



RADIOSCIENCES AU SERVICE DE L'HUMANITE

Modèles analytiques pour l'évaluation du couplage entre une onde plane et une ligne de transmission dans une cavité munie d'ouvertures *Analytical models to evaluate the coupling between a plane wave and a transmission line inside an enclosure containing apertures*

Amélie Rabat^{1,2}, Pierre Bonnet^{1,2}, Khalil El Khamlichi Drissi^{1,2}, and Sébastien Girard^{1,2}

¹ Université Clermont Auvergne, Université Blaise Pascal, Institut Pascal, BP 10448, F-63000 CLERMONT-FERRAND, FRANCE, Amelie.Rabat@univ-bpclermont.fr, { Pierre.Bonnet, Khalil.Drissi, Sebastien.Girard } @lasmea.univ-bpclermont.fr

² CNRS, UMR 6602, IP, F-63178 Aubière, FRANCE

Mots-clefs: compatibilité électromagnétique (CEM), blindage, lignes de transmission, circuits équivalents

Keywords: electromagnetic compatibility (EMC), electromagnetic shielding, transmission lines, equivalent circuits

Résumé:

Cet article présente deux méthodes entièrement analytiques permettant d'évaluer le couplage entre une onde plane électromagnétique et une ligne de transmission placée dans une cavité rectangulaire munie d'ouvertures. La distribution du champ dans la cavité est obtenue à l'aide de modèles de type « circuit » et constitue ainsi la source de perturbation dont la ligne de transmission est victime. Sur la base du modèle de Taylor, le couplage est évalué de manière rapide, mais également précise par comparaison avec une méthode de type « full wave ».

Abstract: The paper deals with two purely analytical approaches to evaluate the current induced on a wire within a resonant cavity illuminated by a plane wave through one or several apertures. The electric field distribution inside the rectangular enclosure obtained using two circuit models is then introduced as excitation of the line on the basis of Taylor's model. The analytical approaches presented in the paper are rather efficient in terms of accuracy and computational time compared to a full wave numerical software.

1 Contexte et motivations

Les équipements électroniques sont aujourd'hui de plus en plus nombreux et complexes. Leur cohabitation engendre inévitablement des couplages électromagnétiques (EM) susceptibles de perturber le bon fonctionnement de chacun d'entre eux. Pour les protéger il est commun de les placer à l'intérieur de caissons métalliques de blindage. Cependant, la pénétration localisée des ondes à travers des ouvertures est un problème récurrent et génère des interférences électromagnétiques, responsables de tensions et courants parasites qu'il est nécessaire de quantifier avec précision, généralement au moyen de méthodes numériques. Celles-ci coûtent chers, aussi bien en temps de calcul qu'en espace mémoire et il apparaît nécessaire d'explorer de nouvelles techniques. Les formulations analytiques développées ces dernières années constituent un moyen performant pour l'évaluation de l'efficacité de blindage (SE) de ces caissons de protection [1, 2, 3]. Certains de ces modèles, regroupés sous la dénomination *Intermediate Level Circuit Model* (ILCM), sont basés sur des approches de type « circuit » qui reproduisent le comportement des cavités résonantes.

M. P. Robinson *et. al* [1] furent les premiers à développer une technique analytique efficace permettant d'estimer le SE d'un caisson très rapidement et très facilement. Leur formulation équivalente à un circuit (où la cavité est assimilée à un guide d'onde court-circuité), bien que novatrice, présente un certain nombre de limitations. Premièrement, l'unique ouverture doit être centrée sur la face avant du boîtier et le point d'observation situé sur son axe central. Ensuite, le modèle ne considère que le premier mode de propagation du guide, et n'admet alors de solution qu'aux alentours de la première fréquence de coupure, ce qui limite considérablement l'utilisation du modèle. Afin d'outrepasser ces restrictions et rendre ainsi la modélisation plus réaliste, Konefal *et. al* [2] proposent en 2005 une nouvelle formulation basée sur une approche multi-modale. Ils introduisent également dans leur analyse le comportement rayonnant de la fente et prennent ainsi en compte les résonances de l'ouverture lorsque sa longueur est égale à un multiple d'une demi longueur d'onde ($l = k\lambda/2, k \geq 1$). D'autre

part, l'ouverture peut être décentrée. Le modèle donne également accès au SE en tout point de l'espace de la cavité EM. Cependant il n'est performant que pour une seule et unique fente, de type « mince ». Dans ce cas, la longueur de l'ouverture est très grande devant sa largeur. Récemment, Yin *et. al* [3] ont proposé une amélioration du modèle de [1], où ils introduisent, tout comme dans [2], la prise en compte des modes supérieurs de propagation et de la position de l'ouverture. Par ailleurs, leur modèle permet de traiter des configurations contenant plusieurs ouvertures sur la même paroi. Les dimensions de ces ouvertures doivent cependant rester petites car la précision du modèle décroît lorsque la longueur de la fente approche $l = \lambda/2$.

