

Recommandation UIT-R P.2040-3

(08/2023)

Série P: Propagation des ondes radioélectriques

**Effets des matériaux de construction et
des structures des bâtiments sur la
propagation des ondes radioélectriques
aux fréquences supérieures à 100 MHz
environ**



Avant-propos

Le rôle du Secteur des radiocommunications est d'assurer l'utilisation rationnelle, équitable, efficace et économique du spectre radioélectrique par tous les services de radiocommunication, y compris les services par satellite, et de procéder à des études pour toutes les gammes de fréquences, à partir desquelles les Recommandations seront élaborées et adoptées.

Les fonctions réglementaires et politiques du Secteur des radiocommunications sont remplies par les Conférences mondiales et régionales des radiocommunications et par les Assemblées des radiocommunications assistées par les Commissions d'études.

Politique en matière de droits de propriété intellectuelle (IPR)

La politique de l'UIT-R en matière de droits de propriété intellectuelle est décrite dans la «Politique commune de l'UIT-T, l'UIT-R, l'ISO et la CEI en matière de brevets», dont il est question dans la Résolution UIT-R 1. Les formulaires que les titulaires de brevets doivent utiliser pour soumettre les déclarations de brevet et d'octroi de licence sont accessibles à l'adresse <http://www.itu.int/ITU-R/go/patents/fr>, où l'on trouvera également les Lignes directrices pour la mise en œuvre de la politique commune en matière de brevets de l'UIT-T, l'UIT-R, l'ISO et la CEI et la base de données en matière de brevets de l'UIT-R.

Séries des Recommandations UIT-R

(Également disponible en ligne: <http://www.itu.int/publ/R-REC/fr>)

Séries	Titre
BO	Diffusion par satellite
BR	Enregistrement pour la production, l'archivage et la diffusion; films pour la télévision
BS	Service de radiodiffusion sonore
BT	Service de radiodiffusion télévisuelle
F	Service fixe
M	Services mobile, de radiorepérage et d'amateur y compris les services par satellite associés
P	Propagation des ondes radioélectriques
RA	Radio astronomie
RS	Systèmes de télédétection
S	Service fixe par satellite
SA	Applications spatiales et météorologie
SF	Partage des fréquences et coordination entre les systèmes du service fixe par satellite et du service fixe
SM	Gestion du spectre
SNG	Reportage d'actualités par satellite
TF	Émissions de fréquences étalon et de signaux horaires
V	Vocabulaire et sujets associés

Note: Cette Recommandation UIT-R a été approuvée en anglais aux termes de la procédure détaillée dans la Résolution UIT-R 1.

Publication électronique
Genève, 2024

© UIT 2024

Tous droits réservés. Aucune partie de cette publication ne peut être reproduite, par quelque procédé que ce soit, sans l'accord écrit préalable de l'UIT.

RECOMMANDATION UIT-R P.2040-3

**Effets des matériaux de construction et des structures des bâtiments
sur la propagation des ondes radioélectriques aux fréquences
supérieures à 100 MHz environ**

(Question UIT-R 211/3)

(2013-2015-2021-2023)

Domaine d'application

La présente Recommandation donne des indications sur les effets des matériaux de construction et des structures des bâtiments sur la propagation des ondes radioélectriques aux fréquences supérieures à 100 MHz.

Mots clés

Permittivité, conductivité

L'Assemblée des radiocommunications de l'UIT,

considérant

- a) que les propriétés électriques des matériaux et les structures des bâtiments ont une incidence importante sur la propagation des ondes radioélectriques;
- b) qu'il est nécessaire de comprendre les affaiblissements que subissent les ondes radioélectriques en raison des matériaux de construction et des structures des bâtiments;
- c) qu'il est nécessaire de fournir des indications aux ingénieurs pour éviter que des brouillages ne soient causés par les systèmes situés à l'extérieur de bâtiments aux systèmes se trouvant à l'intérieur ou inversement;
- d) qu'il est nécessaire de fournir aux utilisateurs une source homogène pour le calcul des effets des matériaux de construction et des structures des bâtiments,

notant

- a) que la Recommandation UIT-R P.526 donne des indications sur les effets de la diffraction, y compris ceux dus aux matériaux de construction et aux structures des bâtiments;
- b) que la Recommandation UIT-R P.527 donne des informations sur les propriétés électriques de la surface de la Terre;
- c) que la Recommandation UIT-R P.679 donne des indications sur la planification des systèmes de radiodiffusion par satellite;
- d) que la Recommandation UIT-R P.1238 fournit des indications sur la propagation en intérieur pour des fréquences comprises entre 900 MHz et 100 GHz;
- e) que la Recommandation UIT-R P.1406 donne des informations sur divers aspects de la propagation relatifs au service mobile terrestre de Terre et au service de radiodiffusion dans les bandes d'ondes métriques et décimétriques;
- f) que la Recommandation UIT-R P.1407 donne des informations sur les divers aspects de la propagation par trajets multiples;

g) que la Recommandation UIT-R P.1411 fournit des méthodes de prévision de la propagation sur de courts trajets dans des environnements en extérieur, pour des fréquences comprises entre 300 MHz et 100 GHz environ;

h) que la Recommandation UIT-R P.1812 fournit une méthode de prévision de la propagation pour les services de Terre point-zone dans la gamme de fréquences comprises entre 30 MHz et 6 GHz,

recommande

d'utiliser, à titre indicatif, les informations et les méthodes figurant dans l'Annexe 1 pour évaluer les effets des propriétés des matériaux de construction et des structures des bâtiments sur l'affaiblissement de propagation des ondes radioélectriques et pour définir des modèles de propagation déterministes prenant en compte les ouvrages de construction.

L'Annexe 1 décrit les principes de base et donne les formules pour évaluer la réflexion sur les matériaux de construction et les structures des bâtiments et la transmission par ces matériaux et ces structures. Elle comprend aussi un modèle décrivant les propriétés électriques en fonction de la fréquence et un tableau des paramètres pour les matériaux considérés.

On trouvera dans le Rapport UIT-R P.2346 des exemples de mesure de l'affaiblissement dû à la pénétration dans les bâtiments.

Annexe 1

TABLE DES MATIÈRES

	<i>Page</i>
Politique en matière de droits de propriété intellectuelle (IPR).....	ii
Annexe 1	2
1 Introduction	3
2 Principes de base et théorie	3
2.1 Théorie des propriétés électriques des matériaux	3
2.1.1 Introduction	3
2.1.2 Méthode.....	4
2.1.3 Variation des propriétés des matériaux en fonction de la fréquence ...	8
2.1.4 Modèles de variation des propriétés des matériaux en fonction de la fréquence	8
2.2 Effets de la structure des bâtiments sur la propagation des ondes radioélectriques.....	9
2.2.1 Réflexion d'ondes planes et transmission à une interface plane unique	9

2.2.2	Réflexion et transmission d'ondes planes dans le cas d'une dalle monocouche ou d'une dalle multicouches.....	13
2.2.3	Propagation des guides d'ondes dans les bâtiments	17
2.3	Théorie et résultats pour des matériaux dont la surface est sélective en fréquence.....	20
2.3.1	Surfaces sélectives en fréquence.....	20
2.3.2	Théorie de la propagation des ondes au voisinage d'une surface présentant une série de formes convexes arrondies	21
2.3.3	Résultats de calcul.....	22
2.3.4	Mesure.....	23
3	Compilations des propriétés électriques des matériaux.....	24
	Pièce jointe 1 à l'Annexe 1 – Autre méthode de calcul des coefficients de réflexion et de transmission pour les matériaux de construction constitués de N dalles diélectriques, fondée sur l'utilisation d'une matrice ABCD	26

1 Introduction

La présente Annexe donne des indications sur les effets des propriétés électriques des matériaux de construction et des structures des bâtiments sur la propagation des ondes radioélectriques.

La Section 2 décrit les principes fondamentaux relatifs à l'interaction des ondes radioélectriques avec les matériaux de construction, définit divers paramètres à utiliser à cette fin et donne les formules de base pour la réflexion sur et la transmission par les interfaces composées d'un seul matériau et les dalles monocouche ou multicouches le plus souvent utilisées dans les ouvrages de construction.

La Section 3 définit un modèle pour les propriétés électriques et donne un tableau des paramètres pour les différents matériaux de construction.

2 Principes de base et théorie

L'interaction des ondes radioélectriques avec un bâtiment donne lieu à des affaiblissements qui dépendent des propriétés électriques des matériaux de construction et de la structure des bâtiments. La présente section a pour objet d'examiner les effets théoriques des propriétés électriques des matériaux et de la structure des bâtiments sur la propagation des ondes radioélectriques.

2.1 Théorie des propriétés électriques des matériaux

2.1.1 Introduction

La présente section décrit l'élaboration de formules simples de la permittivité et de la conductivité de matériaux de construction courants en fonction de la fréquence. Les formules sont basées sur l'ajustement de courbes à un certain nombre de résultats de mesure publiés, essentiellement dans la gamme de fréquences 1-100 GHz. L'objectif est de trouver un paramétrage simple à utiliser pour la modélisation du tracé des rayons intérieur-extérieur.

La caractérisation des propriétés électriques des matériaux est présentée de diverses manières dans les publications. Leur description présentée au § 2.1.2 a pour objet de pouvoir ramener à un format commun les données mesurées.

2.1.2 Méthode

2.1.2.1 Définitions des constantes électriques

Les paragraphes qui suivent concernent uniquement les matériaux non ionisés et non magnétiques, de sorte que, dans tout ce qui suit, la densité de charges libres, ρ_f , est considérée égale à zéro et la perméabilité des matériaux, μ , est considérée égale à la perméabilité de l'espace libre μ_0 .

Les grandeurs fondamentales à considérer sont la permittivité électrique, ε , et la conductivité, σ . Étant donné que, dans les publications, il existe de nombreuses manières de quantifier ces paramètres, nous commençons par expliciter ces différentes représentations et les relations entre elles.

