

MODÈLES POUR LE CHAMP PROCHE D'UN ÉMETTEUR PORTABLE

Frédéric Broydé, Evelyne Clavelier

Excem

12, chemin des Hauts de Clairefontaine — 78580 Maule — France
tel. 01 34 75 13 65 fax. 01 34 75 13 65 mel. fredbroyde@excem.fr

Résumé: Nous présentons plusieurs modèles et méthodes de calcul permettant de déterminer des valeurs représentatives de champ électrique à proximité d'émetteurs portables. Ces méthodes pourraient être affinées, mais elles peuvent être déjà exploitées pour améliorer la description et la classification des environnements électromagnétiques proches d'émetteurs portables, en vue de la définition de nouvelles limites d'immunité. Dans ce but, nos feuilles de calcul, prévues pour un progiciel de calcul courant, ont été publiées séparément.

I. Introduction

La spécification puis l'étude de l'immunité électromagnétique d'une entité repose sur des données relatives aux environnements électromagnétiques qui la concernent. Souvent, une attention particulière est apportée aux émetteurs portatifs, lorsque ces sources de perturbations électromagnétiques peuvent se trouver en fonctionnement à proximité de l'entité à protéger. En s'appuyant sur des formules glanées dans des normes, des rédacteurs d'appels d'offre n'hésitent pas à spécifier une immunité à des champs excédant 100 V/m pour l'essai de la norme IEC 61000-4-3, dans le but de se prémunir des émetteurs portatifs dont ils ont déterminé qu'ils pouvaient produire ces valeurs de champ... à 5 cm de l'antenne.

Ainsi, nous voyons spécifier des essais d'immunité qui impliquent l'emploi d'une source de plusieurs centaines de Watt lors d'essais supposés représenter l'effet d'un émetteur de 1W.

L'objet de notre communication est de proposer des modèles pour ces sources de perturbations, permettant de discuter le bien-fondé de telles valeurs en fonction des caractéristiques des émetteurs considérés. Dans ce but, ils doivent combler les lacunes évoquées au § II des modèles simplistes proposés dans les normes de la CEI, tout en conservant une simplicité et une flexibilité suffisante pour permettre d'explorer un grand nombre de configurations.

Ces modèles sont mis en oeuvre dans des feuilles de calcul d'un progiciel mathématique de grande diffusion, publiées séparément : ils peuvent être exploités par tous.

II. Revue des données de normes

Si l'on considère l'ensemble des normes internationales fondamentales en CEM, nous pouvons trouver des informations sur les champs produits par les antennes, par exemple dans :

— le rapport technique IEC 61000-2-3,

— l'annexe A de l'édition 1984 de la norme IEC 801-3,

— l'annexe A de la norme IEC 61000-4-3:1995.

Le rapport IEC 61000-2-3 [1] sur la description des environnements électromagnétiques présente des considérations essentiellement basées sur la classique formule pour la détermination du champ électrique lointain maximal en espace libre :

$$E = \frac{k\sqrt{W}}{r} \quad (1)$$

où W est la puissance effective rayonnée (effective radiated power, ERP), où r est la distance à l'antenne, supposée plus beaucoup plus grande que la longueur d'onde divisée par 2π , où E est l'amplitude du champ électrique en valeur efficace, et où k est un coefficient égal à $7,0 \Omega^{1/2}$.

L'annexe A de l'édition 1984 de la norme IEC 801-3 [2] dit qu'une "moyenne statistique" du champ d'un émetteur portatif commercial peut être exprimé par la même formule, dans laquelle cette fois W est la puissance annoncée par le fabricant de l'émetteur portatif dans ses documents publicitaires, et k un coefficient caractéristique de l'émetteur portatif. Cette norme donne également une moyenne statistique de $k = 1,6 \Omega^{1/2}$. Elle donne également des informations qualitatives sur le champ proche, indiquant par exemple qu'il est le siège d'une décroissance plus rapide du champ avec la distance.

Dans l'édition 1995 de la norme IEC 61000-4-3 [3], la valeur typique pour des talkies-walkies a été changée en $k = 3,0 \Omega^{1/2}$ sans autre explication.

L'application de ces formules conduit à des valeurs de champ divergentes aux faibles valeurs de r .