Il est important de souligner que la plupart de ces modèles ILCM se focalisent sur des caissons vides. Or, le blindage a pour but de protéger un équipement. À notre connaissance, seules quelques techniques ont été développées pour étudier les couplages avec des éléments électroniques [5, 6, 7]. Cependant, pour chacune de ces publications aucune ouverture n'est présente, l'excitation provient donc de l'intérieur de la cavité.

Cet article présente ainsi deux méthodes analytiques basées sur l'amélioration des modèles ILCM de [2] et de [3] qui constituent les techniques les plus abouties à ce jour. La combinaison de ces modèles ILCM avec le modèle de Taylor [8] permet alors d'évaluer très rapidement le courant induit à l'extrémité d'une ligne de transmission placée dans un caisson EM de blindage. L'estimation de ce couplage s'appuie sur la théorie des lignes de transmission [9].

2 Amélioration des modèles ILCM

Nous nous intéressons dans cette étude à la pénétration du champ EM dans un caisson et son couplage sur une ligne de transmission. Considérons une cavité EM aux parois parfaitement conductrices de dimensions $a \times b \times d$ qui contient une ou plusieurs ouvertures et illuminée par une onde plane extérieure. Une ligne de transmission de longueur L est placée à l'intérieur de la cavité sur une de ses parois le long de l'axe $\hat{y}$ comme illustré Fig. 1 (a). La distance qui sépare la ligne de la paroi de l'enceinte est notée h .

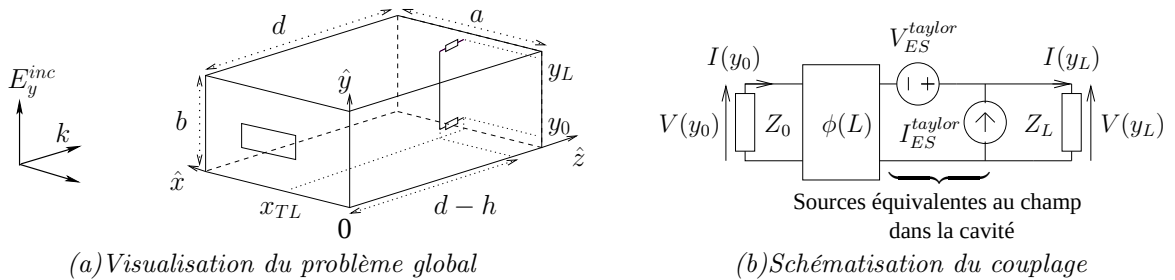


FIGURE 1 – Géométrie du problème, représentation schématique du couplage.

La résolution se déroule en deux temps. Tout d'abord, les modèles ILCM fournissent l'expression analytique du champ dans le caisson EM. Ensuite, cette expression est réinjectée dans les équations de la théorie des lignes de transmission (TLT) [9] au moyen des sources de tension et de courant équivalentes totales de Taylor [8], notées V_{ES}^{taylor} et I_{ES}^{taylor} (le terme total désigne le couplage du champ EM sur l'ensemble de la ligne). La détermination du courant induit dans la ligne de transmission, $I(y_L)$, implique alors la résolution du problème équivalent donné Fig. 1(b).

Classiquement, les équations de la TLT permettent de décrire l'évolution de la tension et du courant sur une ligne électrique en fonction de la distance et, dans le domaine fréquentiel, de la pulsation ω . Le couplage est traduit par l'ajout en second membre, des sources de tension $V_S(y)$ et de courant $I_S(y)$ équivalentes à la perturbation extérieure sur chaque tronçon de la ligne tel que,

$$\begin{cases} \frac{dV(y)}{dy} + j\omega L' = V_S(y) \\ \frac{dI(y)}{dy} + j\omega C' = I_S(y) \end{cases} \quad (1)$$

où C' et L' sont les paramètres linéiques de la ligne victime (considérée sans pertes).

En considérant le repère $(0, \hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ dessiné Fig. 1(a), ces sources équivalentes ont pour expression,

$$V_S(y) = \int_{d-h}^d \left[\frac{\partial E_z^{tot}(y, z)}{\partial y} - \frac{\partial E_y^{tot}(y, z)}{\partial z} \right] \quad (2)$$

et

$$I_S(y) = -j\omega C' \int_{d-h}^d E_y^{tot}(y, z) dz \quad (3)$$

où les termes E^{tot} désignent le champ électrique dans la cavité calculés à l'aide des modèles ILCM.