2.1.2.2 Détermination

Le point de départ est l'équation d'onde obtenue à partir des équations de Maxwell. Compte tenu des hypothèses énoncées ci-dessus, l'équation d'onde pour le champ électrique \vec{E} est donnée par:

$$\nabla^2 \vec{E} - \varepsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial \vec{J}_f}{\partial t} \quad (1)$$

où:

\vec{E} : (vecteur d') intensité du champ électrique (V/m)

J_f : densité de courant des charges libres (A/m²)

ε : permittivité diélectrique (F/m)

μ_0 : perméabilité de l'espace libre (N/A²) = $4\pi \times 10^{-7}$ par définition.

Dans un conducteur, la relation entre \vec{J}_f et \vec{E} suit la loi d'Ohm:

$$\vec{J}_f = \sigma \vec{E} \quad (2)$$

où:

σ : conductivité (S/m).

En combinant les formules (1) et (2), on obtient:

$$\nabla^2 \vec{E} - \varepsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3)$$

En écrivant \vec{E} en notation exponentielle:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (4)$$

où:

\vec{E}_0 : valeur de \vec{E} pour $t = \vec{r} = 0$ (V/m)

\vec{k} : (vecteur de l') amplitude du nombre d'onde (m⁻¹) = $2\pi/\lambda$, où λ est la longueur d'onde en m

ω : pulsation (s⁻¹) = $2\pi f$, où f est la fréquence en s⁻¹

\vec{r} : distance spatiale (vecteur) (m).

et en intégrant cette expression dans la formule (3), on obtient:

$$k^2 - \varepsilon\mu_0\omega^2 + j\omega\mu_0\sigma = 0 \quad (5)$$

où:

k : amplitude de \vec{k} .

La formule (5) montre que l'intensité du champ électrique se propage sous la forme d'une onde sinusoïdale affaiblie.

2.1.2.3 Diélectrique non conducteur

Dans un diélectrique non conducteur ($\sigma = 0$), le champ n'est pas affaibli et, d'après la formule (5), la vitesse de propagation, $v (= \omega/k)$, est donnée par:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu_0}} \quad (6)$$

Par convention, ε s'exprime comme suit en fonction de la permittivité relative, et de la permittivité de l'espace libre:

$$\varepsilon = \eta \varepsilon_0 \quad (7)$$

où:

η : permittivité diélectrique relative du milieu considéré

ε_0 : permittivité diélectrique de l'espace libre = $8,854 \times 10^{-12}$ (F/m).

Ainsi, la vitesse de propagation dans un milieu de permittivité diélectrique η s'écrit comme suit:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\eta}} \quad (8)$$

où c est la vitesse de la lumière en espace libre ($= 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$). En d'autres termes, $\sqrt{\eta}$ est l'indice de réfraction du milieu diélectrique.

2.1.2.4 Diélectrique conducteur

Lorsque $\sigma \neq 0$, l'onde est affaiblie au cours de sa propagation. Il est commode dans ce cas de définir une permittivité relative complexe qui peut être obtenue comme suit. L'équation (5) peut être réécrite en intégrant $c^2 = 1/(\varepsilon_0\mu_0)$, ce qui donne:

$$\frac{c^2}{v^2} = \eta - j \frac{\sigma}{\varepsilon_0\omega} \quad (9a)$$

Étant donné que l'équation (8) donne $\frac{c^2}{v^2} = \eta$, cela peut être interprété comme une permittivité relative complexe qui s'écrit comme suit:

$$\eta = \eta' - j \frac{\sigma}{\varepsilon_0\omega} \quad (9b)$$

Ainsi, la permittivité relative définie pour un diélectrique pur devient la partie réelle η' de la permittivité relative complexe, plus générale, η définie pour un diélectrique conducteur.

Il n'existe pas de symboles communément acceptés pour ces termes. Dans la présente Recommandation, la permittivité relative s'écrit sous la forme:

$$\eta = \eta' - j\eta'' \quad (10)$$

où η' et η'' sont les parties réelle et imaginaire. En utilisant l'équation (9b), la partie imaginaire est donnée par:

$$\eta'' = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} \quad (11)$$

Il est à noter que le signe de la partie imaginaire de η est arbitraire, et est conforme à la convention utilisée pour les signes dans la formule (4). À partir de la formule (11), on obtient, en unités pratiques une conversion de η'' à σ :

$$\sigma = 0,05563 \eta'' f_{\text{GHz}} \quad (12)$$

La partie imaginaire de η peut aussi être exprimée en fonction du *facteur de dissipation*, défini par:

$$\tan \delta = \frac{\eta''}{\eta'} \quad (13)$$

on a alors:

$$\tan \delta = \frac{\sigma}{\varepsilon \omega} \quad (14)$$

D'après la formule (10), on obtient:

$$\eta = \eta'(1 - j \tan \delta) \quad (15)$$

et, en unités pratiques:

$$\sigma = 0,05563 \eta' \tan \delta f_{\text{GHz}} \quad (16)$$

Un autre terme que l'on rencontre parfois est le facteur Q du milieu, défini comme suit:

$$Q = \frac{\varepsilon \omega}{\sigma} \quad (17)$$

Il s'agit du rapport entre la densité de courant de déplacement $\partial D / \partial t$ et la densité de courant de conduction J_f . Pour les non-conducteurs, $Q \rightarrow \infty$. D'après la formule (14):

$$Q = 1 / \tan \delta \quad (18)$$

Parmi les termes rencontrés, figure aussi l'indice de réfraction complexe n , défini par $\sqrt{\eta}$. Si on écrit n en fonction de sa partie réelle et de sa partie imaginaire:

$$n = n' - jn'' = \sqrt{\eta} \quad (19)$$

d'après les formules (10) et (12), η' , η'' et σ sont donnés par:

$$\begin{aligned}\eta' &= (n')^2 - (n'')^2 \\ \eta'' &= 2n'n'' \\ \sigma &= 0,1113n'n'' f_{\text{GHz}}\end{aligned}\quad (20)$$

2.1.2.5 Taux d'affaiblissement

Un diélectrique conducteur affaiblira les ondes électromagnétiques au cours de leur propagation. Pour quantifier cet affaiblissement, on intègre la formule (5) dans la formule (4) et on simplifie à l'aide de la formule (14):

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp \left\{ j \left(\omega t - \sqrt{\eta' (1 - j \tan \delta)} k_0 \cdot \vec{r} \right) \right\} \quad (21)$$

où:

\vec{k}_0 : (vecteur du) nombre d'onde (m^{-1}) dans l'espace libre.

La partie imaginaire sous le signe de la racine carrée conduit à une diminution exponentielle du champ électrique en fonction de la distance:

$$\vec{E} \propto \vec{E}_0 \exp(-|\vec{r}|/\Delta) \quad (22)$$

Dans un calcul concret utilisant des variables complexes, la distance d'affaiblissement, Δ , à laquelle l'amplitude du champ est réduite de $1/e$ peut être évaluée comme suit:

$$\Delta = \frac{-1}{\text{Im}(k_0 \sqrt{\eta})} \quad (23a)$$

où la fonction «Im» donne la partie imaginaire de son argument. Analytiquement on peut montrer que:

$$\Delta = \frac{1}{k_0 \sqrt{\eta'}} \sqrt{\frac{2 \cos \delta}{1 - \cos \delta}} \quad (23b)$$

qui peut être évalué en calculant $\tan \delta$ à partir de η' et σ puis en procédant à une inversion pour obtenir $\cos \delta$. Il est possible d'évaluer plus directement les deux limites correspondant à $\sigma \rightarrow 0$ (diélectrique) et $\sigma \rightarrow \infty$ (conducteur). En choisissant l'approximation appropriée du terme sous le signe de la racine carrée dans la formule (21), ces limites sont les suivantes:

$$\Delta_{\text{dielectric}} = \frac{1}{k_0 \sqrt{\eta'}} \frac{2}{\tan \delta} \quad (24)$$

et:

$$\Delta_{\text{conductor}} = \frac{1}{k_0 \sqrt{\eta'}} \sqrt{\frac{2}{\tan \delta}} \quad (25)$$

Les formules (24) et (25) ont une précision d'environ 3% pour $\tan \delta < 0,5$ (diélectrique) et $\tan \delta > 15$ (conducteur). $\Delta_{\text{conductor}}$ est généralement appelé «profondeur de pénétration».

Dans la pratique, le taux d'affaiblissement est une grandeur plus utile que la distance d'affaiblissement, et il est simplement donné par:

$$A = \frac{20 \log_{10} \epsilon}{\Delta} = 8,686 / \Delta \quad (26)$$

où:

A: taux d'affaiblissement en dB/m (avec Δ en m).

En intégrant les formules (24) et (25) dans la formule (26) et en convertissant en unités pratiques, on obtient:

$$A_{dielectric} = 1636 \frac{\sigma}{\sqrt{\eta'}} \quad (27a)$$

$$A_{conductor} = 545,8 \sqrt{\sigma} f_{\text{GHz}} \quad (27b)$$

2.1.3 Variation des propriétés des matériaux en fonction de la fréquence

Dans les publications, la partie réelle de la constante diélectrique, rom η' est toujours donnée, mais souvent la fréquence n'est pas spécifiée. Dans la pratique, pour de nombreux matériaux, la valeur de rom η' est constante jusqu'à environ 5-10 GHz puis commence à baisser en fonction de la fréquence.

En règle générale, la valeur de σ dépend fortement de la fréquence dans la bande considérée, et augmente en fonction de la fréquence. C'est peut-être une raison pour laquelle, dans les publications, on trouve souvent la spécification de la partie imaginaire de la constante diélectrique, ou du facteur de dissipation: les formules (12) et (16) montrent que ces termes ne dépendent pas linéairement de la fréquence, contrairement à la variation de σ en fonction de la fréquence.

Pour chaque matériau, on peut obtenir un modèle simple de régression pour la variation de σ en fonction de la fréquence en procédant à un ajustement aux valeurs mesurées de σ à diverses fréquences.

