tensions perturbatrices aux extrémités de l'échantillon. Cette solution laisse donc une grande latitude pour le choix de la longueur ΔL de la section exposée à la perturbation qui pourra cette fois atteindre quelques centimètres, comme l'impose la condition évoquée auparavant.

2. Application d'une méthode de traitement du signal pour la mesure de l'impédance de transfert aux fréquences élevées

Si la structure que nous venons de décrire convient aux fréquences élevées, son usage pose toutefois quelques difficultés.

En effet, pour que l'on puisse déduire l'impédance de transfert, il faut connaître le courant circulant dans la partie médiane de la ligne, or ce courant n'est accessible qu'à l'origine de la ligne. Il faut donc que le courant soit rigoureusement invariant le long du blindage. Cette condition suppose par conséquent un Taux d'Onde Stationnaire (TOS) quasi inexistant, ce qui implique l'assemblage coaxial très précis de la charge d'extrémité de la ligne perturbatrice. Compte tenu de la complexité mécanique d'une telle réalisation et de la grande diversité des diamètres de blindage que nous devons expérimenter, nous avons préféré utiliser une source de perturbations transitoires. L'avantage incontestable du domaine temps est de pouvoir apprécier la chronologie des signaux et de soustraire par conséquent à l'expérimentateur les problèmes que nous venons d'évoquer. La détermination des variations de l'impédance de transfert en fonction de la fréquence sera alors obtenue après acquisition des signaux suivie d'une numérisation et d'un traitement adéquat.

2.1. REMARQUES CONCERNANT LE CHOIX DES SIGNAUX

Le choix du transitoire en sortie du générateur de perturbation est en réalité étroitement relié au type de couplage électromagnétique que nous devons

rechercher ainsi qu'aux traitements ultérieurs que nous aurons à pratiquer sur les signaux.

La majorité des câbles que nous expérimentons comportent des blindages tressés ou des blindages composés de rubans hélicoïdaux. Les expériences menées au-dessous de 30 MHz et les modèles théoriques du couplage électromagnétique indiquent que l'impédance de transfert croît en fonction de la fréquence. Ce résultat a donc une conséquence pratique importante que nous allons illustrer. Si le courant perturbateur transitoire $I_p(t)$ est un échelon d'amplitude I_{p0} et de durée de transition τ_d , la tension à l'extrémité de l'échantillon se présentera sous la forme d'une impulsion de durée pratiquement égale au temps de transition τ_d du courant perturbateur.

Il s'agit par conséquent de signaux simples occupant un spectre d'autant plus étendu que le temps de transition est réduit.

Pour espérer couvrir après application de la transformée de Fourier une gamme de fréquence allant jusqu'à 1 000 MHz nous avons dû recourir à un temps de transition de 500 ps. L'amplitude du courant perturbateur conditionne par contre la sensibilité de la mesure, c'est pour cette raison que nous avons utilisé un générateur délivrant des échelons de 100 V.

2.2. ACQUISITION DES SIGNAUX

L'acquisition concernera tout d'abord la partie analogique de la chaîne de mesure et plus particulièrement les capteurs utilisés pour prélever l'information. La mesure du courant perturbateur est faite au moyen d'un transformateur de courant large bande positionné à l'origine de la ligne sur le conducteur reliant le blindage et le générateur. La tension perturbatrice mesurée à l'extrémité du câble coaxial est amplifiée avec un dispositif large bande à faible bruit. L'impédance d'entrée de l'amplificateur correspond bien sûr à l'impédance caractéristique du câble coaxial expérimenté. Les signaux analogiques sortant du capteur de courant et de la chaîne d'amplification sont ensuite dirigés vers un oscilloscope à échantillonnage pour y être visualisés. L'oscilloscope comporte un module destiné à transférer les signaux vers le ordinateur qui servira d'unité de traitement. Chaque signal est échantillonné en 1 024 points uniformément répartis dans le temps puis chaque échantillon est quantifié en amplitude sur une dynamique totalisant 1 024 niveaux.

2.3. CONDITIONNEMENT DES SIGNAUX

Les signaux tels qu'ils apparaissent sur l'écran de l'oscilloscope sont entachés de défauts que nous cherchons à corriger ou à éliminer. Il s'agit du retard consécutif aux phénomènes de propagation dans la ligne perturbatrice et la ligne coaxiale, et des diverses réflexions qui se manifestent aux extrémités (fig. 3). La première étape du traitement consistera par conséquent à éliminer ces défauts. Il faut tout d'abord

compenser le retard Θ , ensuite il faut soustraire toutes les réflexions parasites pour ne laisser subsister que les séquences réellement représentatives de l'effet de couplage que nous avons soulignées sur la figure 3.

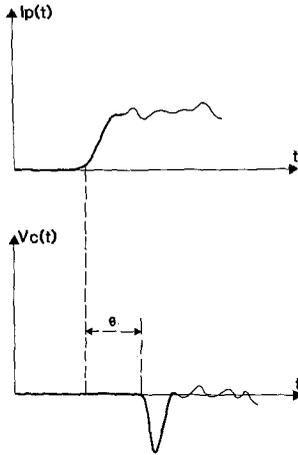


Fig. 3. — Configuration des signaux lorsqu'ils sont entachés des effets de réflexion et du retard de propagation.

Les informations traitées par le calculateur seront par conséquent les signaux schématisés sur la figure 4. Les 1 024 échantillons du courant corrigé $\bar{I}_p(t)$ et de la tension corrigée $\bar{V}_c(t)$ sont distribués sur une fenêtre de durée T qui correspond au calibre base de temps choisi pour représenter ces signaux.

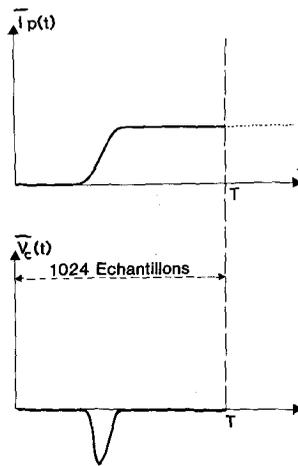


Fig. 4. — Restitution des signaux d'entrée et de sortie après correction.