Les courants et tensions à une extrémité y_L sont alors solutions du système (1) et s'expriment en fonction des courants et tensions à l'autre extrémité y_0 . La propagation des ondes et ainsi les éventuelles réflexions interviennent au niveau de la matrice de transition d'état $\hat{\phi}(L)$. Le dernier élément traduit le couplage total avec l'onde excitatrice sur toute la longueur de la ligne. Chaque tronçon est excité par un champ électrique dépendant de sa position sur le segment constitué par la ligne.

$$\begin{bmatrix} V(y_L) \\ I(y_L) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \phi_{11}(L) & \phi_{12}(L) \\ \phi_{21}(L) & \phi_{22}(L) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V(y_0) \\ I(y_0) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} V_{ES}^{taylor}(y_L) \\ I_{ES}^{taylor}(y_L) \end{bmatrix} \quad (4)$$

Dans notre configuration, les sources équivalentes totales de Taylor [8] ont alors pour expression,

$$\begin{bmatrix} V_{ES}^{taylor}(y_L) \\ I_{ES}^{taylor}(y_L) \end{bmatrix} = \int_{y_0}^{y_L} \begin{bmatrix} \phi_{11}(y_L - \tau) & \phi_{12}(y_L - \tau) \\ \phi_{21}(y_L - \tau) & \phi_{22}(y_L - \tau) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_S(\tau) \\ I_S(\tau) \end{bmatrix} d\tau \quad (5)$$

$$\begin{aligned} V_{ES}^{taylor}(y_L) &= \int_{y_0}^{y_L} \phi_{11}(y_L - \tau) E_y^{tot}(x_{TL}, \tau, d - h) d\tau \\ &\quad - \int_{d-h}^d E_z^{tot}(x_{TL}, y_L, z) dz + \phi_{11}(L) \int_{d-h}^d E_z^{tot}(x_{TL}, y_0, z) dz \end{aligned} \quad (6)$$

$$I_{ES}^{taylor}(y_L) = \int_{y_0}^{y_L} \phi_{11}(y_L - \tau) E_y^{tot}(x_{TL}, \tau, d - h) d\tau + \phi_{21}(L) \int_{d-h}^d E_z^{tot}(x_{TL}, y_0, z) dz \quad (7)$$

Les techniques analytiques de couplage avec une ligne de transmission présentées dans ce papier font respectivement usage des modèles de [2] et [3].

2.1 Description du Modèle 1

Le champ électrique E^{tot} des relations (6) et (7) est directement calculé par le modèle de Konefal [2]. Cependant celui-ci ne permet de calculer qu'une seule composante du champ électrique, à savoir E_y^{tot} , qui, dans notre configuration (Fig. 1(a)), constitue la composante tangentielle à la ligne de transmission. Ainsi, la composante E_z^{tot} , tangente aux brins verticaux, est négligée dans la méthode de couplage et les relations (6) et (7).

2.2 Description du Modèle 2

Le second modèle s'appuie sur celui de Yin [3]. Néanmoins celui-ci ne donne accès qu'à la réponse en tension (qui est en réalité une tension mathématique) de la cavité EM. Il a donc fallu, dans un premier temps, modifier la formulation de Yin afin d'accéder directement au champ électrique en tout point du caisson. Nous proposons ici une nouvelle formulation du modèle de Yin. Rappelons que les modèles ILCM considèrent l'enceinte comme un guide d'onde court-circuité. Le guide d'onde, qui est en réalité une ligne de transmission à un seul conducteur est alors considéré comme une ligne de transmission alignée avec le centre de l'ouverture, sur laquelle se propage un mode transverse donné : Transverse Électrique (TE) ou Transverse Magnétique (TM). C'est au niveau de l'impédance caractéristique de la ligne que la distinction des modes est réalisée. Le champ est alors exprimé en fonction de la tension (mathématique) sur la ligne de transmission équivalente [10] au guide monomode, notée $V_{eq}^{TE}(z)$ ou $V_{eq}^{TM}(z)$ selon le type de propagation. Cette première amélioration permet également de considérer tous les modes qui se propagent en dessous de la fréquence maximale considérée. La tension équivalente est donnée par Robinson [1] selon l'expression ¹ :

$$V_{eq}^{TE} = \frac{V_1 \sin(k_g(d - z_p))}{\sin(k_g d) - j(Z_1/Z_g^{TE}) \cos(k_g d)} \quad (8)$$

¹ Cette formulation est valable pour les modes TE. Il suffit de remplacer Z_g^{TE} par Z_g^{TM} pour obtenir la tension équivalente due aux modes TM.

où $V_1 = V_0 Z_{ap} / (Z_0 + Z_{ap})$ et $Z_1 = Z_0 Z_{ap} / (Z_0 + Z_{ap})$ sont respectivement la tension et l'impédance du générateur équivalent à l'onde plane couplée à l'ouverture.