2.1.4 Modèles de variation des propriétés des matériaux en fonction de la fréquence

Afin de déterminer la variation des propriétés des matériaux en fonction de la fréquence, les valeurs des constantes électriques des matériaux peuvent être caractérisées en fonction de la fréquence de mesure, de la partie réelle (η) et de la partie imaginaire (η') de la permittivité relative, du facteur de dissipation ($\tan \delta$) et de la conductivité (σ). Les expressions au § 2.1.2.4 permettent d'effectuer des conversions entre ces grandeurs.

Pour la conductivité, il existe en règle générale des données statistiquement significatives montrant une augmentation en fonction de la fréquence. Dans le cas présent, la tendance a été modélisée à l'aide de:

$$\sigma = c f_{\text{GHz}}^d \quad (28)$$

où c et d sont des constantes caractérisant le matériau. La représentation est une droite sur un graphique $\log(\sigma) - \log(f)$. La courbe de tendance est le meilleur ajustement à toutes les données disponibles.

Pour la permittivité relative, on peut prendre l'hypothèse d'une variation analogue en fonction de la fréquence:

$$\eta' = a f_{\text{GHz}}^b \quad (29)$$

où a et b sont des constantes caractérisant le matériau. Toutefois, dans pratiquement tous les cas, aucune tendance n'est manifeste en ce qui concerne la permittivité relative en fonction de la fréquence. Dans ces cas, on peut utiliser une valeur constante pour toutes les fréquences. La valeur de la constante est la moyenne de toutes les valeurs représentées. Quelques exemples sont donnés dans le Tableau 3.

2.2 Effets de la structure des bâtiments sur la propagation des ondes radioélectriques

2.2.1 Réflexion d'ondes planes et transmission à une interface plane unique

On examine dans la présente section le cas d'une onde plane en incidence sur une interface plane entre deux milieux homogènes et isotropes ayant des propriétés diélectriques différentes. Les milieux s'étendent sur une surface suffisamment vaste de part et d'autre de l'interface de sorte que les effets d'une autre interface sont négligeables, ce qui n'est pas nécessairement le cas pour les configurations de construction types. Par exemple, les affaiblissements de propagation dus à la présence d'un mur peuvent être influencés par de multiples réflexions internes. Les méthodes permettant de calculer les coefficients de réflexion et de transmission pour des dalles monocouche et multicouches sont données au § 2.2.2.

Une onde plane est utile à des fins d'analyse mais cette notion est largement théorique. Dans la pratique, une onde n'est pas parfaitement plane. Ce point est important car une onde parfaitement plane ne subit pas d'affaiblissement en espace libre (affaiblissement d'étalement). Les méthodes suivantes ne tiennent pas compte des affaiblissements en espace libre; elles prennent en compte uniquement les effets de l'interface entre les milieux.

2.2.1.1 Incidence oblique sur une interface plane

La Figure 1 illustre le cas d'une onde plane sinusoïdale en incidence oblique par rapport à une interface plane séparant deux milieux diélectriques non magnétiques uniformes de permittivité relative η_1 et η_2 . Les valeurs de η peuvent être calculées à partir de la partie réelle de la permittivité η' , et de la conductivité, σ , en utilisant les équations (10) et (11). Le Tableau 3 donne les paramètres à partir desquels ces valeurs peuvent être calculées en fonction de la fréquence.

Il existe trois théorèmes importants dans ce cas qui découlent de considérations géométriques.

- 1) Les vecteurs de nombre d'onde des ondes réfléchi et transmise (réfractée) se trouvent dans le plan d'incidence, c'est-à-dire dans le plan défini par le nombre d'onde k_1 de l'onde incidente et la normale à l'interface. On considère qu'il s'agit du plan x - z sur la Fig. 1.
- 2) Les angles d'incidence et de réflexion sont égaux (θ_1 sur la Fig. 1).
- 3) La relation entre l'angle de réfraction, θ_2 , et l'angle d'incidence suit la loi de Snell.

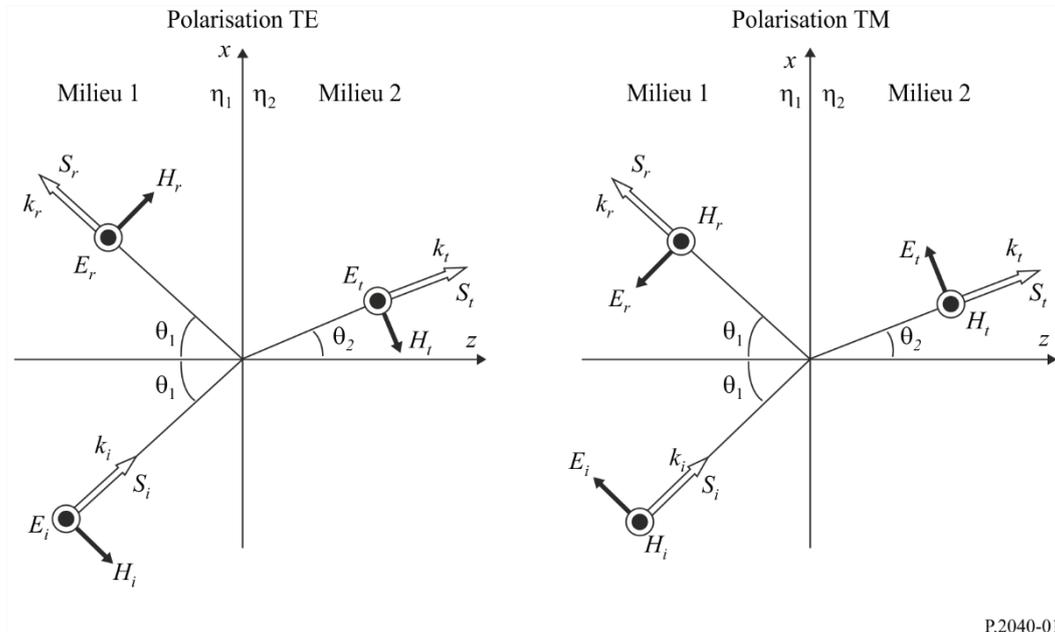
$$\frac{1}{c_1} \sin \theta_1 = \frac{1}{c_2} \sin \theta_2 \quad (30)$$

où $c_1 = c/\sqrt{\eta_1}$ et $c_2 = c/\sqrt{\eta_2}$ sont les vitesses respectives des ondes dans les deux milieux, et η_1 et η_2 représentent les permittivités relatives complexes des deux milieux.

Ces théorèmes aboutissent au fait que les facteurs exponentiels espace-temps, $\exp\{j(\omega t - k \cdot r)\}$, pour les trois ondes ($k \rightarrow k_1, k_1', k_2$, respectivement) sont identiques en tout point de l'interface.

FIGURE 1

Réflexion et réfraction d'ondes planes au niveau d'une interface plane



Deux polarisations de l'onde incidente sont illustrées sur la Fig. 1.

- À gauche, le vecteur électrique incident E_i est perpendiculaire au plan d'incidence. C'est ce que l'on appelle la polarisation électrique transversale (TE). On parle aussi de polarisation perpendiculaire, de polarisation s et de polarisation σ .
- À droite, le vecteur électrique incident E_i est parallèle au plan d'incidence. C'est ce que l'on appelle la polarisation magnétique transversale (TM). On parle aussi de polarisation parallèle, de polarisation p et de polarisation π .

Dans les descriptions qui suivent, les polarisations seront désignées par TE ou TM.

Une onde à polarisation arbitraire ou circulaire peut être décomposée en ses composantes TE et TM pour les besoins des calculs et ces composantes peuvent ensuite être recombinaées.

Les coefficients de réflexion et de transmission du champ E sont définis comme étant respectivement les ratios des vecteurs réfléchi et transmis (réfracté) par rapport au vecteur incident correspondant, tels qu'ils existent au niveau de l'interface. En général, ces coefficients sont complexes. Les expressions qui suivent ne tiennent pas compte de l'affaiblissement en espace libre ou d'autres affaiblissements qui précèdent ou suivent l'interaction entre une onde et l'interface.

Étant donné que les vecteurs électrique et magnétique doivent être continus dans le plan de l'interface, on obtient les expressions suivantes pour les coefficients du champ électrique. Les coefficients de réflexion et de transmission sont appelés respectivement R et T. Les indices indiquent les vecteurs concernés et si la polarisation est une polarisation TE ou une polarisation TM. Chacune des équations (31a) à (32b) est en deux parties, selon qu'il y a ou non réflexion interne totale. Il ne peut y avoir réflexion interne totale que si une onde est incidente à un milieu ayant un indice de réfraction faible.

Le coefficient de réflexion du champ E-pour une polarisation TE est:

$$R_{eTE} = \frac{E_r}{E_i} = \begin{cases} \frac{\sqrt{\eta_1} \cos \theta_1 - \sqrt{\eta_2} \cos \theta_2}{\sqrt{\eta_1} \cos \theta_1 + \sqrt{\eta_2} \cos \theta_2} & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \sin \theta_1 < 1 \\ 1 & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \sin \theta_1 \geq 1 \end{cases} \quad (31a)$$

Le coefficient de réflexion du champ E-pour une polarisation TM est:

$$R_{eTM} = \frac{E_r}{E_i} = \begin{cases} \frac{\sqrt{\eta_2} \cos \theta_1 - \sqrt{\eta_1} \cos \theta_2}{\sqrt{\eta_2} \cos \theta_1 + \sqrt{\eta_1} \cos \theta_2} & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \sin \theta_1 < 1 \\ 1 & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \sin \theta_1 \geq 1 \end{cases} \quad (31b)$$

Le coefficient de transmission du champ E-pour une polarisation TE est:

$$T_{eTE} = \frac{E_t}{E_i} = \begin{cases} \frac{2\sqrt{\eta_1} \cos \theta_1}{\sqrt{\eta_1} \cos \theta_1 + \sqrt{\eta_2} \cos \theta_2} & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \sin \theta_1 < 1 \\ 0 & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \sin \theta_1 \geq 1 \end{cases} \quad (32a)$$

Le coefficient de transmission du champ E-pour une polarisation TM est:

$$T_{eTM} = \frac{E_t}{E_i} = \begin{cases} \frac{2\sqrt{\eta_1} \cos \theta_1}{\sqrt{\eta_2} \cos \theta_1 + \sqrt{\eta_1} \cos \theta_2} & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \sin \theta_1 < 1 \\ 0 & \sqrt{\frac{\eta_1}{\eta_2}} \sin \theta_1 \geq 1 \end{cases} \quad (32b)$$

où η_1 et η_2 sont respectivement les permittivités relatives complexes des milieux 1 et 2. Elles peuvent être évaluées à l'aide de l'équation (9b), les valeurs de η' et σ étant prises dans le § 3 et le Tableau 3.