Très concrètement, si la longueur Δl de la discontinuité exposée à la perturbation est petite devant la longueur d'onde, l'impédance de transfert du câble sera évaluée par une relation très simple.

$$(7) \quad Z_t = \frac{2}{\Delta L} \frac{\bar{V}_c(f)}{\bar{I}_p(f)} = \frac{2}{\Delta L} H(f)$$

L'impédance de transfert devient proportionnelle à une fonction de transfert $H(f)$ qui n'est autre que

le rapport des spectres des signaux corrigés $\bar{V}_c(f)$ et $\bar{I}_p(f)$.

La tension $\bar{V}_c(t)$ sera un signal à énergie finie, il n'en est pas de même pour le courant $\bar{I}_p(t)$ qui, conformément aux propriétés bien connues de la fonction échelon, sera un signal à énergie infinie. Cette situation pose une difficulté théorique lors de la détermination du spectre du courant, nous verrons que l'usage de la rampe de Nicolson ou de la méthode de la dérivée peut résoudre ce problème.

2.4. MÉTHODE DE NICOLSON

D'un point de vue mathématique, on ne peut pas calculer l'intégrale de Fourier d'un échelon [10].

En effet une étude de cette intégrale montre que la convergence au sens de Riemann n'est pas satisfaite et qu'il faut rechercher d'autres définitions que la transformée classique de Fourier pour calculer le spectre $\bar{I}_p(f)$. On peut représenter la transformée de Fourier en faisant appel aux distributions, mais le résultat devient incalculable numériquement. On peut aussi utiliser la transformée de Laplace et rechercher un moyen permettant de passer des fonctions symboliques au spectre de Fourier. C'est cette seconde solution que nous allons exposer et qui conduira à la justification théorique de la méthode de Nicolson utilisée pour mettre en œuvre la recherche du spectre du courant.

La fonction de transfert peut s'exprimer sous forme symbolique par le rapport des transformées de Laplace de la tension corrigée $\bar{V}_c(p)$ et du courant corrigé $\bar{I}_p(p)$

$$(8) \quad H(p) = \frac{\bar{V}_c(p)}{\bar{I}_p(p)}$$

La variable symbolique p sera un nombre complexe que l'on peut écrire

$$(9) \quad p = \varepsilon + j 2 \pi f$$

Afin de satisfaire les conditions de convergence des intégrales de Laplace, « ε » sera une variable réelle et positive alors que « f » que nous assimilerons par la suite à la fréquence sera une variable réelle.

$\bar{V}_c(t)$ et $\bar{I}_p(t)$ vont aussi satisfaire les conditions de causalité, leurs transformées de Laplace pourront par conséquent s'exprimer par les intégrales

$$(10) \quad \bar{V}_c(p) = \int_0^{\infty} \bar{V}_c(t) e^{-\varepsilon t} e^{-j 2 \pi f t} dt$$

$$(11) \quad \bar{I}_p(p) = \int_0^{\infty} \bar{I}_p(t) e^{-\varepsilon t} e^{-j 2 \pi f t} dt$$

L'intégrale (11) satisfait par conséquent la condition de convergence évoquée plus haut.

La fonction de transfert harmonique « $H(f)$ » peut alors être considérée comme la limite de la fonction

APPLICATIONS

transformée de Laplace « $H(f)$ » calculée dans l'hypothèse où la variable « ε » tend vers zéro, soit :

$$(12) \quad H(f) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} |H(\varepsilon + j2\pi f)|$$

Cette difficulté théorique étant maintenant contournée, regardons la réalité pratique du calcul du spectre des signaux et plus particulièrement l'évaluation de $\bar{I}_p(f)$.

Comme nous l'avons signalé auparavant $\bar{V}_c(t)$ et $\bar{I}_p(t)$ sont limités à la durée de la fenêtre T .

Le signal tension $\bar{V}_c(t)$ ayant un retour à zéro à l'intérieur de la fenêtre, le calcul du spectre sera possible avec toute la précision requise. Par contre l'existence de la fenêtre implique une troncature du courant qui conduit pour l'expérimentateur à apprécier pour transformée de Laplace l'intégrale bornée :

$$(13) \quad \bar{I}_p(p) = \int_0^T \bar{I}_p(t) e^{-pt} e^{-j2\pi f t} dt$$

Une comparaison avec l'intégrale donnée par la relation (11) montre qu'il en résultera une erreur calculable analytiquement puisque le courant est invariant pour l'intervalle de temps supérieur à T . Cette erreur systématique que l'on appelle encore erreur de troncature peut alors s'exprimer :

$$(14) \quad \int_T^\infty \bar{I}_p(T) e^{-\varepsilon t} e^{-j2\pi f t} dt = \frac{\bar{I}_p(T) e^{-\varepsilon T} e^{-j2\pi f T}}{\varepsilon + j2\pi f}$$

Il faut donc chercher à éliminer cette erreur. La solution consiste à imposer le retour à zéro du courant pour les instants supérieurs à la durée de la fenêtre. On peut effectivement remplir cette condition en combinant au courant corrigé $\bar{I}_p(t)$ une fonction rampe de Nicolson $N(t)$ dont nous rappelons les caractéristiques (fig. 5)

$$(15) \quad N(t) = -\bar{I}_p(T) \frac{t}{T}, \quad 0 \leq t \leq T$$

$$(16) \quad \begin{cases} N(t) = 0, & t < 0 \\ N(t) = -\bar{I}_p(T), & t > T \end{cases}$$

La détermination du spectre du courant perturbateur se fera au moyen du signal composite $\bar{I}_N(t)$ obtenu en superposant le courant corrigé et la fonction rampe.

$$(17) \quad \bar{I}_N(t) = \bar{I}_p(t) + N(t)$$

La transformée de Laplace de $\bar{I}_N(t)$ s'exprime alors

$$(18) \quad \int_0^\infty \bar{I}_N(t) e^{-\varepsilon t} e^{-j2\pi f t} dt = \int_0^T [\bar{I}_p(t) + N(t)] e^{-\varepsilon t} e^{-j2\pi f t} dt$$

Il reste maintenant à évaluer l'erreur introduite par la fonction rampe $N(t)$ et rechercher les conditions permettant de l'éliminer.