Yin [3] apporte une amélioration importante au modèle de Robinson, au niveau de l'impédance d'ouverture Z_{ap} , dont l'expression est donnée, pour N_{ap} ouvertures par :

$$Z_{ap} = \sum_{i=1}^{N_{ap}} \frac{1}{2} \frac{l_i}{a} j Z_{0s} \tan \frac{k_0 l_i}{2} \underbrace{\sin \left(\frac{m\pi}{a} x_c^{(i)} \right) \cos \left(\frac{n\pi}{b} y_c^{(i)} \right)}_{\text{Coefficient qui correspond à une excitation suivant } \hat{y}} \quad (9)$$

où l_i est la longueur de l'ouverture i (sur l'axe $\hat{x}$), Z_{0s} l'impédance caractéristique de la ligne qui modélise l'ouverture, fournie par K.C. Gupta [11], k_0 le nombre d'onde dans le vide, $(x_c^{(i)}; y_c^{(i)})$ les coordonnées du centre de l'ouverture i et le couple (m, n) est le numéro du mode excité.

Le modèle ne se limite plus à une seule ouverture et fait également intervenir la position de l'ouverture sur la paroi du caisson EM, ce qui augmente considérablement le nombre de configurations possibles.

Les composantes du champ électrique des modes TE (où $E_z^{TE} = 0$) peuvent alors s'exprimer en fonction de $V_{eq}^{TE}(z)$ au point $P(x_p, y_p, z_p)$:

$$E_x^{TE} = C_{mn} \frac{n\pi}{b} V_{eq}^{TE}(z_p) \cos \left(\frac{m\pi}{a} x_p \right) \sin \left(\frac{n\pi}{b} y_p \right) \quad (10)$$

$$E_y^{TE} = -C_{mn} \frac{m\pi}{a} V_{eq}^{TE}(z_p) \sin \left(\frac{m\pi}{a} x_p \right) \cos \left(\frac{n\pi}{b} y_p \right) \quad (11)$$

où le coefficient C_{mn} est la constante de normalisation fournie par [10].

De façon similaire, les composantes des modes TM peuvent s'exprimer telles que

$$E_x^{TM} = -C_{mn} \frac{m\pi}{a} V_{eq}^{TM}(z_p) \cos \left(\frac{m\pi}{a} x_p \right) \sin \left(\frac{n\pi}{b} y_p \right) \quad (12)$$

$$E_y^{TM} = -C_{mn} \frac{n\pi}{b} V_{eq}^{TM}(z_p) \sin \left(\frac{m\pi}{a} x_p \right) \cos \left(\frac{n\pi}{b} y_p \right) \quad (13)$$

$$E_z^{TM} = \frac{k_c^2}{k_g^2} C_{mn} \frac{dV_{eq}^{TM}}{dz} \bigg|_{z=z_p} \sin \left(\frac{m\pi}{a} x_p \right) \sin \left(\frac{n\pi}{b} y_p \right) \quad (14)$$

La valeur de chaque composante au point P est obtenue en sommant les champs électrique dûs à la contribution de chaque mode :

$$E^{tot} = \sum_m \sum_n E^{TE} + \sum_m \sum_n E^{TM} \quad (15)$$

Cette formulation fournit alors les expressions analytiques des composantes E_y^{tot} et E_z^{tot} qui seront réintroduites dans les relations (6) et (7) donnant les sources équivalentes totales du modèle de Taylor.

3 Validation numérique

Dans cette section, les résultats prédits par les deux techniques présentées sont confrontés à ceux obtenus via un simulateur numérique commercial, à savoir CST Studio suite[®]. Nous avons utilisé le module Microwave Studio et le solveur temporel qui fournit après un traitement par FFT la réponse fréquentielle du système. Le courant induit à l'extrémité y_L de la ligne est évalué sur une plage variant de 0,5 GHz à 2,5 GHz. Pour chacun des cas, la ligne, de longueur $L = 8$ cm, est disposée le long de la paroi du fond de l'enceinte suivant l'axe $\hat{y}$. Ses extrémités sont respectivement chargées par $Z_0 = 220 \Omega$ et $Z_L = 250 \Omega$. La distance qui sépare la ligne de la paroi, notée h , est égale à 1 cm. Le couple $(m, n) = (5, 5)$ est choisit tel que tous les modes qui se propagent aux fréquences inférieures à 2,5 GHz soient pris en compte dans la modélisation. La cavité est illuminée par une onde plane d'incidence normale, polarisée suivant $\hat{y}$ et se propageant suivant l'axe $\hat{z}$ (voir Fig. 1) d'amplitude $E_y^{inc} = 10V/m$. De plus, nous admettons que le champ re-rayonné par la ligne est très faible et son impact sur le champ ambiant est négligeable.