Le terme $\cos \theta_2$ dans les équations (31a) à (32b) peut être évalué en fonction du terme θ_1 en utilisant l'équation (30) comme suit:

$$\cos \theta_2 = \sqrt{1 - \frac{\eta_1}{\eta_2} \sin^2 \theta_1} \quad (33)$$

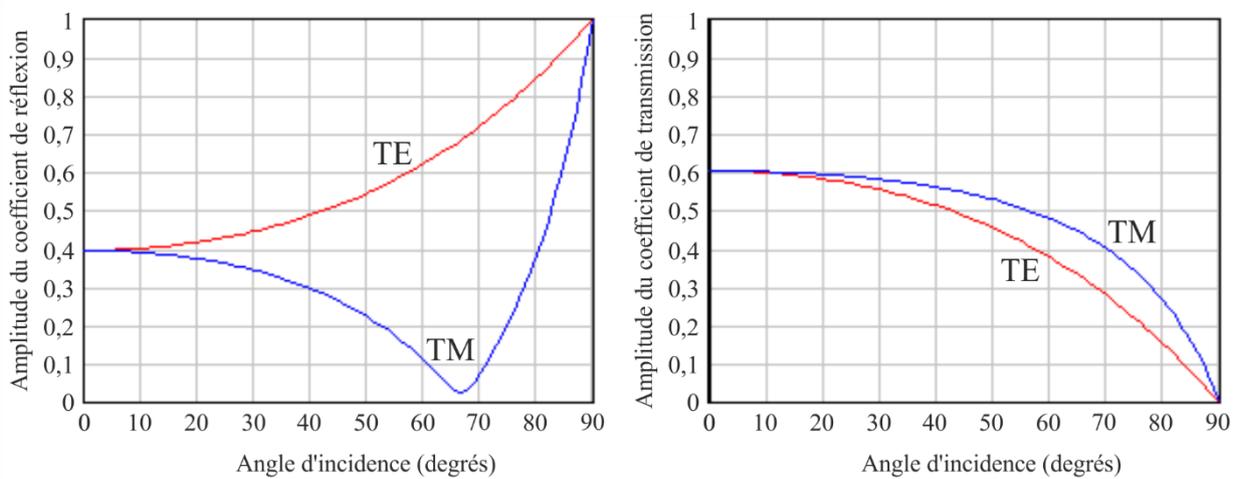
Pour $\theta_1 = 0$ le plan d'incidence n'est pas défini de façon unique. Dans ce cas, tous les sens de propagation sont perpendiculaires à l'interface et l'amplitude des coefficients pour l'expression de chaque polarisation est la même. Dans le cas de la réflexion, il y a un changement de signe apparent, ce qui s'explique uniquement par la façon dont les polarisations sont définies; il ne s'agit pas d'une discontinuité physique.

2.2.1.2 Exemples de calcul

La Figure 2 donne des exemples des amplitudes des coefficients de réflexion et de transmission dans le cas d'une onde dans l'air incidente sur une surface en béton à 1 GHz; ces amplitudes sont calculées pour toute une série d'angles d'incidence, pour les deux polarisations, à l'aide des équations (31a) à (32b), compte tenu des propriétés du béton indiquées dans le Tableau 3.

FIGURE 2

Coefficients de réflexion et de transmission pour une interface air/béton à 1 GHz



P.2040-02

2.2.1.3 Substitutions disponibles dans les valeurs des coefficients

Il peut être utile de noter les substitutions suivantes pour les coefficients du vecteur E-où les indices désignent le milieu 1 ou 2 dans lequel l'onde est incidente sur une interface:

- pour l'une et l'autre polarisation, $R_1 = -R_2$, et donc $R_1^2 = R_2^2$;
- pour l'une et l'autre polarisation, $T_1 T_2 = 1 - R^2$ où, conformément à a), R peut être soit R_1 soit R_2 .

2.2.1.4 Coefficients pour les puissances surfaciques

On peut obtenir les coefficients pour les puissances surfaciques à partir des coefficients pour le vecteur E:

$$R_{sTE} = \frac{S_r}{S_i} = R_{eTE}^2 \quad (34a)$$

$$R_{sTM} = \frac{S_r}{S_i} = R_{eTM}^2 \quad (34b)$$

$$T_{sTE} = \frac{S_t}{S_i} = T_{eTE}^2 \sqrt{\frac{\eta_2}{\eta_1}} \quad (35a)$$

$$T_{sTM} = \frac{S_t}{S_i} = T_{eTM}^2 \sqrt{\frac{\eta_2}{\eta_1}} \quad (35b)$$

Le changement de niveau du signal en décibels dû à la réflexion ou à la transmission est donc donné par $10\log(|R_S|)$ ou $10\log(|T_S|)$ où R_S et T_S sont le coefficient de réflexion ou le coefficient de transmission du vecteur S dans les équations (34a) à (35b).

La loi de la conservation de l'énergie au niveau de l'interface entre les milieux veut que, pour une zone donnée du front d'onde incident, la somme des densités de puissance de l'onde réfléchie et de l'onde transmise est égale à la densité de puissance de l'onde incidente. Pour illustrer cela, il faut tenir compte du changement de largeur du front d'onde à la réfraction. Pour l'une et l'autre polarisation:

$$R_S + T_S \frac{\cos\theta_2}{\cos\theta_1} = 1 \quad (36)$$

où $\frac{\cos\theta_2}{\cos\theta_1}$ permet de tenir compte du changement de largeur du front d'onde.

2.2.1.5 Expressions simplifiées pour une onde incidente dans l'air

Lorsque le milieu 1 est l'air les équations (31a) à (32b) peuvent être simplifiées comme suit:

$$R_{eTE} = \frac{\cos\theta - \sqrt{\eta - \sin^2\theta}}{\cos\theta + \sqrt{\eta - \sin^2\theta}} \quad (37a)$$

$$R_{eTM} = \frac{\eta\cos\theta - \sqrt{\eta - \sin^2\theta}}{\eta\cos\theta + \sqrt{\eta - \sin^2\theta}} \quad (37b)$$

$$T_{eTE} = \frac{2\cos\theta}{\cos\theta + \sqrt{\eta - \sin^2\theta}} \quad (38a)$$

$$T_{eTM} = \frac{2\sqrt{\eta}\cos\theta}{\eta\cos\theta + \sqrt{\eta - \sin^2\theta}} \quad (38b)$$

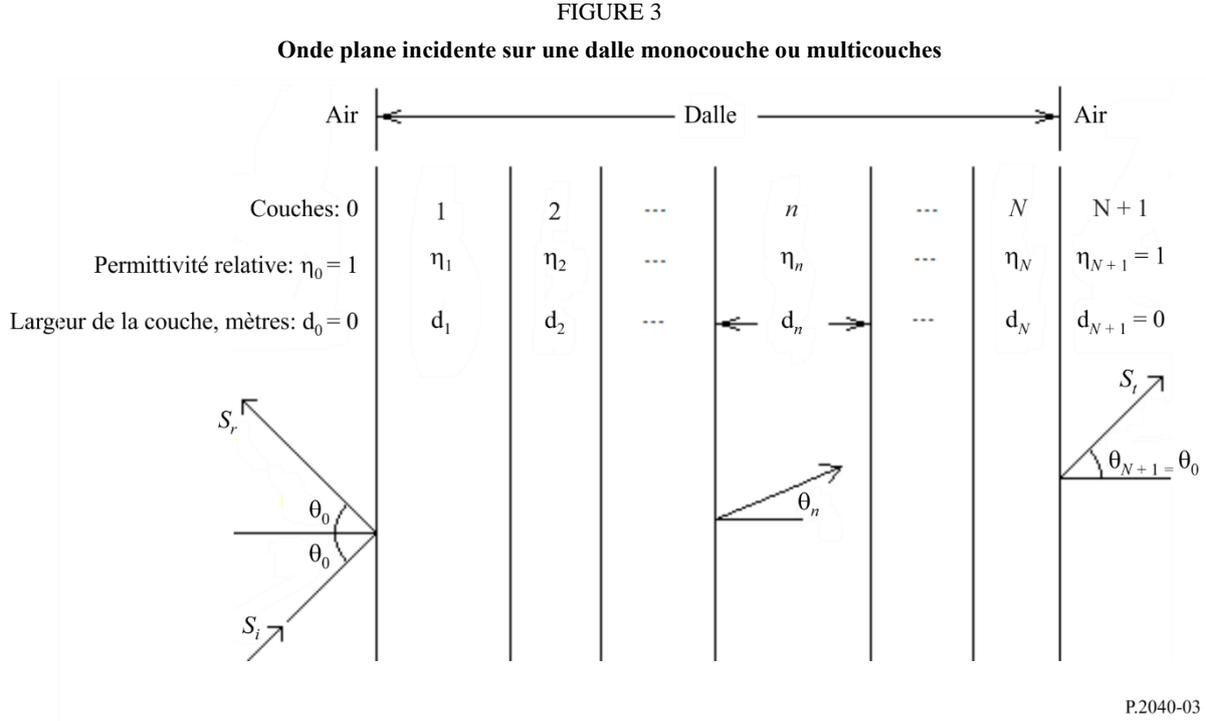
où θ est l'angle d'incidence et η est la permittivité relative du milieu sur lequel l'onde est incidente.

La réflexion interne totale au niveau de l'interface n'est pas possible dans les équations (37a) à (38b) étant donné qu'on peut supposer que l'onde est incidente sur un milieu dont l'indice de réfraction est supérieur à celui de l'air.