Comme nous l'avons déjà indiqué dans un rapport établi pour la Direction Générale Entreprises de la Commission Européenne (Appendix B de [4]), il est clair que ce matériel théorique est trop pauvre pour être utilisé à la spécification de l'immunité, dès lors que l'on s'intéresse à ce qui se passe près d'une antenne. Or c'est précisément ce dont on se préoccupe d'abord en CEM.

III. Modèles permettant un calcul direct du champ

Le modèle le plus trivial de source de champ est celui de source isotrope, qui correspondrait à un champ électrique donné à toute distance par (1) avec W égal à la puissance rayonnée par la source et

$$k = \sqrt{\eta_0/4\pi} \quad (2)$$

où η_0 est l'impédance d'onde du vide. Ce modèle a l'inconvénient de n'être pas compatible avec les équations de Maxwell, car un champ vectoriel ne peut évidemment être isotrope. Les modèles décrits au § I peuvent être vus comme des modèles de source isotrope corrigés.

Notons ici que dans la suite, nous ne donnerons plus, par manque de place, les expressions permettant les calculs, qui sont d'ailleurs classiques, nous limitant à citer de bonnes références bibliographiques. Nous commenterons par contre les courbes de l'annexe, qui ont toutes été obtenues avec les feuilles de calcul de [5], s'utilisant avec le logiciel Mathcad 2000 professional. Notons aussi que dans ces figures, plutôt que le champ magnétique \mathbf{H} , nous avons fait souvent figurer le champ électrique $\mathbf{E}_m = \eta_0 \mathbf{H}$ que nous appelons champ électrique magnétique. C'est le champ électrique d'une onde plane produisant le même champ magnétique au point considéré.

Pour faciliter les comparaisons, nous avons fait figurer sur plusieurs figures de l'annexe (courbes marquées "Iso.") le champ donné par (1) et (2) pour une puissance rayonnée de 1W.

Les deux modèles de source les plus simples compatibles avec les équations de Maxwell sont celui du doublet de Hertz (cf. § 8.5 de [6]) et celui du petit dipôle magnétique (cf. § 8.6 de [6]). Leur rayonnement respectif est complètement déterminé respectivement par un moment dipolaire électrique \mathbf{P} et par un moment dipolaire magnétique \mathbf{M} , dont on peut déterminer l'amplitude pour une puissance rayonnée déterminée. Les plans de champ lointain maximal de ces deux sources sont les plans passant par leur centre et orthogonaux à leur moment dipolaire respectif.

La fig. A1 montre, pour une puissance rayonnée totale de 1 W, l'amplitude efficace du champ électrique dans le plan de champ lointain maximal, en fonction de la distance r au dipôle électrique, pour les trois fréquences 27 MHz, 145 MHz et 900 MHz. La fig. A2 montre l'amplitude efficace du champ électrique magnétique, dans les mêmes conditions. Ces figures correspondent aussi à l'amplitude efficace respectivement du champ électrique magnétique et du champ électrique d'un dipôle magnétique, dans le plan de champ lointain maximal, aux mêmes fréquences et pour la même puissance rayonnée.

On note que les champs du doublet de Hertz et du petit dipôle magnétique divergent encore plus violemment que celui de la source isotrope quand r tend vers zéro. Ceci est lié à ce que le doublet de Hertz et le petit dipôle magnétique doivent ici être vus comme des sources idéalisées, de dimension petite devant r .

Un modèle bien plus réaliste de source pour lequel existe une expression analytique du champ rayonné est le modèle de la distribution sinusoïdale de courant sur une

antenne dipôle (cf. § 8.11 de [6] et § 8.5.2 de [8]) ayant un plan de symétrie. Ce plan est le plan de rayonnement lointain maximal. En général, les champs produits par cette source ont trois points singuliers, un à chaque extrémité, et un au centre. Les fig. A3 et A4 montrent, aux trois fréquences choisies et pour une puissance rayonnée de 1W, l'amplitude respectivement du champ électrique et du champ électrique magnétique en fonction de la distance r au centre de l'antenne, dans le plan de rayonnement lointain maximal, pour une longueur totale de l'antenne $l = \lambda/2$. On voit que, dans ce cas particulier, il n'y a pas de singularité pour le champ électrique au centre de l'antenne.