L'erreur provoquée par la fonction rampe peut se calculer aisément par la transformée de Laplace que nous exprimons par la relation analytique suivante :

$$(19) \quad \int_0^\infty N(t) e^{-\varepsilon t} e^{-j2\pi f t} dt = -\frac{\bar{I}_p(T) (1 - e^{-\varepsilon T} e^{-j2\pi f T})}{T(\varepsilon + j2\pi f)^2}$$

Très concrètement l'évaluation du spectre des signaux se fait au moment de la mesure au moyen d'une Transformée de Fourier Discrète (TFD). La TFD

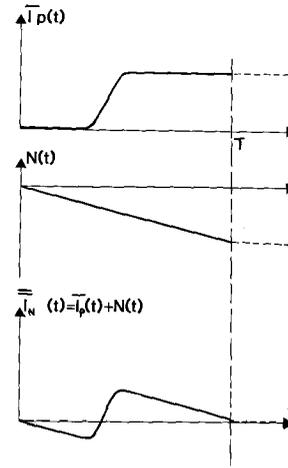


Fig. 5. — Application de la rampe de Nicolson pour le traitement ultérieur par Transformée de Fourier Discrète.

consistera à déterminer l'intégrale de Fourier pour des fréquences discrètes qui sont les multiples de la fréquence fondamentale imposée par la fenêtre de durée T , soit

$$(20) \quad f_n = \frac{n}{T}$$

Si nous déterminons l'intégrale (19) pour toutes ces fréquences discrètes et que nous faisons tendre la variable réelle « ε » vers zéro, nous remarquons que l'erreur introduite par la rampe de Nicolson s'annule

$$(21) \quad \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_0^\infty N(t) e^{-\varepsilon t} e^{-j2\pi f_n t} dt = 0$$

L'usage de la fonction rampe permet par conséquent de décrire de façon tout à fait satisfaisante la fonction de transfert $H(f_n)$

$$(22) \quad H(f_n) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\int_0^T \bar{V}_c(t) e^{-\varepsilon t} e^{-j2\pi f_n t} dt}{\int_0^T \bar{I}_N(t) e^{-\varepsilon t} e^{-j2\pi f_n t} dt}$$

Que l'on peut écrire plus simplement

$$(23) \quad H(f_n) = \frac{\bar{V}_c(f_n)}{\bar{I}_N(f_n)}$$

Relation dans laquelle $\bar{V}_c(f_n)$ et $\bar{I}_N(f_n)$ sont les spectres obtenus après application de la TFD sur le signal tension corrigée $\bar{V}_c(t)$ et sur le signal composite $\bar{I}_N(t)$.

2. 5. MÉTHODE DE LA DÉRIVÉE

Nous avons montré dans le paragraphe précédent que le non-retour à zéro de l'échelon de courant imposait une troncature et une source d'erreur que l'on pouvait compenser par l'artifice de la rampe de Nicolson.

Une autre alternative pour imposer le retour à zéro consiste à traiter non pas $\bar{I}_p(t)$ mais sa dérivée première $\bar{I}'_p(t)$ par rapport à la variable temps, soit

$$(24) \quad \bar{I}'_p(t) = \frac{d\bar{I}_p(t)}{dt}$$

Il existe entre les transformées de Fourier du signal dérivée $\bar{I}'_p(t)$ et du signal origine $\bar{I}_p(t)$ une relation remarquable que l'on peut écrire

$$(25) \quad \bar{I}'_p(f) = T.F[\bar{I}'_p(t)] = (j2\pi f) \lim_{\epsilon \rightarrow 0} [\bar{I}_p(p)]$$

La fonction de transfert $H(f)$ pourra donc s'exprimer facilement avec le rapport des intégrales de Fourier de $\bar{V}_c(t)$ et $\bar{I}'_p(t)$

$$(26) \quad H(f) = j2\pi f \frac{\bar{V}_c(f)}{\bar{I}'_p(f)}$$

On peut aisément transcrire ce résultat avec le concept de Transformée de Fourier Discrète et calculer directement la fonction de transfert par le rapport des spectres

$$(27) \quad H(f_n) = j2\pi f_n \frac{\bar{V}_c(f_n)}{\bar{I}'_p(f_n)}$$

La fonction échelon $\bar{I}_p(t)$ n'ayant pas de description analytique, il faudra évidemment calculer sa dérivée numériquement.

2. 6. RÉSULTATS OBTENUS SUR UN ÉCHANTILLON DE CÂBLE

Nous allons présenter les variations de l'impédance de transfert déterminées sur un échantillon de câble coaxial de type RG213, il s'agit d'un câble comprenant un blindage tressé offrant un recouvrement voisin de 90%.

Nous représentons les signaux et résultats à la suite des différentes phases marquant l'élaboration du traitement.

Sur la figure 6 sont tout d'abord illustrés le courant perturbateur $I_p(t)$ et la tension perturbatrice $V_c(t)$ tels qu'ils apparaissent à l'expérimentateur.

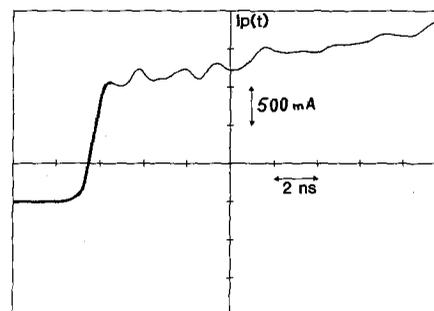


Fig. 6 (a). — Courant perturbateur tel qu'il apparaît lors de l'expérience.