2.2.2 Réflexion et transmission d'ondes planes dans le cas d'une dalle monocouche ou d'une dalle multicouches

2.2.2.1 Méthode générale pour une dalle multicouches

La Figure 3 illustre le cas d'une onde plane incidente sur une dalle composée de N couches, chacune ayant une surface lisse, plane et parallèle, où N peut être égal à 1 ou plus. La permittivité relative de la couche n est η_n , et sa largeur est d_n mètres. On suppose que la dalle est dans l'air, et pour les besoins des calculs, elle est désignée par les couches 0 et $N + 1$, de permittivité relative 1 et de largeur 0.



Les angles d'incidence et de réflexion sont θ_0 , et l'onde émergera de la couche N à $\theta_{N+1} = \theta_0$. Le sens de propagation dans la couche n est θ_n . Un trajet complet du rayon à travers les couches n'est pas illustré à la Fig. 3. Pour un rayon incident unique S_i les rayons résultants S_r et S_t sont répartis dans l'espace en raison des multiples réflexions internes dans les couches.

Le coefficient de réflexion pour la dalle peut être calculé à l'aide de l'équation (39), qui représente le coefficient de réflexion à l'interface séparant la couche n^{th} et la couche $(n+1)^{th}$ pour $n = N, N-1, N-2, \dots, 0$ avec le paramètre $R_p(N+1) = 0$.

$$R_p(n) = \frac{r_p(n) + R_p(n+1) \exp(-2j\gamma_{n+1}d_{n+1})}{1 + r_p(n)R_p(n+1) \exp(-2j\gamma_{n+1}d_{n+1})}, \quad p = TE \text{ ou } TM \quad (39)$$

Dans l'équation (39), $r_{TE}(n)$ et $r_{TM}(n)$ sont le coefficient de réflexion de Fresnel à l'interface n^{th} .

$$r_{TE}(n) = \frac{\sqrt{\eta_n} \cos \theta_n - \sqrt{\eta_{n+1}} \cos \theta_{n+1}}{\sqrt{\eta_n} \cos \theta_n + \sqrt{\eta_{n+1}} \cos \theta_{n+1}} \quad (40a)$$

$$r_{TM}(n) = \frac{\sqrt{\eta_n} \cos \theta_{n+1} - \sqrt{\eta_{n+1}} \cos \theta_n}{\sqrt{\eta_n} \cos \theta_{n+1} + \sqrt{\eta_{n+1}} \cos \theta_n} \quad (40b)$$

où:

$$\gamma_n = k_n \cos \theta_n = k_0 \sqrt{\eta_n} \cos \theta_n = k_0 \sqrt{\eta_n - \sin^2 \theta_0} \quad (41a)$$

$$\sin \theta_n = \frac{\sin \theta_0}{\sqrt{\eta_n}} \quad (41b)$$

$$k_n = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\eta_n} \quad (41c)$$

et λ est la longueur d'onde en espace libre, en mètres.

Ayant évalué l'équation (39) pour, dans l'ordre, $n = N$ à $n = 0$, le coefficient de réflexion R_p et le coefficient de transmission T_p sont donnés par:

$$R_p = R_p(0), \quad p = TE, TM \quad (42a)$$

$$T_p = \prod_{n=0}^{n=N} \left\{ \frac{\exp\{-j\gamma_n d_n\} \{1+r_p(n)\}}{\{1+r_p(n) R_p(n+1)\} \exp\{-2j\gamma_{n+1} d_{n+1}\}} \right\}, \quad p = TE, TM \quad (42b)$$

où les indices TE et TM désignent respectivement la polarisation électrique transversale et la polarisation magnétique transversale de l'onde incidente.

La Pièce jointe 1 à la présente Annexe donne une autre formule dans le cas d'une dalle multicouches.

2.2.2.2 Méthode simplifiée pour une dalle monocouche

Pour une dalle composée d'une seule couche, c'est-à-dire pour laquelle $N = 1$, la méthode suivante peut être simplifiée:

$$R = \frac{R'(1 - \exp(-j2q))}{1 - R'^2 \exp(-j2q)} \quad (\text{coefficient de réflexion}) \quad (43a)$$

$$T = \frac{(1 - R'^2) \exp(-jq)}{1 - R'^2 \exp(-j2q)} \quad (\text{coefficient de transmission}) \quad (43b)$$

où:

$$q = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\eta - \sin^2 \theta} \quad (44)$$

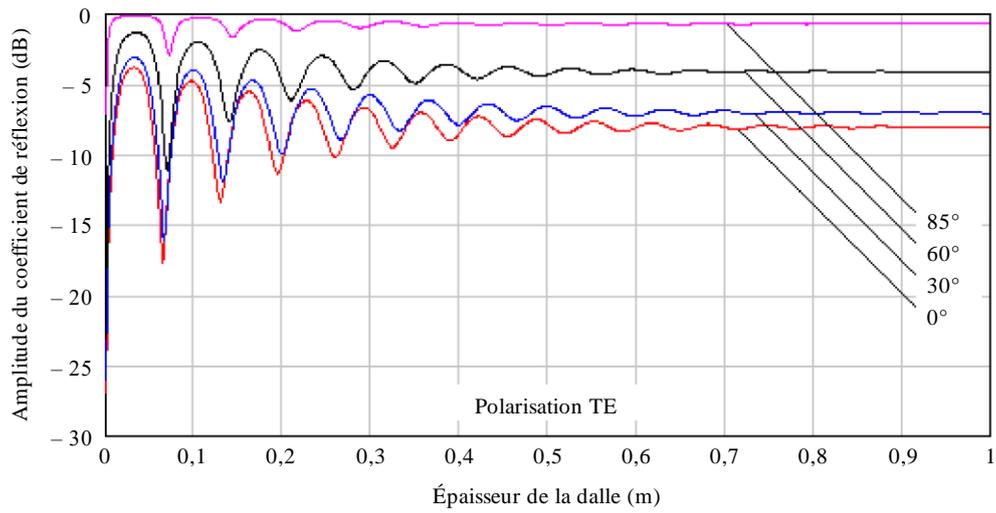
d est l'épaisseur des matériaux du bâtiment, η est la permittivité relative complexe et R' représente R_{eTE} ou R_{eTM} , donnés respectivement par les équations (37a) ou (37b), selon la polarisation du champ incident E.

2.2.2.3 Exemples de calcul

Les Figures 4 à 7 donnent des exemples des résultats obtenus à partir de l'équation (42a) pour une dalle en béton monocouche à 1 GHz, pour quatre angles d'incidence. On peut obtenir les mêmes résultats à partir des équations (43a) et (43b). Les propriétés électriques pour du béton sont celles indiquées dans le Tableau 3.

FIGURE 4

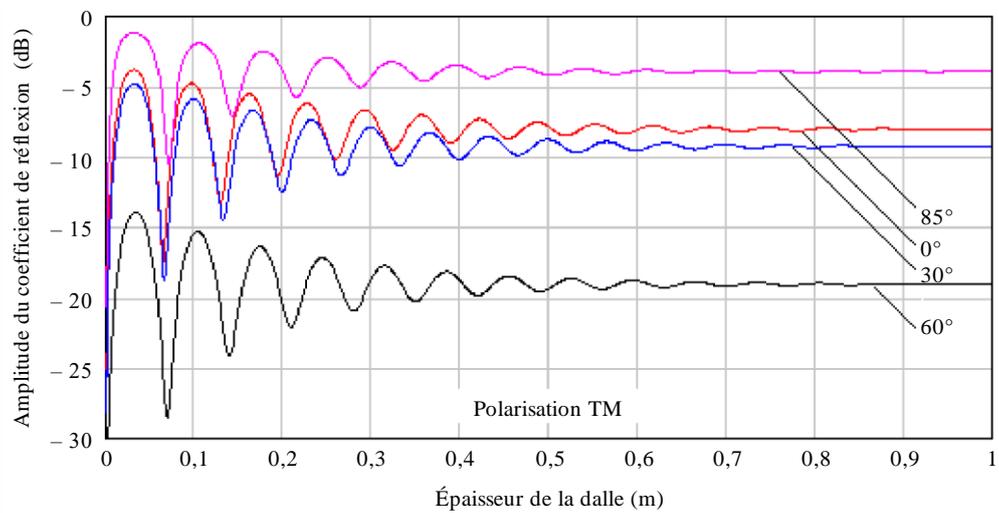
Coefficient de réflexion pour une dalle en béton à 1 GHz, polarisation TE



P.2040-04

FIGURE 5

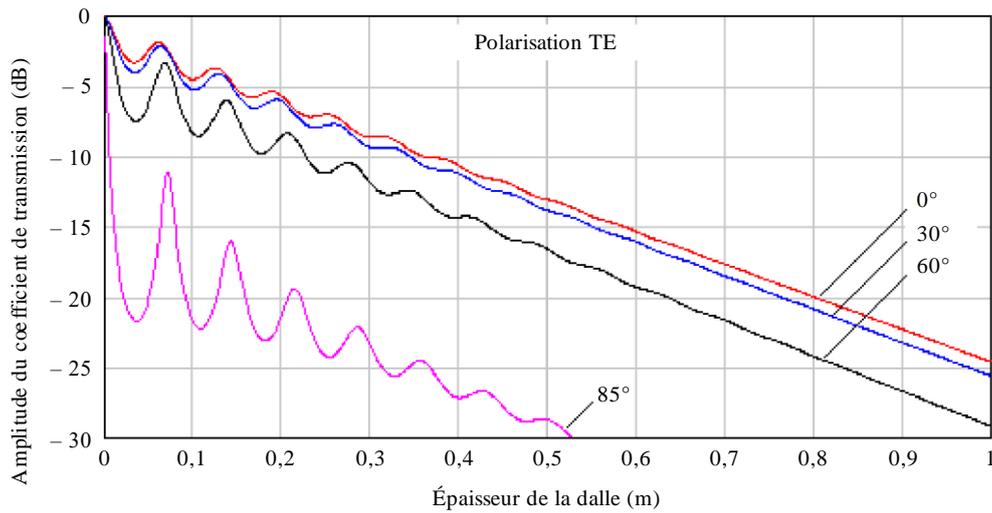
Coefficient de transmission pour une dalle en béton à 1 GHz, polarisation TM