La fig. A5 montre les diagrammes de rayonnement du doublet de Hertz, du petit dipôle magnétique et de l'antenne $\lambda/2$ à distribution sinusoïdale de courant vue ci-dessus, c'est-à-dire le rapport entre l'amplitude produite en champ lointain par ces sources, et celle de la source isotrope, en fonction de l'angle par rapport au plan de champ lointain maximal. Les deux premières sources ont le même diagramme de rayonnement, la troisième (traits interrompus) a un gain à peine plus prononcé.

IV. Dipôle avec distribution exacte de courant

Pour obtenir plus de précision sur la valeur des champs engendrés par une antenne dipôle ayant un plan de symétrie, que celle que fournit le modèle du paragraphe précédent, il faut passer à un modèle numérique. Le plus adapté est celui de la méthode des moments appliquée à l'équation intégrale de Hallén. Pour bâtir les figures A6 et A7, nous avons suivi exactement [5] la procédure du § 2.11 de [7], qui utilise des polynômes de Lagrange comme fonction de base. Nous avons ainsi déterminé une expression "exacte" de courant par un développement sur $N = 8$ fonctions de base du courant, qui nous a donné directement l'impédance de l'antenne. Les champs ont ensuite été déterminés par intégration sur les éléments de courant le long de l'antenne. Ce modèle fait intervenir le diamètre $2a$ des brins de l'antenne, que nous avons pris égal à 0,01 fois la longueur totale l , égale ici à $0,48 \lambda$ (pour cette longueur, l'impédance calculée pour l'antenne est $74,6 \Omega + j 7,71 \Omega$).

Pour ce modèle de la méthode des moments, les fig. A6 et A7 montrent respectivement les champs électrique et électrique magnétique, aux mêmes fréquences et dans les mêmes conditions que respectivement les fig. A3 et A4. Nous notons que les courbes pour différentes fréquences ne résultent plus de la translation de l'une d'elles. Nous remarquons surtout les comportements différents des champs électriques proches sur les fig. A3 et A6. Pour permettre une comparaison plus aisée, nous avons porté sur la fig. A8 les champs électriques calculés à 145 MHz selon tous les modèles exposés, dans le plan de champ lointain maximal, comme toujours pour une puissance rayonnée de 1W.

V. Champs autour d'une antenne

En premier lieu, nous notons qu'une information particulièrement utile en CEM est celle du champ à une distance donnée de l'antenne, quand on en fait le tour. Nous

avons donc entrepris de déterminer, à 145 MHz, à une distance fixée à $d = \lambda/40 = 51,7$ mm, les champs autour d'une antenne dipôle ayant un plan de symétrie, en fonction du paramètre h qui est la distance au centre de l'antenne de la projection sur l'antenne du point de mesure. Les résultats, pour une puissance rayonnée de 1 W apparaissent sur la fig. A9 pour le modèle de la distribution sinusoïdale de courant, et sur la fig. A10 pour la méthode des moments (dans ce dernier cas nous avons aussi représenté la composante E_z du champ électrique parallèle à l'antenne).

Le champ électrique est maximum près des bouts de l'antenne, et le champ magnétique est maximum sur le plan de symétrie. Dans cette représentation en fonction de h , nous voyons que les deux modèles donnent en fait des champs électriques et magnétiques maxima très voisins.

Nous notons à présent qu'au lieu de se focaliser sur les valeurs locales des champs, il est utile d'observer que dans la détermination des effets d'un champ électrique ou magnétique sur une entité, on trouve toujours une intégration, sur une longueur ou une surface caractéristique de cette entité. Qu'importe en effet des champs gigantesques n'existant que sur des volumes lilliputiens? Pour illustrer cette idée, nous avons considéré que notre entité est une tige de longueur $\lambda/20 = 103,4$ mm, parallèle à l'antenne dipôle et que le paramètre h représente maintenant la distance au centre de l'antenne de la projection sur l'antenne du centre de la tige, la distance de la tige (et non de son centre) à l'antenne étant maintenue à $d = \lambda/40$.

La composante E_z du champ électrique, moyennée en trois points de la tige, avec un poids 1/2 à $\lambda/80$ de chaque extrémité, et un poids de 1 au centre, pour une puissance rayonnée de 1 W à 145 MHz, apparaissent sur la fig. A11 pour le modèle de la distribution sinusoïdale de courant, et sur la fig. A10 pour la méthode des moments.

VI. Impédance

Une manière plus riche encore de considérer l'action des champs produits par une antenne sur une entité est de prendre en compte l'interaction entre l'entité et l'antenne. Nous nous bornerons au cas linéaire, dans lequel l'interaction est décrite par une matrice impédance.