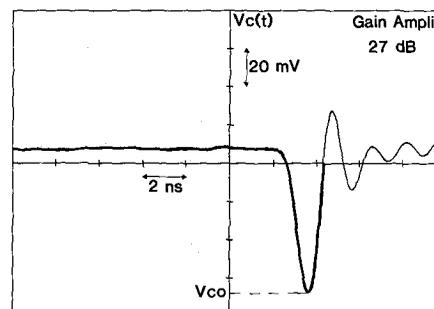


Fig. 6 (b). — Tension perturbatrice telle qu'elle apparaît lors de l'expérience.

Nous y observons le retard θ qui sera compensé par la suite, nous remarquons également le front de montée du courant perturbateur qui joue un rôle essentiel dans cette méthode de mesure.

En effet, au front de montée nous faisons correspondre sur la tension perturbatrice $V_c(t)$ l'impulsion d'amplitude V_{c0} qui traduit comme nous l'avons dit plus haut l'effet recherché.

Compte tenu des fluctuations engendrées par les diverses réflexions il est bien difficile d'apprécier avec objectivité le front de montée du courant perturbateur. L'expérience a montré que ce paramètre coïncide assez bien avec la largeur du premier lobe de l'impulsion de tension perturbatrice. L'usage de la méthode de la dérivée du courant perturbateur ajoute aussi des informations complémentaires sur le choix du front de montée puisque nous avons dans ce cas et avec une assez bonne précision la position des inflexions suivies par le transitoire.

Sur la figure 7 sont représentés les signaux après synchronisation et correction, on remarquera la limite τ_c retenue pour la définition du front de montée.

Les variations du module et de la phase de l'impédance de transfert sont reproduites sur la figure 8. Les courbes sont le résultat de l'interpolation linéaire de 512 échantillons des fréquences positives calculées après l'action de la TFD. La fenêtre temporelle ayant une durée de 20 ns, nous couvrons par conséquent un spectre « théorique » compris entre 50 MHz et

APPLICATIONS

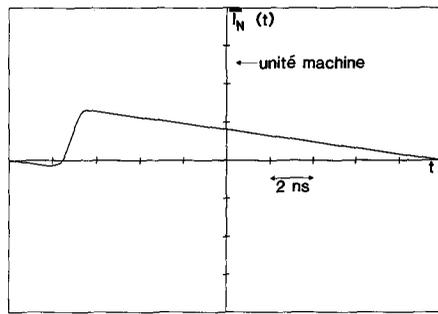


Fig. 7 (a). — Courant perturbateur tel qu'il sera traité par la TFD.

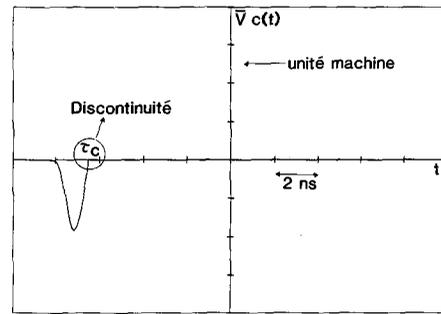


Fig. 7 (b). — Tension perturbatrice corrigée qui sera traitée par la TFD.

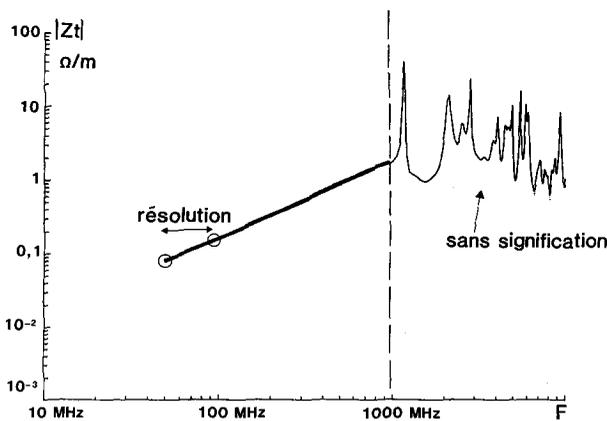


Fig. 8 (a). — Variation du module de l'impédance de transfert après traitement.

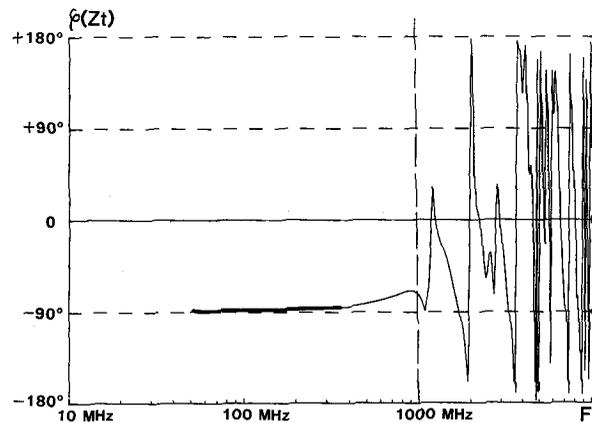


Fig. 8 (b). — Variation de la phase de l'impédance de transfert après traitement.

25 GHz. La résolution Δf est bien entendu l'inverse de la fenêtre de durée T soit :

$$(28) \quad \Delta f = \frac{1}{T}$$

Pour la présente expérience la résolution sera par conséquent de 50 MHz.

L'allure générale des courbes permet de diviser leur intervalle de variation en deux régions.

Pour les échantillons d'ordre peu élevé compris entre 1 et 20, il s'agit de caractéristiques monotones, par contre pour les échantillons d'ordre supérieur à 20 on enregistre des fluctuations d'autant plus grandes que l'ordre croît. Ce comportement s'explique aisément dans la mesure où l'amplitude du spectre des signaux diminue lorsque l'ordre des échantillons augmente et qu'au-dessus d'une certaine limite le rapport calculé par la relation (27) est entaché d'un bruit numérique d'autant plus intense que l'ordre des échantillons s'approche de 512.

Le critère limitant la validité des résultats est évidemment relié aux caractéristiques des signaux et plus spécialement au front de montée du courant perturbateur τ_d .