P.2040-05

FIGURE 6

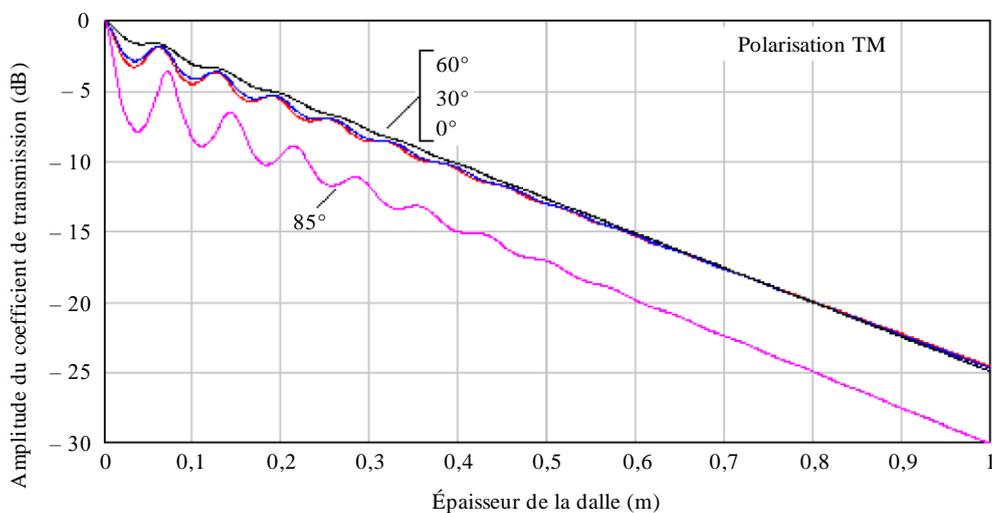
Coefficient de transmission pour une dalle en béton à 1 GHz, polarisation TE



P.2040-06

FIGURE 7

Coefficient de transmission pour une dalle en béton à 1 GHz, polarisation TM



P.2040-07

Il est à noter que, dans les Figs 5 et 7, les coefficients pour la polarisation TM pour un angle d'incidence de 85° ont des valeurs anormales par rapport à l'ordre des valeurs pour les trois autres angles, ce qui s'explique par la valeur minimale du coefficient de réflexion (Fig. 2) pour la polarisation TM, connu sous le nom de pseudo-angle de Brewster.

2.2.3 Propagation des guides d'ondes dans les bâtiments

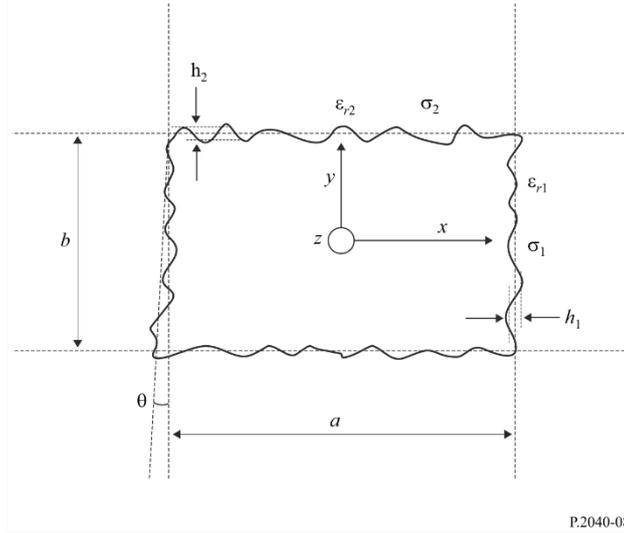
2.2.3.1 Théorie relative à la constante d'affaiblissement en fonction des caractéristiques de fréquence d'un guide d'ondes

Un guide d'ondes peut être constitué de matériaux diélectriques avec pertes entourant un espace creux. S'agissant des constructions, un couloir, une galerie marchande souterraine ou un tunnel peuvent être considérés comme des guides d'ondes. La puissance des ondes radioélectriques qui se propagent dans un guide d'ondes est affaiblie en fonction de la distance. On sait parfaitement que les caractéristiques

de fréquence d'un guide d'ondes, par exemple la fréquence de coupure, varie en fonction de la forme. Dans la présente section, on donne une formule permettant de déterminer la constante d'affaiblissement en fonction des caractéristiques de fréquence d'un guide d'ondes.

La section transversale d'un guide d'ondes carré est représentée sur la Fig. 8. Dans ce cas, les constantes intrinsèques des matériaux diélectriques avec pertes sont différentes pour les murs latéraux et pour le plafond et le plancher.

FIGURE 8
Section transversale d'un guide d'ondes et constantes des matériaux



P.2040-08

Sur la Fig. 8, a est la largeur et b est la hauteur du guide d'ondes (m), h_1 et h_2 sont les valeurs quadratiques moyennes de rugosité de la distribution gaussienne du niveau de la surface, et θ est la valeur quadratique moyenne de l'inclinaison (rad). Les valeurs de permittivité complexe pour les matériaux ϵ_{ri}^* sont calculées comme suit:

$$\epsilon_{ri}^* = \epsilon_{ri} - j \left(\epsilon_{ri}'' + \frac{\sigma_i}{\omega \epsilon_0} \right), \quad i = 1, 2 \quad (45)$$

où ϵ_{ri} est la constante diélectrique relative et σ_i est la conductivité. La grandeur ϵ_{ri}'' est le facteur de dissipation des matériaux, ω est la pulsation et ϵ_0 est la permittivité de l'espace libre.

La constante d'affaiblissement de base est formulée comme suit:

$$L_{basic,h} = K_h \lambda^2 \left[\operatorname{Re} \left(\frac{\epsilon_{r1}^*}{a^3 \sqrt{\epsilon_{r1}^* - 1}} + \frac{1}{b^3 \sqrt{\epsilon_{r2}^* - 1}} \right) - \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{Im} \left(\frac{|\epsilon_{r1}^*|^2}{a^4 (\epsilon_{r1}^* - 1)} + \frac{1}{b^4 (\epsilon_{r2}^* - 1)} \right) \right] \quad (46)$$

$$L_{basic,v} = K_v \lambda^2 \left[\operatorname{Re} \left(\frac{1}{a^3 \sqrt{\epsilon_{r1}^* - 1}} + \frac{\epsilon_{r2}^*}{b^3 \sqrt{\epsilon_{r2}^* - 1}} \right) - \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{Im} \left(\frac{1}{a^4 (\epsilon_{r1}^* - 1)} + \frac{|\epsilon_{r2}^*|^2}{b^4 (\epsilon_{r2}^* - 1)} \right) \right]$$

K_h et K_v sont des constantes dont les valeurs dépendent de la forme de la section. Ces valeurs sont données dans le Tableau 1.

TABLEAU 1

Valeurs des constantes pour diverses formes de section transversale

Forme	Cercle	Ellipse	Carré	Arche
K_h	5,09	4,45	4,34	5,13
K_v	5,09	4,40	4,34	5,09

Les formules mentionnées ci-dessus sont valables compte tenu de la contrainte exprimée par la formule (47).

$$\lambda \ll \frac{\pi a \sqrt{\varepsilon_{r1} - 1}}{\varepsilon_{r1}} \quad (\text{m}) \quad (47)$$

$$\lambda \ll \pi b \sqrt{\varepsilon_{r2} - 1}$$

Caractéristiques propres au cas de la forme carrée

La constante d'affaiblissement due à la rugosité, correspondant aux variations locales du niveau de la surface par rapport au niveau moyen de la surface d'un mur, est donnée par:

$$L_{roughness,h} = K_h \pi^2 \lambda \left[\left(\frac{h_1}{a} \right)^2 + \left(\frac{h_2}{b} \right)^2 \right] \quad (\text{dB/m}) \quad (48)$$

$$L_{roughness,v} = K_v \pi^2 \lambda \left[\left(\frac{h_1}{a} \right)^2 + \left(\frac{h_2}{b} \right)^2 \right]$$

La constante d'affaiblissement due à l'inclinaison du mur est donnée par:

$$L_{tilt,h} = K_h \frac{\pi^2 \theta^2}{\lambda} \quad (\text{dB/m}) \quad (49)$$

$$L_{tilt,v} = K_v \frac{\pi^2 \theta^2}{\lambda}$$

Par conséquent, la constante d'affaiblissement totale dans le cas d'une forme carrée est la somme des affaiblissements indiqués ci-dessus:

$$L_h = L_{basic,h} + L_{roughness,h} + L_{tilt,h} \quad (\text{dB/m}) \quad (50)$$

$$L_v = L_{basic,v} + L_{roughness,v} + L_{tilt,v}$$

2.2.3.2 Applicabilité de la théorie du guide d'ondes

La théorie du guide d'ondes donne une bonne concordance avec les caractéristiques de propagation mesurées dans un couloir dans la gamme de fréquences 200 MHz – 12 GHz en l'absence de piétons dans le couloir.

Effet de la présence de piétons

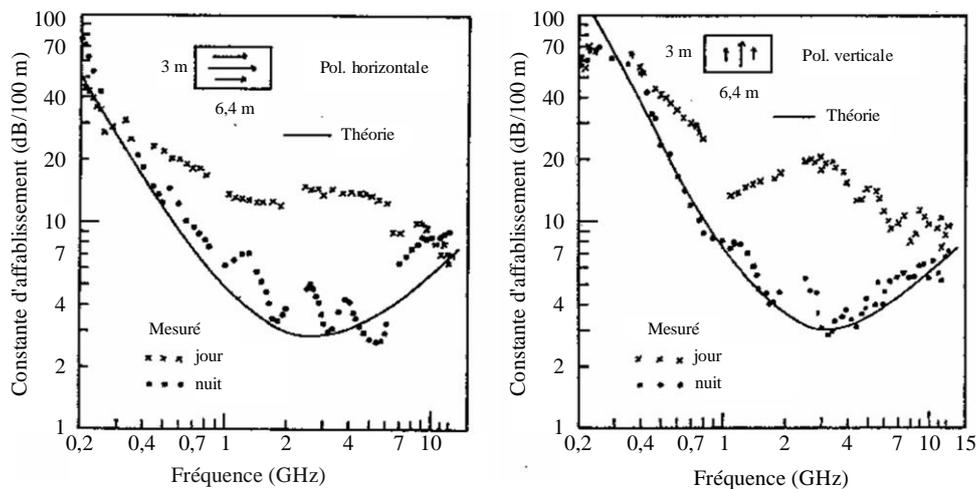
La Figure 9 présente une comparaison des valeurs théoriques et mesurées de la constante d'affaiblissement entre le jour (lorsque des piétons sont présents) et la nuit (lorsque le couloir est vide). Les valeurs théoriques sont calculées sur la base des paramètres donnés dans le Tableau 2.