Nous savons que si nous postulons une distribution sinusoïdale de courant sur une antenne dipôle ayant un plan de symétrie, il est possible de calculer son impédance lorsqu'elle est seule dans l'espace, et les impédances mutuelles, par la méthode de la f.e.m. induite (cf. § 8.5.2 et § 8.6.2 de [8]). Les fig. A13 et A14 montrent des résultats classiques de calcul d'impédance propre par cette approche et par la méthode des moments du § IV, qui rappellent que la méthode de la f.e.m. induite correspond à une approximation de fil mince pour l'impédance propre.

Le résultat de calcul d'impédance mutuelle de la fig. A15, entre deux antennes $\lambda/2$ parallèles et ayant le même plan de symétrie, par la méthode de la f.e.m. induite, est également classique (cf. fig. 8.21 de [8]).

En considérant à présent une première antenne dipôle de longueur totale $0,49\lambda$ et la géométrie définie pour l'entité de la fin du § V, celle-ci étant à présent une seconde

antenne dipôle symétrique de longueur totale $\lambda/20$, nous nous sommes intéressés à déterminer l'impédance mutuelle entre les deux antennes, en fonction du paramètre h . Les fig. A16 et A17 montrent les résultats obtenus, respectivement pour $d = \lambda/40$ et pour $d = \lambda/4$. Nous constatons que c'est seulement pour la fig. A16, donc très près de la première antenne que le couplage est maximal vers ses extrémités.

Si on utilise la hauteur effective connue de la seconde antenne (ici égale à $d = \lambda/40$ car l'antenne est courte), il est bien sûr possible d'utiliser par exemple l'impédance mutuelle de la fig. A16 pour déterminer, pour chaque valeur de h , le champ électrique d'espace libre qui induirait la même tension dans la seconde antenne, que la première antenne excitée à 145 MHz avec 1 W de puissance. La fig. A18 montre ce "champ E_z moyenné". Il est fort opportunément similaire à celui des fig. A11 et A12.

VII. Conclusion

En conclusion, notre communication expose quelques concepts et modèles pour la description de l'environnement électromagnétique induit par des émetteurs portables, qui se substitueraient avantageusement à ceux qui sont actuellement proposés dans les normes de la CEI.

Nous avons montré que le modèle de l'antenne dipôle à distribution sinusoïdale de courant, comme les calculs d'impédance mutuelle par la méthode de la f.e.m. induite qui en découle, conviennent pour déterminer le champ maximum à une distance déterminée autour d'une antenne.

Ces méthodes mériteraient d'être davantage explorées, mais elles peuvent déjà être exploitées pour améliorer la description et la classification des environnements électromagnétiques proches d'émetteurs portables, en vue de la définition de méthodes de mesure d'immunité plus réalistes, ou de nouvelles limites d'immunité.

References

- [1] IEC 61000-2-3 (1992), Electromagnetic compatibility (EMC) - Part 2: Environment - Section 3: Description of the environment - Radiated and non-network-frequency-related conducted phenomena.
- [2] IEC 801-3 (1984), Electromagnetic compatibility for industrial-process measurement and control equipment - Part 3: Radiated electromagnetic field requirements.
- [3] EN 61000-4-3:1996 + EN 61000-4-3:1996/A1:1998, Electromagnetic compatibility (EMC) - Part 4: Testing and measurement techniques - Section 3: Radiated, radio-frequency, electromagnetic field immunity test.
- [4] *Evaluation of the technical aspects relating to Electromagnetic Compatibility (EMC)*, Excem document 00052506C, European Communities, 2000.
- [5] Software Folder Near Field 1, Excem, 2002.
- [6] J.A. Stratton, *Electromagnetic Theory*, McGraw-Hill Book Company, 1941.
- [7] R.E. Collin, *Antenna and Radiowave Propagation*, McGraw-Hill Book Company, 1985.
- [8] C.A Balanis, *Antenna Theory, Analysis and Design*, 2nd Edition, John Wiley & Sons, Inc, 1997.