Nous savons que le spectre d'un échelon à front de montée non nul obéit à une loi tout à fait remarquable.

En effet, ce spectre s'annule pour toutes les fréquences multiples de l'inverse du front de montée τ_d . La région du spectre située au voisinage des zéros sera par conséquent entachée d'une grande imprécision, qui sera d'ailleurs amplifiée par le bruit rapporté par la chaîne de mesure. Il en résultera les fluctuations importantes observées sur les courbes de la figure 8. Une estimation de la durée du front de montée conduit à 1 ns, ce chiffre correspond donc parfaitement à la singularité observée à la fréquence de 1000 MHz sur la caractéristique du module de l'impédance de transfert. Le premier zéro du spectre du courant perturbateur marque ainsi la frontière définissant la validité des résultats. Cette expérience a aussi été pratiquée à l'aide de la méthode de la dérivée du courant perturbateur, la précision s'est avérée un peu meilleure qu'avec la méthode de la rampe de Nicolson. Cela tient au fait que le spectre de $I_p'(t)$ est beaucoup plus riche que le spectre de $I_p(t)$ ce qui atténue les effets consécutifs à l'imprécision.

2.7. AMÉLIORATIONS POSSIBLES DE LA TECHNIQUE DE MESURE

La description à laquelle nous venons de procéder a révélé que les signaux recueillis au cours des mesures d'impédance de transfert sont fortement bruités par diverses réflexions. On peut distinguer dans ces phéno-

mènes, les réflexions à faible espacement dans le temps et les réflexions à espacement plus long. Les premières sont principalement dues à la transition d'impédance offerte par le plan d'entrée de la ligne perturbatrice, alors que les secondes sont les réflexions sur l'extrémité ouverte de la ligne perturbatrice.

Si on parvient tout d'abord à éliminer les réflexions à faible espacement il s'en suivra une meilleure définition du front de montée du courant perturbateur et par conséquent un spectre beaucoup plus riche. On peut résoudre ce problème en modifiant la technologie du banc de mesures par la pratique d'une transition progressive entre le générateur d'impulsion et la ligne perturbatrice.

D'autre part la crédibilité de la méthode de mesure repose sur un critère important que nous avons signalé dans le premier paragraphe. Il faut que le couplage électromagnétique exercé par l'échantillon de câble expérimenté soit inductif, ce qui revient à traiter une tension perturbatrice qui est pratiquement la dérivée du courant perturbateur. Si la majorité des câbles blindés suit ce comportement, il existe toutefois quelques exceptions où se superpose à l'habituelle dérivée du courant perturbateur une composante de plus faible amplitude pouvant s'étendre sur quelques centaines de nanosecondes. Cette région du signal est évidemment mêlée aux réflexions à espacement large que l'on pourrait avantageusement éliminer pour améliorer la description du couplage.

Une solution technologique est pratiquement exclue, en effet elle conduirait à rechercher l'adaptation de l'extrémité de la ligne perturbatrice qui est tout à fait incompatible avec la simplicité mécanique souhaitée. Une approche numérique est par contre envisageable. Nous avons ici un bel exemple de recherche de signal entâché par des échos multiples que l'on peut assimiler à l'étude d'un système convolutif. Nous savons que ce type de problème peut être abordé en faisant usage des propriétés du « cepstre » [9]. C'est cette voie que nous avons choisi d'expérimenter en tentant tout d'abord une simulation numérique sur des signaux dont les caractéristiques s'approcheront le plus possible des signaux réels.

A plus court terme d'autres améliorations sont envisageables et plus particulièrement la réduction de la durée d'exécution de la TFD.

Nous utilisons actuellement un logiciel programmé en langage « basic » pour lequel le déroulement d'une TFD demande approximativement 20 minutes. C'est pour accroître la rapidité d'exécution de ce calcul et augmenter encore les performances que nous avons développé un processeur de Fourier autonome directement adressable par le calculateur.

Outre l'amélioration intéressante du temps calcul, ce nouvel outil pourra traiter 2048 échantillons, la résolution de l'analyse spectre sera donc doublée, ce qui ne peut qu'améliorer les performances du banc de mesure.

Les prochains paragraphes seront consacrés à une description du processeur de Fourier.

3. Description et performances du processeur de Fourier [8]

Le marché des composants offre actuellement une grande diversité de dispositifs qui permettent de réaliser les calculs de transformée de Fourier avec rapidité et précision. Ce sont par exemple des composants spécialisés qui réalisent directement ces calculs, ou bien ce sont de simples multiplieurs rapides. Les premiers deviennent difficiles à mettre en œuvre lorsqu'il s'agit d'exécuter un calcul sur 1024 ou 2048 points non seulement sur le plan matériel (interconnexions) mais aussi sur le plan logiciel (gestion). De plus ils sont, comme les seconds, considérés comme des périphériques d'une unité centrale qui en assure la gestion. Cette unité centrale doit être très rapide dans ses procédures d'échange E/S si on ne veut pas dégrader la qualité des composants utilisés.

Si le critère de rapidité d'exécution du calcul est souvent déterminant dans le choix d'une solution pour ce type de problème, nous n'avons pas retenu ce critère comme prioritaire devant celui de la capacité de traitement qui doit atteindre 2048 points. Une durée de calcul de l'ordre de 4 à 5 secondes est raisonnable sur le banc de mesure que nous utilisons car il reste très faible devant les durées de réglage et de mise au point. Par ailleurs dans le cas où le matériel est emmené sur le terrain, les qualités de poids, de consommation, de simplicité deviennent alors fondamentales.

Nous avons donc choisi d'utiliser un microprocesseur travaillant avec un algorithme de FFT et nous montrons qu'un simple microcontrôleur du type Intel 8031, bien que travaillant avec des mots de 8 bits donne entière satisfaction. Ce microcontrôleur présente l'avantage de posséder sur la même pastille de silicium, entre autre : une unité de calcul, une mémoire RAM à accès rapide et des ports d'entrée/sortie performants, par ailleurs le jeu d'instructions pour le calcul arithmétique est puissant. En soignant particulièrement la mise en place de l'algorithme, en optimisant les échanges avec les mémoires extérieures nous obtenons des temps de calcul et une précision tout à fait acceptable.