TABLEAU 2
Paramètres utilisés pour le calcul dans un souterrain

	Largeur (m)	Hauteur (m)	Inclinaison (degrés)	Rugosité		Constante des matériaux			
				h_1	h_2	ϵ_{r1}	ϵ_{r2}	σ_1	σ_2
Souterrain	6,4	3,0	0,35	0,4	0,2	15	10	0,5	0,1

FIGURE 9

Comparaison de la constante d'affaiblissement entre le jour et la nuit



P.2040-09

La Figure 9 montre que la théorie du guide d'ondes permet d'obtenir des caractéristiques de propagation réalistes dans le couloir dans la gamme de fréquences 200 MHz – 12 GHz pendant la nuit, mais pas pendant la journée, en raison d'un affaiblissement de la puissance reçue en présence de piétons.

Par conséquent, la théorie du guide d'ondes s'applique dans les cas où il n'y a pas d'effet d'écran causé par des obstacles.

2.3 Théorie et résultats pour des matériaux dont la surface est sélective en fréquence

2.3.1 Surfaces sélectives en fréquence

La puissance des ondes de diffusion varie en fonction de la rugosité des surfaces. La présente section décrit une théorie permettant de calculer les champs diffusés par une surface présentant une série de formes convexes arrondies. En premier lieu, pour paramétrer la rugosité de la surface, la surface rugueuse est définie par une série de formes convexes arrondies, formée en disposant régulièrement des cylindres circulaires. En deuxième lieu, on définit le coefficient de réflexion des champs diffusés en utilisant les sommes de réseau caractérisant une disposition régulière de diffuseurs et la matrice T

pour une série de cylindres circulaires. En troisième lieu, on présente un résultat numérique qui montre la caractéristique de la réflexion sur la surface à formes convexes arrondies en fonction de la fréquence. Enfin, on présente un résultat de mesure qui montre que la puissance des ondes de diffusion varie en fonction de la fréquence de l'onde incidente lorsque la surface d'un bâtiment présente une série de formes convexes arrondies.

2.3.2 Théorie de la propagation des ondes au voisinage d'une surface présentant une série de formes convexes arrondies

Une surface de bâtiment présentant une série régulière de formes convexes arrondies, comme illustré sur la Fig. 10, permet de contrôler davantage les ondes de réflexion/diffusion que dans le cas d'une surface plate. La théorie permettant de calculer les ondes diffusées par des séries régulières de cylindres circulaires peut être utilisée pour définir la propagation des ondes au voisinage d'une surface présentant une série de formes convexes.

FIGURE 10

Surface présentant une série de formes convexes arrondies

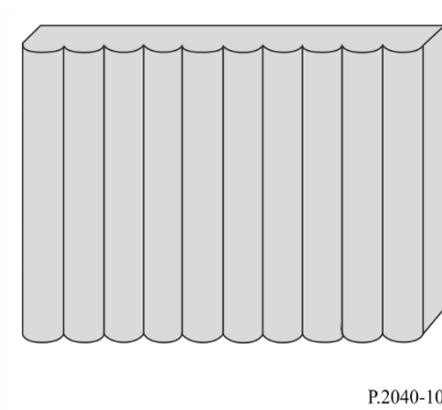
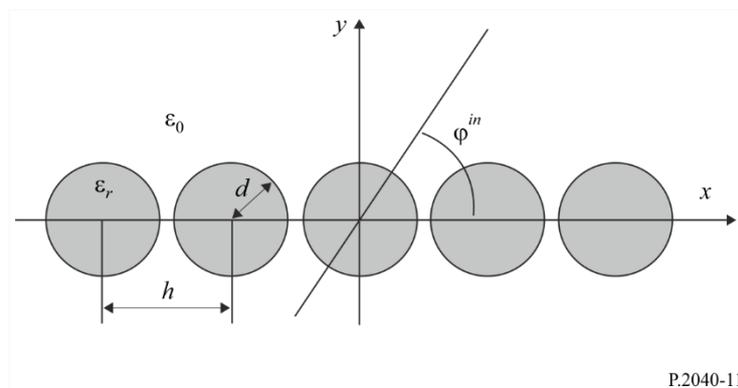


FIGURE 11

Configuration géométrique d'une série régulière de cylindres circulaires



Lorsque les cylindres circulaires identiques sont disposés régulièrement sur un axe des x comme illustré sur la Fig. 11, le coefficient de réflexion de la puissance R_v pour le $v^{\text{ème}}$ mode de propagation avec $k_v > 0$ est donné par:

$$R_v = \frac{k_v}{k_0 \sin \varphi^{\text{in}}} |\mathbf{p}_v^T \cdot \mathbf{a}_0^{\text{sc}}|^2 \quad (51)$$

où $k_0 = 2\pi / \lambda_0$, λ_0 est la longueur d'onde des ondes arrivant avec un angle d'incidence φ^{in} . Dans la formule (79), \mathbf{p}_v^T et \mathbf{a}_0^{sc} sont obtenus comme suit:

$$\mathbf{p}_v = \begin{bmatrix} \frac{2(j)^m(k_{xv}+jk_v)^m}{hk_vk_0^m} (m \geq 0) \\ \frac{2(-j)^{|m|}(k_{xv}-jk_v)^{|m|}}{hk_vk_0^{|m|}} (m < 0) \end{bmatrix} \quad (52)$$

$$\mathbf{a}_0^{sc} = (\bar{\mathbf{I}} - \bar{\mathbf{T}} \cdot \bar{\mathbf{L}})^{-1} \cdot \bar{\mathbf{T}} \cdot \mathbf{a}^{in} \quad (53)$$

où $\bar{\mathbf{I}}$ est la matrice unité, $k_{xv} = -k_0 \cos \varphi^{in} + 2v\pi/h$, $k_v = \sqrt{k_0^2 - k_{xv}^2}$ et h est l'espace entre deux formes convexes arrondies. $\bar{\mathbf{L}}$ est une matrice carrée dont les éléments sont définis en fonction des sommes de réseau suivantes:

$$L_{mn} = \sum_{l=0}^{\infty} H_{m-n}^{(1)}(k_0lh) e^{jk_0lh\varphi^{in}} + (-1)^{m-n} \sum_{l=0}^{\infty} H_{m-n}^{(1)}(k_0lh) e^{-jk_0lh\varphi^{in}} \quad (54)$$

où $H_m^{(2)}$ est la fonction de Hankel d'ordre m du premier type. $\bar{\mathbf{T}}$ est la matrice T pour les champs diffusés et est donnée par la matrice diagonale suivante pour le champ électrique incident E_z^{in} et le champ magnétique incident H_z^{in} , respectivement:

$$T_{mn}^E = -\frac{\sqrt{\varepsilon_r} J'_m(kd) J_m(k_0d) - J_m(kd) J'_m(k_0d)}{\sqrt{\varepsilon_r} J'_m(kd) H_m^{(1)}(k_0d) - J_m(kd) H_m^{(1)'}(k_0d)} \delta_{mn} \quad (55a)$$

$$T_{mn}^H = -\frac{J'_m(kd) J_m(k_0d) - \sqrt{\varepsilon_r} J_m(kd) J'_m(k_0d)}{J'_m(kd) H_m^{(1)}(k_0d) - \sqrt{\varepsilon_r} J_m(kd) H_m^{(1)'}(k_0d)} \delta_{mn} \quad (55b)$$

où ε_r est la permittivité relative du cylindre diélectrique, J_m est la fonction de Bessel d'ordre m , le signe prime désigne la dérivée par rapport à l'argument, et δ_{mn} désigne le delta de Kronecker. \mathbf{a}^{in} désigne un vecteur colonne dont les éléments représentent les amplitudes inconnues du champ incident.

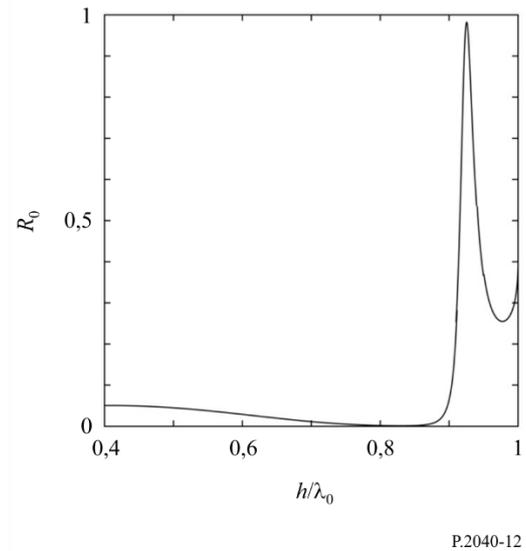
$$\mathbf{a}^{in} = [(j)^n e^{-jn\varphi^{in}}] \quad (56)$$

2.3.3 Résultats de calcul

Les résultats de calcul du coefficient de réflexion de la puissance sont présentés sur la Fig. 12. Les résultats sont calculés à l'aide de la formule (51) dans le cas où le champ électrique E_z^{in} est transmis selon l'angle $\varphi^{in} = 90^\circ$ par rapport à une surface diélectrique présentant des formes convexes arrondies dont le diamètre est $d = 0,3h$ et la permittivité est $\varepsilon_r = 2,0$. Les résultats font apparaître qu'il existe une bande de fréquences dans laquelle l'onde incidente est réfléchi presque complètement par la surface même si celle-ci est constituée d'un matériau diélectrique sans perte.