Considérons un caisson de dimensions $30 \times 12 \times 26$ cm pour une seule ouverture de dimensions 6×2 cm. Le centre de l'ouverture a pour coordonnées : $x_c = 16$ cm et $y_c = 6$ cm. Les résultats obtenus avec les modèles 1 et

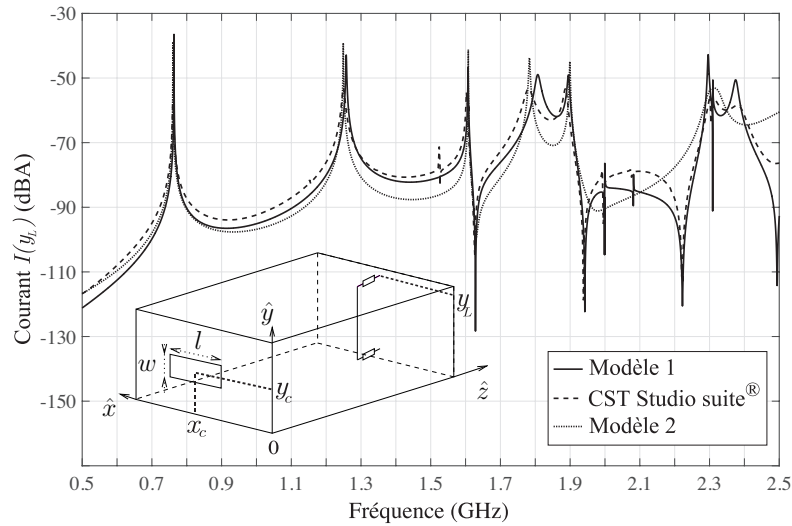


FIGURE 2 – Courant induit à l'extrémité de la ligne en y_L évalué à l'aide des modèles analytiques 1 et 2 et simulés avec le logiciel commercial CST Studio suite®. Cas 1 : une seule ouverture.

2, pour ce premier cas, sont comparés à ceux obtenus au moyen du logiciel commercial CST Studio suite® Fig. 2.

L'ouverture a été choisie de façon à respecter au mieux les limites de chacun des modèles ILCM qui ont servis de base aux techniques présentées. Le courant en Z_L prédit par le modèle 1 est relativement proche de celui calculé rigoureusement avec CST Studio suite®, sur toute la plage de fréquence. On notera une erreur moyenne absolue de 4,10 dB sur cette largeur de bande. À certaines fréquences de résonance, les différences d'amplitude sont plus importantes et entraînent la hausse de cette valeur moyenne. Rappelons, d'autre part, que dans l'implémentation de ce modèle, le couplage sur les brins verticaux n'est pas pris en compte (la composante E_z^{tot} n'intervient pas dans les relations (6) et (7)). La précision des résultats prouve que sa contribution est négligeable face au champ tangentiel E_y^{tot} , notamment car la hauteur h des brins verticaux est très faible devant la longueur d'onde. Concernant le deuxième modèle proposé, l'évaluation du courant est satisfaisante jusqu'à environ 2 GHz. Sur cette plage l'erreur moyenne est de 5,58 dB contre 3,67 dB pour le modèle 1. Au delà de cette limite de 2 GHz, la précision du modèle 2 diminue et l'erreur moyenne absolue est de 7,44 dB. Le modèle 1 reste le plus performant sur cette plage avec une erreur moyenne de 5,35 dB. Aux fréquences élevées la présence de l'ouverture génère des phénomènes physiques (e.g. comportement antenne, diffraction etc) dont le modèle 2 ne tient pas compte, ce qui entraîne une perte de précision dans le cas où la fente se rapproche d'une fente dite « mince ».

La seconde configuration, dont les résultats sont illustrés Fig.3, considère un boîtier de dimensions $30 \times 12 \times 33$ cm et contient deux ouvertures. La première est de forme carrée dont les côtés font 3 cm et le point central a pour coordonnées $x_c^{sq} = 22,5$ cm et $y_c^{sq} = 5,5$ cm. La deuxième ouverture est de forme circulaire, de rayon 1,3 cm. Son centre est placé en $x_c^{circ} = 5$ cm et $y_c^{circ} = 8$ cm. Le modèle de Konefal [2] ne permet pas la modélisation de plusieurs ouvertures simultanément ni d'ouvertures de type circulaire. Ainsi, notre modèle 1 ne convient pas pour ce type de configuration.