3.1. CHOIX DE L'ALGORITHME DE CALCUL [5, 7]

Le microcontrôleur se prête très bien aux calculs arithmétiques importants avec des enchaînements simples; les algorithmes de Sande ou de Cooley-Tuckey sont donc préférables à d'autres algorithmes plus modernes mais aussi plus complexes et de ce fait inadaptés à l'architecture d'un calculateur à microprocesseur. Ces deux algorithmes se distinguent essentiellement par les permutations à effectuer au cours des calculs; l'algorithme de Sande ne demandant qu'une permutation sur le résultat final, c'est celui-là que nous avons choisi.

Comme le microcontrôleur possède une RAM intégrée de 128 octets, le calcul d'un couple de points

APPLICATIONS

(3 additions, 3 soustractions, 4 multiplications) ne nécessite aucun échange avec une mémoire extérieure et le temps de calcul d'un treillis élémentaire ne dépend que de la rapidité de l'unité centrale. Par contre le temps total de calcul dépendra essentiellement du nombre d'échanges avec les mémoires extérieures. Nous avons donc procédé à plusieurs simplifications.

3.2. SIMPLIFICATIONS DE L'ALGORITHME

Sans introduire d'imprécisions dans le calcul, on peut tenir compte de certaines particularités des données à traiter ou de l'algorithme proprement dit :

- Test sur les composantes de l'échantillon. En testant la valeur numérique de chacune des composantes de l'échantillon en cours de traitement, nous interdisons toute séquence de calcul portant sur une valeur nulle.
- Traitement par un module de calcul spécifique des colonnes 9, 10, 11 qui peuvent se simplifier.
- Mémorisation dans une mémoire EPROM des valeurs tabulées des sinus et cosinus.
- Mise en ordre des résultats finaux par hardware (utilisation d'un simple circuit multiplexeur).

3.3. PRINCIPE DU CALCUL ARITHMÉTIQUE [6]

Le microprocesseur que nous avons choisi travaille comme nous l'avons déjà dit sur des mots de 8 bits. En utilisant un octet et demi par mot (soit 12 bits) nous obtenons une précision suffisante et qui correspond aux convertisseurs A/N généralement utilisés. Pour effectuer les multiplications (dimensions 12×12) nous avons mis au point un petit algorithme spécifique (passage au module, et formatage particulier des données). Les additions et les soustractions sont effec-

tuées dans une représentation classique de complément à deux.

3.4. FONCTIONNEMENT DU CALCULATEUR ET PERFORMANCES

La figure 9 donne une représentation synoptique de la carte calculateur. Les programmes sont stockés dans une REPRON ainsi que la table des sinus et des cosinus alors que les données sont mémorisées dans une mémoire RAM. Cette mémoire contient au départ les valeurs correspondantes au signal à traiter, ces valeurs sont progressivement remplacées au fur et à mesure du déroulement du calcul par les résultats. Nous pouvons remarquer que les échanges d'adresses entre le microcontrôleur et la mémoire « données » se font par l'intermédiaire d'un transformateur d'adresse qui est le multiplexeur dont nous avons parlé au paragraphe 3.2.

La liaison avec le système d'acquisition du banc de mesure est réalisée soit par une liaison série au standard RS232C, soit par un interface au standard GPIB (en cours de développement). Ces deux types de liaisons sont bilatérales, la carte calculateur est initialement en position d'attente. A la réception du premier mot qui est interprété suivant un code particulier les données de départ sont stockées dans la RAM « données », et le calcul commence immédiatement après réception de la dernière donnée. Dès que le calcul est terminé le contenu de la RAM « données » qui contient alors les résultats est envoyé sur l'interface de sortie. Le système d'acquisition doit être en position réception pour mémoriser et éventuellement visualiser le résultat.

De nombreuses possibilités sont offertes avec ce mode de liaison. En effet nous pouvons stocker dans la REPRON programme d'autres programmes tels

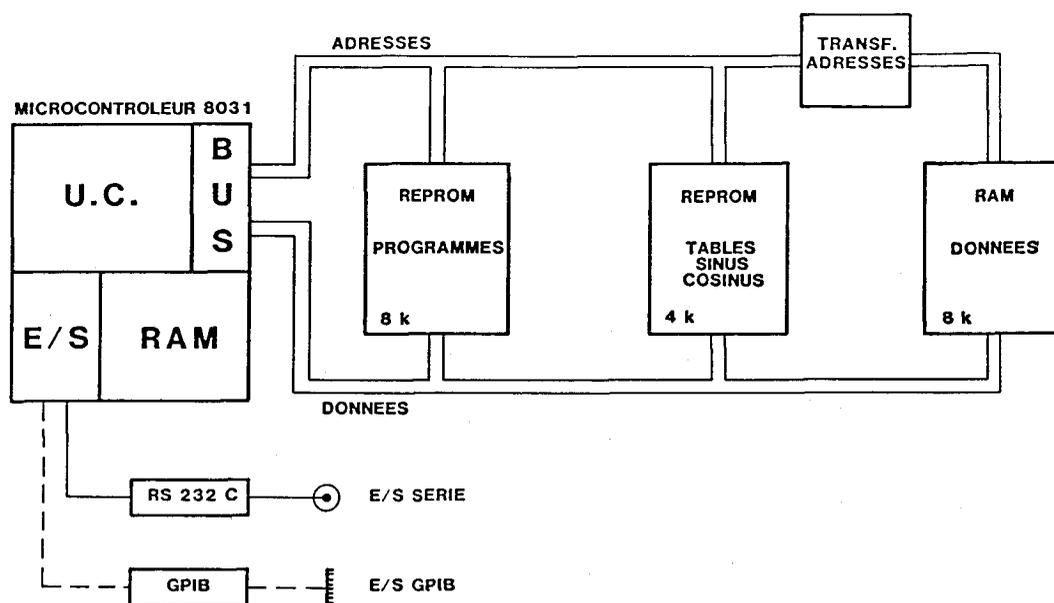


Fig. 9. — Schéma synoptique du processeur de Fourier.