FIGURE 12

Coefficient de réflexion de la puissance R_0 en fonction de la longueur d'onde normalisée h/λ_0 pour un champ électrique E_z^{in} en incidence normale



2.3.4 Mesure

On a réalisé des mesures des ondes diffusées par une surface de bâtiment présentant une série de formes convexes arrondies. La Figure 13 présente la comparaison des ondes diffusées par le bâtiment dans le cas d'une surface plate et dans le cas d'une surface présentant une série de formes convexes arrondies. Les ondes diffusées par le bâtiment ont été mesurées pour divers angles de réflexion φ^r compris entre 30° et 90° , le champ électrique étant transmis selon l'angle φ^{in} . L'angle d'incidence et l'angle de réflexion sont définis comme illustré sur la Fig. 14.

FIGURE 13

Configuration géométrique d'une série régulière de cylindres circulaires

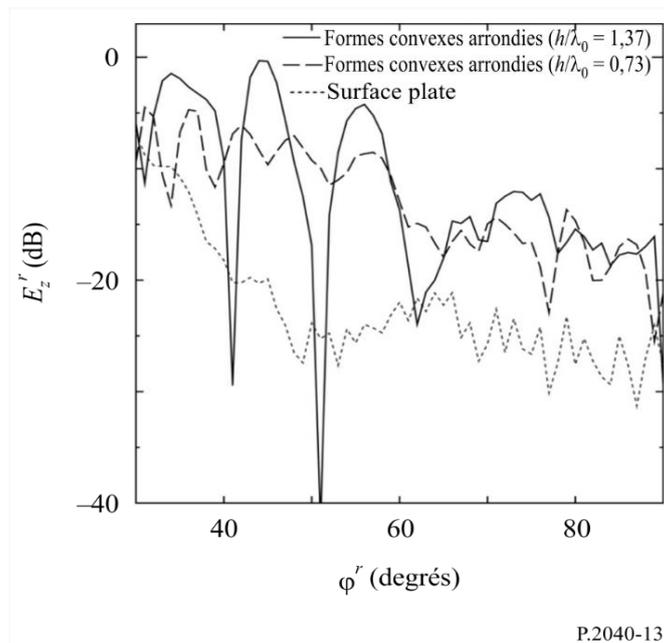
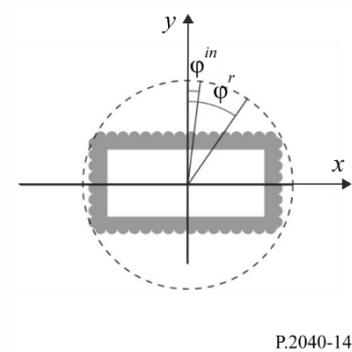


FIGURE 14

Figure plane montrant la configuration utilisée pour les mesures



Les résultats de mesure montrent que la puissance du champ diffusé par la surface présentant une série de formes convexes arrondies est supérieure à celle diffusée par la surface plate, et peut être contrôlée par l'espace entre deux formes convexes arrondies et le diamètre de ces formes. Il est à noter que l'on a estimé que la permittivité relative du matériau de construction ϵ_r était égale à 6,0 et que sa conductivité σ était égale à 0,1 S/m.

3 Compilations des propriétés électriques des matériaux

Il peut être difficile de trouver des données représentatives concernant les propriétés électriques des matériaux, car les caractéristiques sont exprimées à l'aide de différentes combinaisons de paramètres, et il se peut que la permittivité relative soit indiquée pour des fréquences qui sont éloignées de la fréquence considérée. Un tableau des valeurs représentatives des propriétés des matériaux a donc été compilé à l'aide de la technique d'ajustement de courbe décrite au § 2.1.4.

Les données de huit ensembles de propriétés électriques des matériaux (plus de 90 caractéristiques distinctes au total) figurant dans des publications ont été recueillies, converties dans un format standard et regroupées par catégories de matériaux.

Pour chaque groupe, des expressions simples de la variation de la permittivité relative, η' , et de la conductivité, σ , en fonction de la fréquence ont été obtenues. Ce sont:

$$\eta' = af^b \quad (57)$$

et:

$$\sigma = cf^d \quad (58)$$

où f est la fréquence en GHz et σ est exprimé en S/m. (η' est sans dimension.) Les valeurs de a , b , c et d sont données dans le Tableau 3. Lorsque la valeur de b ou de d est zéro, la valeur correspondante de η' ou de σ est respectivement a ou c , quelle que soit la fréquence.

Si nécessaire, la partie imaginaire de la permittivité relative η'' peut être obtenue à partir de la conductivité et de la fréquence:

$$\eta'' = 17,98\sigma / f \quad (59)$$

Les conditions pour l'air, le métal et trois conditions du sol sont données dans le Tableau 3 dans un souci d'exhaustivité.

TABLEAU 3
Propriétés des matériaux

Matériau	Permittivité relative		Conductivité S/m		Gamme de fréquences GHz
	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>	
Vide (\approx air)	1	0	0	0	0,001-100
Béton	5,24	0	0,0462	0,7822	1-100
Brique	3,91	0	0,0238	0,16	1-40
Placoplâtre	2,73	0	0,0085	0,9395	1-100
Bois	1,99	0	0,0047	1,0718	0,001-100
Verre	6,31	0	0,0036	1,3394	0,1-100
Verre	5,79	0	0,0004	1,658	220-450
Panneaux pour plafond	1,48	0	0,0011	1,0750	1-100
Panneaux pour plafond	1,52	0	0,0029	1,029	220-450
Panneaux agglomérés	2,58	0	0,0217	0,7800	1-100
Contreplaqué	2,71	0	0,33	0	1-40
Marbre	7,074	0	0,0055	0,9262	1-60
Panneaux pour plancher	3,66	0	0,0044	1,3515	50-100
Métal	1	0	10^7	0	1-100
Sol très sec	3	0	0,00015	2,52	1-10 uniquement
Sol moyennement sec	15	-0,1	0,035	1,63	1-10 uniquement
Sol humide	30	-0,4	0,15	1,30	1-10 uniquement

Les gammes de fréquences données dans le Tableau 3 ne sont pas des limites strictes mais sont représentatives des mesures qui ont été utilisées pour définir les modèles, à l'exception des trois types de sol, pour lesquels les limites de fréquences 1-10 GHz ne doivent pas être dépassées. Des valeurs types de la permittivité relative et de la conductivité pour différents types de sol, en fonction de la fréquence dans la gamme 0,01 MHz – 100 GHz sont données dans la Recommandation UIT-R P.527.

Les valeurs du facteur de dissipation pour tous les matériaux diélectriques mentionnés dans le Tableau 3 sont inférieures à 0,5 sur les gammes de fréquences spécifiées. On peut donc utiliser les approximations de limite pour un diélectrique en ce qui concerne le taux d'affaiblissement donné dans les formules (24) et (27) pour estimer l'affaiblissement d'une onde électromagnétique à travers les matériaux.

**Pièce jointe 1
à l'Annexe 1**

**Autre méthode de calcul des coefficients de réflexion et de transmission
pour les matériaux de construction constitués de N dalles diélectriques,
fondée sur l'utilisation d'une matrice ABCD**

On trouvera au § 2.2.2.1 une autre formule, fondées sur l'établissement d'une matrice ABCD, qui remplacent les formules (54) à (58) du § 2.2.2.2, et permettent de calculer les coefficients de réflexion R , et de transmission, T , dans le cas d'un matériau de construction constitué de N dalles diélectriques (Voir la Fig. 5). On suppose que les deux régions délimitées par ce matériau sont des zones de propagation en espace libre. Les résultats obtenus par cette méthode sont absolument identiques à ceux que l'on obtient après avoir appliqué les équations du § 2.2.2.1.

$$R = \frac{B/Z_0 - CZ_0}{2A + B/Z_0 + CZ_0} \quad (60a)$$

$$T = \frac{2}{2A + \frac{B}{Z_0} + CZ_0} \quad (60b)$$

où A , B , et C sont les éléments de la matrice ABCD, en utilisant une multiplication matricielle:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} \cdots \begin{bmatrix} A_m & B_m \\ C_m & D_m \end{bmatrix} \cdots \begin{bmatrix} A_N & B_N \\ C_N & D_N \end{bmatrix} \quad (61a)$$

où:

$$A_m = \cos(\beta_m d_m) \quad (61b)$$

$$B_m = jZ_m \sin(\beta_m d_m) \quad (61c)$$

$$C_m = \frac{j \sin(\beta_m d_m)}{Z_m} \quad (61d)$$

$$D_m = A_m \quad (61e)$$

$$\beta_m = k_m \cos(\theta_m) = k_m \left[1 - \frac{\sin^2 \theta_0}{\eta_m} \right]^{1/2} \quad (61f)$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (61g)$$

$$k_m = k_0 \sqrt{\eta_m} \quad (61h)$$

λ est la longueur d'onde en espace libre, k_0 est le nombre d'onde en espace libre, η_m et k_m sont la permittivité relative complexe et le nombre d'onde de la $m^{\text{ème}}$ dalle, β_m est la constante de propagation perpendiculairement au plan de la dalle et d_m est la largeur de la $m^{\text{ème}}$ dalle.

Les impédances d'onde Z sont données en fonction de la polarisation de l'onde incidente.

$$Z_m = \frac{120\pi}{\sqrt{\eta_m} \cos \theta_m} \quad \text{polarisation TE} \quad (62a)$$

$$Z_m = \frac{120\pi \cos \theta_m}{\sqrt{\eta_m}} \quad \text{polarisation TM} \quad (62b)$$

où:

$$\eta_0 = \eta_{N+1} = 1 \quad (63a)$$

$$\theta_0 = \theta_{N+1} = \theta \quad (63b)$$

$$Z_0 = Z_{N+1} \quad (63c)$$

L'impédance d'onde Z_0 dans l'équation (63c) est l'impédance en espace libre et peut être obtenue à partir des équations (62a) et (62b) en posant $\eta_m = 1$.