Le courant induit à l'extrémité de la ligne électrique, prédit par le modèle 2 est relativement proche de celui obtenu par simulation numérique avec CST Studio suite®. L'erreur commise sur l'évaluation de ce courant est de 3,01 dB de 0,5 GHz à 2,5 GHz. Comme le cas précédent, les écarts d'amplitude sont plus importants autour des fréquences de résonances. Les ouvertures sont choisies suffisamment petites et éloignées (par rapport à la longueur d'onde) pour négliger le couplage qui peut exister entre-elles. Cette hypothèse semble correcte au vue des résultats obtenus et de leur précision.

Les résultats du dernier cas d'étude et sa configuration schématique sont illustrés Fig.4. L'enceinte, de dimensions $30 \times 12 \times 33$ cm, contient un réseau de 3×3 ouvertures de type grille de ventilation. De forme carrées, elles sont espacées en $\hat{x}$ et en $\hat{y}$ de 0,7 cm et mesurent 2 cm de côté. La première ouverture est centrée en $x_c^{(1)} = 12,3$ cm et $y_c^{(1)} = 3,5$ cm. Comme précédemment, le modèle 1 n'est pas capable de modéliser une telle structure, on utilisera alors le modèle 2, plus approprié à cette configuration.

Les courants estimés par le modèle 2 et simulés avec le logiciel CST Studio suite® suivent la même évolution.

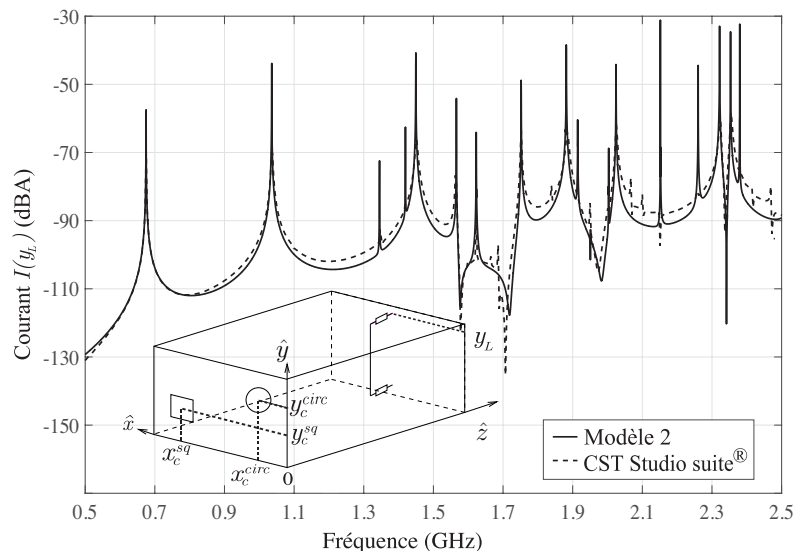


FIGURE 3 – Courant induit à l'extrémité de la ligne en y_L calculé avec le modèle 2 et simulé par CST Studio suite®. Cas 2 : deux ouvertures.

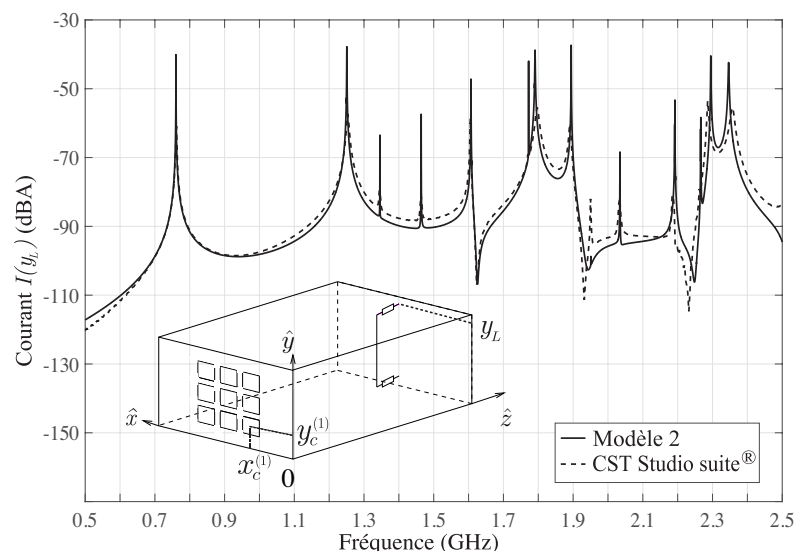


FIGURE 4 – Courant induit à l'extrémité de la ligne en y_L calculé avec le modèle 2 et simulé par CST Studio suite®. Cas 3 : réseau d'ouvertures

L'erreur moyenne commise sur toute la bande de fréquence est de 2,90 dB. Dans cette configuration les ouvertures sont relativement proches les unes des autres. Ici encore, on ne tient pas compte du couplage qui existe entre-elles. Ce phénomène, dont l'importance croît avec la proximité des ouvertures, reste toutefois négligeable au regard de la qualité des résultats.