MESURE DE L'IMPÉDANCE DE TRANSFERT DES CABLES EN RÉGIME IMPULSIONNEL

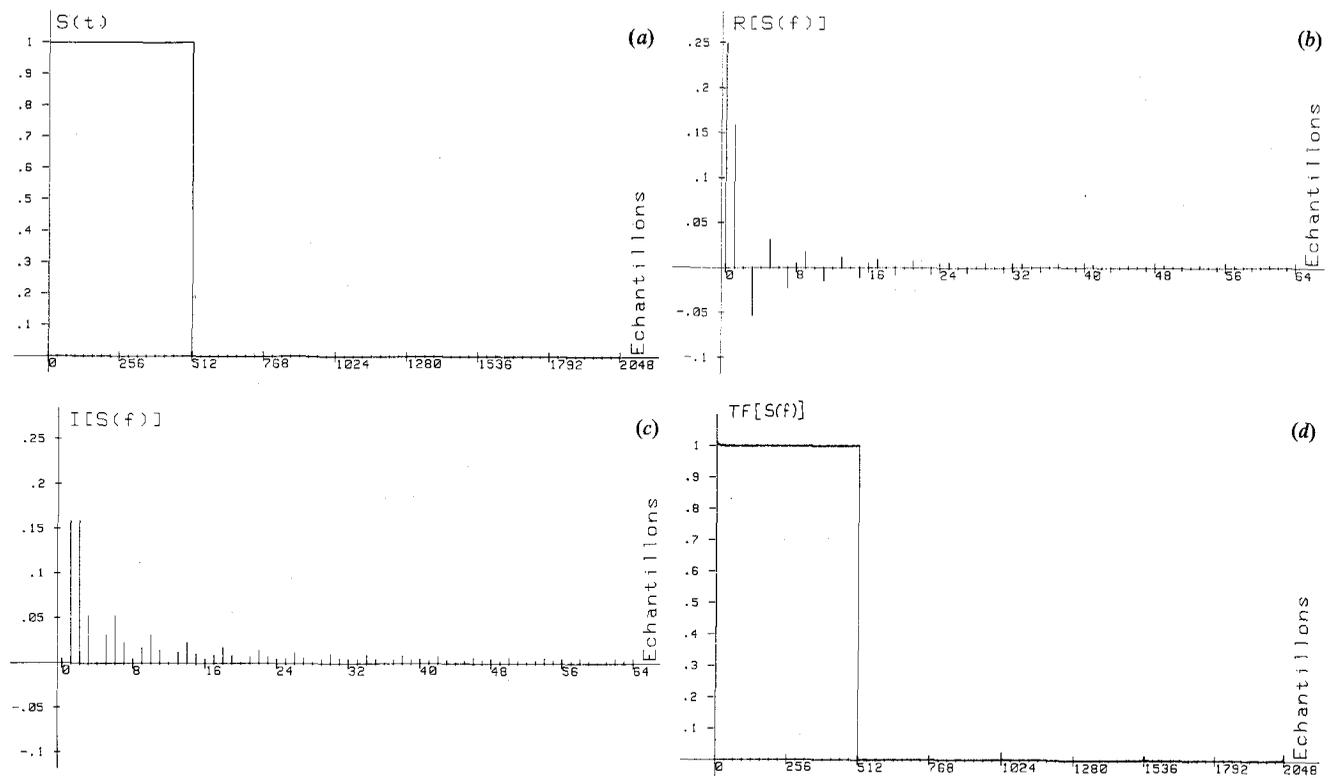


Fig. 10. — Effet des transformées directe et inverse sur une impulsion rectangulaire.
(a) Signal initial. (b), (c) Spectre après transformation directe. (d) Restitution du signal après transformation inverse.

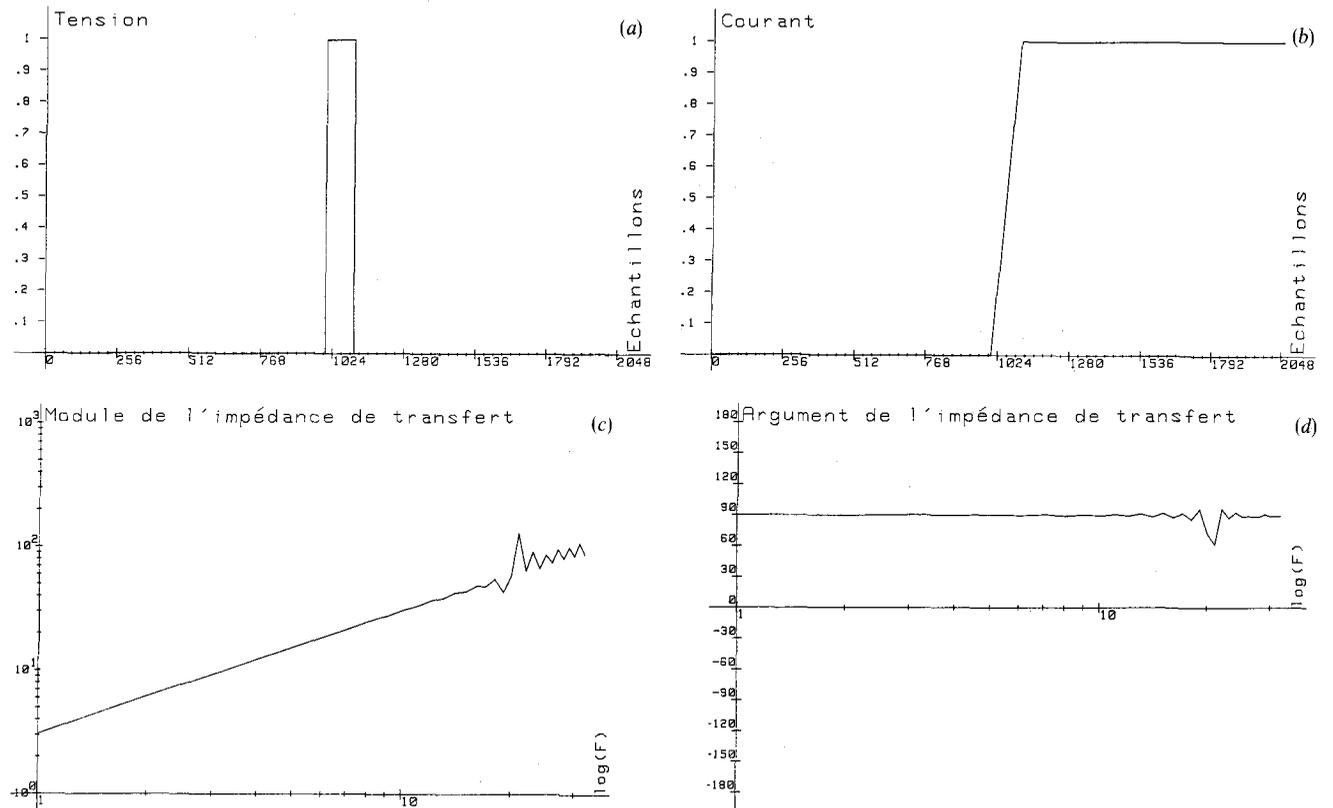


Fig. 11. — Signaux théoriques utilisés pour la simulation.
(a) Tension. (b) Courant. (c) Module de l'impédance de transfert. (d) Argument de l'impédance de transfert.

APPLICATIONS

que : transformée inverse, moyennage, corrélation... qui seront sélectionnés par des mots codes différents.

Les essais que nous avons effectués sur quelques signaux caractéristiques nous ont permis de déterminer le temps de calcul d'une transformée directe : 3 à 6 secondes, et le temps de calcul d'une transformée inverse : 4 à 7 secondes.

La précision du calcul est très bonne. Différents tests ont été effectués sur des fonctions simples, dont on peut calculer théoriquement la valeur des harmoniques, les écarts sont toujours très faibles.

La figure 10 illustre ces performances sur un signal particulier (transformée directe et inverse d'une impulsion). On retrouve bien, malgré un très léger bruit, la forme du signal initial.

Enfin la figure 11 montre qu'il est parfaitement possible d'effectuer le rapport des spectres d'une impulsion de tension (a) et d'un échelon de courant (b) qui permet d'obtenir le module (c) et l'argument (d) de l'impédance de transfert d'un câble. On retrouve bien les formes des courbes 9(a) et 9(b).

Conclusion

L'usage des signaux transitoires combiné à la transformation de Fourier s'est révélé un moyen puissant pour évaluer l'impédance de transfert des câbles aux fréquences élevées.

Cette technique de mesure est toutefois subordonnée à une condition importante qui est étroitement liée à la phénoménologie du couplage électromagnétique. En effet, nous avons supposé que celui-ci était de nature inductive et qu'il en résultait une conséquence remarquable que nous rappelons. Le signal en sortie de la chaîne de mesure s'apparente alors à une impulsion de durée égale au temps de transition du signal appliqué à l'entrée de la chaîne. Toutefois tous les câbles n'obéissent pas à ce mécanisme de couplage, il est donc indispensable de poursuivre des expériences sur une variété très large d'échantillons afin d'apprécier les possibilités de cette nouvelle méthode de mesure et les améliorations que l'on peut apporter au traitement des signaux.

L'exécution de la transformée de Fourier est apparue comme une étape assez délicate puisqu'elle doit satisfaire deux objectifs en apparence contradictoires qui

sont, un temps de calcul compétitif et la possibilité d'y adjoindre de nouvelles fonctions au cours de l'évolution du projet.

Le recours à un microcontrôleur programmé a offert toute la souplesse souhaitée sans pour autant alourdir le temps calcul. Dans sa version actuelle le processeur de Fourier dialogue avec le calculateur à l'aide d'une liaison RS232C. L'étude se poursuit pour rendre compatible ce périphérique avec le standard GPIB.

Pour répondre à d'autres besoins et notamment l'alimentation autonome de cet appareil lors de campagne de mesures menées sur le terrain, nous pensons apporter quelques améliorations. La principale modification concerne le choix technologique des circuits que nous pourrions sans difficultés transférer en technique CMOS. La réduction appréciable de la consommation permettrait ainsi d'atteindre à l'aide de batteries de faible capacité, une autonomie de quelques heures.

Manuscrit reçu le 23 septembre 1985.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] E. F. VANCE, *Coupling to shielded cable*, John Wiley, 1978.
- [2] B. DEMOULIN, P. DUVINAGE et P. DEGAUQUE, Measurement of Transfer parameters of shielded cables at frequencies above 100 MHz, *Electromagnetic Compatibility 6th Symposium*, Zurich, March 1985, Symposium record, p. 521-524, T. DVORAK, éd.
- [3] P. DUVINAGE, Étude et caractérisation électromagnétique des discontinuités de blindage, application à la mesure des paramètres de transfert de câbles coaxiaux aux fréquences élevées, *Thèse 3^e cycle*, Lille, 1984.
- [4] J. MAX, *Méthode et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques*, Masson, 1981.
- [5] M. BELLANGER, *Traitement numérique du signal. Théorie et pratique*, Masson, 1981.
- [6] M. AUMIAUX, *Logique binaire. Fonction logique et arithmétique binaire*, Masson, 1982.
- [7] E. ORAN BRIGHAM, *The Fast Fourier Transform*, Prentice-Hall inc.
- [8] J. DE SMET, Adaptation d'un microcontrôleur au calcul de la Transformée de Fourier Rapide, *Mémoire CNAM*, Lille, 1985.
- [9] M. GRABISCH et J. C. BALLUET, Identification en présence d'échos par le cepstre, *Traitement du Signal*, vol. 2, n° 1, 1985, p. 11-27.
- [10] E. ROUBINE, *Introduction à la théorie de la communication*, Masson.