Notons que la configuration des cas 1 et 3 sont similaires, seul le type d'ouverture est différent. Cette modification a un réel impact sur le champ induit et particulièrement lorsque la fréquence augmente. Une simple analyse modale d'une cavité EM fermée n'aurait donc pas suffi à décrire le comportement de l'enceinte ni permit d'évaluer le couplage qui se produit (au travers de l'ouverture) entre l'agression extérieure et la ligne de transmission. Les dimensions, la forme et la position de l'ouverture forment donc un jeu de paramètres fondamentaux dont il faut impérativement tenir compte.

Les modèles présentés fournissent pour chaque configuration (dans les limites de leur utilisation respective) une évaluation précise du couplage entre une excitation extérieure et un conducteur chargé dans un système

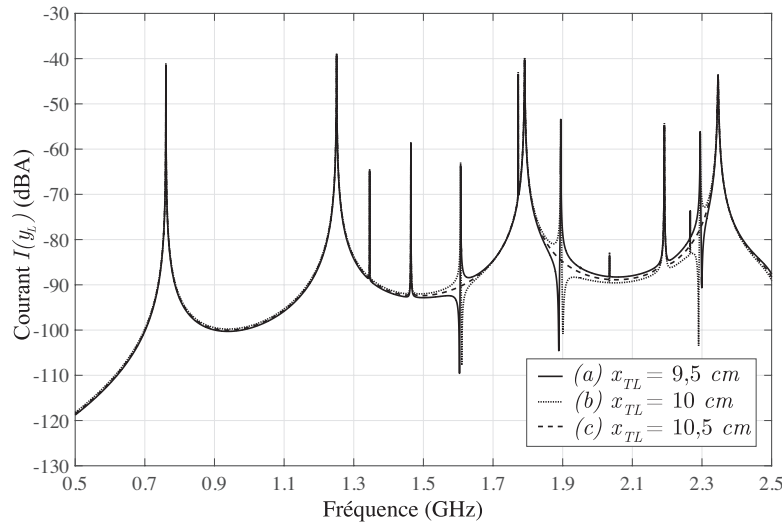


FIGURE 5 – Courant induit en y_L pour différentes positions de la ligne $x_{TL} = 9,5 ; 10 ; 10,5$ cm

résonant. Leur intérêt réside majoritairement dans leur rapidité d'acquisition. Le temps nécessaire à l'évaluation du courant par nos modèles est de moins d'une minute alors que le logiciel commercial CST Studio suite[®] utilisé demandera environ 4 heures de calculs numériques. De telles qualités sont particulièrement appréciables pour mener des études paramétriques faisant varier, par exemple, la position de la ligne. Nous avons tracé sur la dernière figure (Fig. 5) le courant calculé à l'aide du modèle 2 dans la configuration du dernier cas présenté (réseau d'ouvertures) pour 3 positions différentes de la ligne sur l'axe $\hat{x}$. Les résultats montrent d'importantes variations qui peuvent aller, pour une fréquence particulière, jusqu'à plus de 30 dB. Ainsi, une légère modification d'un seul paramètre impacte de façon significative la réponse du système, et particulièrement aux fréquences des modes d'ordres supérieurs où la distribution du champ est plus chaotique. La position de la ligne, tout comme les paramètres géométriques des ouvertures (taille, position, nombre) apparaissent comme des paramètres d'importance majeure sur la réponse en courant du système. Leur mise en oeuvre expérimentale engendre des incertitudes. Nos techniques analytiques fournissent des résultats relativement précis en un temps très faible et pourraient alors être utilisées dans l'application de méthodes stochastiques [12, 13], où la rapidité de simulation est une caractéristique particulièrement recherchée, en prenant en compte la totalité des variabilités du système. Des méthodes plus poussées telles que des analyses de fiabilité et de sensibilité [14] pourraient également être envisagées.

4 Conclusion

Deux méthodes entièrement analytiques sont proposées dans cet article pour l'évaluation du couplage entre une agression électromagnétique et une ligne de transmission contenue dans un caisson résonant. Les techniques développées reposent sur les modèles ILCM de Konefal *et. al* [2] et Yin *et. al* [3]. Nous avons combiné ces deux approches avec le modèle de Taylor et estimé ainsi avec efficacité et précision le courant induit sur la ligne électrique, sur une large bande de fréquences allant de 0,5 GHz à 2,5 GHz. L'ensemble des résultats sont validés par comparaison au logiciel CST Studio suite[®]. Notons que le temps nécessaire d'acquisition avec nos modèles est de moins d'une seconde, c'est à dire 20000 fois plus faible qu'avec le solveur numérique employé. Les méthodes développées présentent néanmoins certaines limites dues aux modèles ILCM sur lesquels ils s'appuient, entraînant de ce fait quelques erreurs. En effet, les ouvertures provoquent un certain nombre de phénomènes dont les modèles ne tiennent pas compte et affectent la qualité des résultats. Dans un futur proche, nos thématiques de recherche seront axées sur l'introduction de ces nombreux aspects physiques, et par conséquent le développement d'un modèle plus réaliste. D'autre part, l'application de méthodes stochastiques voire d'analyse de fiabilité et sensibilité à nos approches pourraient faire l'objet de futurs travaux dans l'objectif d'identifier les paramètres influents sur la CEM du système qui a été présenté.

5 Remerciements

Ces travaux ont été financés par le Labex ImobS3 de l'Université Clermont Auvergne de Clermont-Ferrand et le Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche (MESR).

6 Références

- [1] M. P. Robinson, J. D. Turner, D. W. P. Thomas, J. F. Dawson, M. D. Ganley, A. C. Marvin, S. J. Porter, T. M. Benson and C. Christopoulos, "Shielding effectiveness of a rectangular enclosure with a rectangular aperture", *Electron. Lett.*, vol. 32, no. 17, pp. 1559-1560, Aug. 1996.
- [2] T. Konefal, J. F. Dawson, A. C. Marvin, M. P. Robinson and S. J. Porter, "A fast multiple mode intermediate level circuit model for the prediction of shielding effectiveness of a rectangular box containing a rectangular aperture", *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 47, no. 4, pp. 678-691, Nov. 2005.
- [3] M. C. Yin and P. A. Du, "An improved circuit model for the prediction of the Shielding Effectiveness and resonances of an enclosure with apertures", *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 58, no. 2, pp. 448-456, April 2016.
- [4] T. Konefal, J. F. Dawson, A. C. Denton, T. M. Benson, C. Christopoulos, A. C. Marvin, S. J. Porter and D. W. P. Thomas, "Electromagnetic coupling between wires inside a rectangular cavity using multiple-mode-analogous-transmission-line circuit theory", *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 43, no. 3, pp. 273-281, Aug. 2001.
- [5] G. Spadacini, S. A. Pignari and F. Marliani, "Closed-form transmission line model for radiated susceptibility in metallic enclosures", *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 47, no. 4, pp. 701-708, Nov. 2005.
- [6] S. V. Tkatchenko, R. Rambousky and J. B. Nitsch, "Electromagnetic field coupling to a thin wire located symmetrically inside a rectangular enclosure", *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 55, no. 2, pp. 334-341, April 2013.
- [7] A. Boutar, A. Reineix, C. Guiffaut and G. Andrieu, "An Efficient analytical method for electromagnetic field to transmission line coupling into a rectangular enclosure excited by an internal source", *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 57, no. 3, pp. 565-573, June 2015.
- [8] C. D. Taylor, R. S. Scatterwhite and C. W. Harrison, "The response of a terminated two-wire transmission line excited by a non-uniform electromagnetic field", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 13, no. 6, pp. 987-989, Nov. 1965.
- [9] C. R. Paul, *Analysis of Multiconductor Transmission Lines*, 2nd ed., John Wiley & sons, Hoboken, New Jersey, USA, 2008, pp. 586-598.
- [10] F. Gardiol and J. Neirynck, *Traité d'électricité de l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Vol. XIII, Hyperfréquences*, 1st ed., Georgi, St-Saphorin, Switzerland, 1981, pp. 13-42.
- [11] K. C. Gupta, R. Ramesh, I. Bahl and P. Bhartia, *Microstrip lines and slotlines*, 2nd ed., Artech House, Boston, USA, pp. 400-404.
- [12] B. Sudret and A. Der Kiureghian, *Stochastic Finite Element Methods and Reliability : a state-of-the-art Report*, Department of civil and environment engineering, Berkeley, University of California, 2000.
- [13] D. W. P. Thomas, J. Paul and C. Christopoulos, "Statistical variation of coupling within a circuit cabinet", in *Proc. ESA Workshop on Aerospace EMC*, Venice, pp. 1-5, May 2012.
- [14] A. Kouassi, J. M. Bourinet, S. Lalléchère, P. Bonnet and M. Fogli, "Reliability and sensitivity analysis of transmission lines in a probabilistic EMC context", *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 58, no. 2, pp. 561-572, April 2016.