**Annexe:
Résultats des calculs**

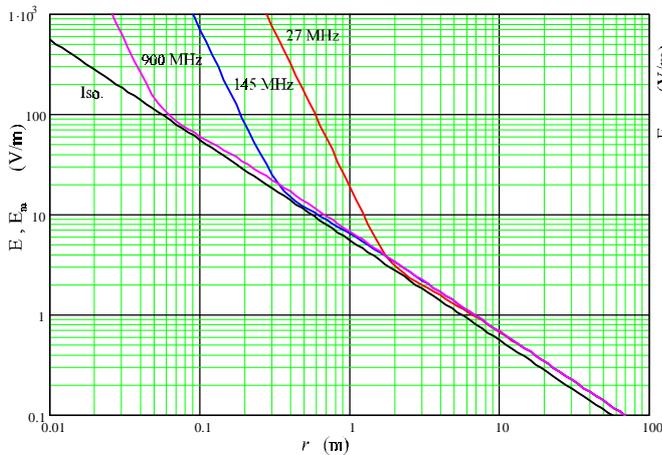


Fig. A1: champ E du doublet de Hertz ou champ E_m du petit dipôle magnétique, dans le plan de champ lointain maximal.

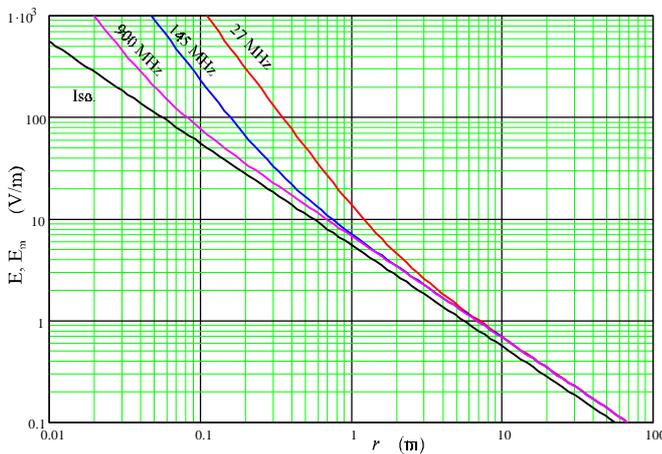


Fig. A2: champ E_m du doublet de Hertz ou champ E du petit dipôle magnétique, dans le plan de champ lointain maximal.

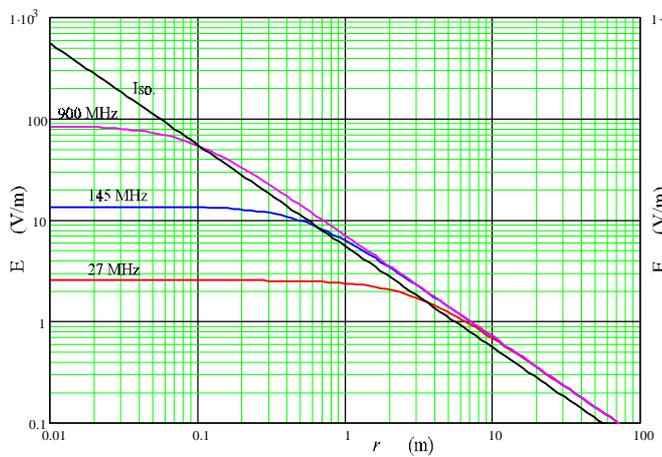


Fig. A3: champ E de l'antenne dipôle, dans le plan de rayonnement lointain maximal, selon le modèle de la distribution sinusoïdale de courant, pour $l = \lambda/2$.

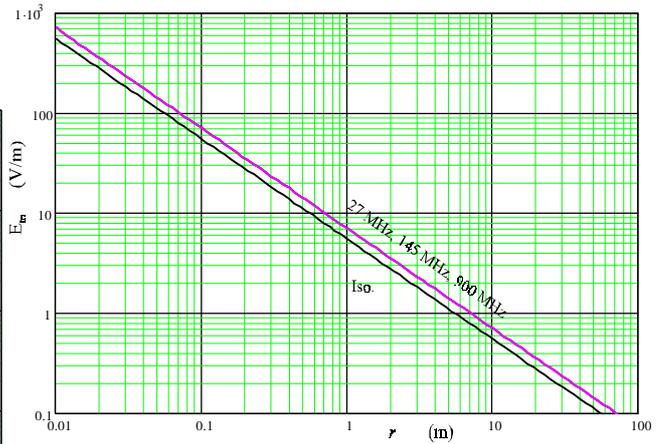


Fig. A4: champ E_m de l'antenne de la figure A3.

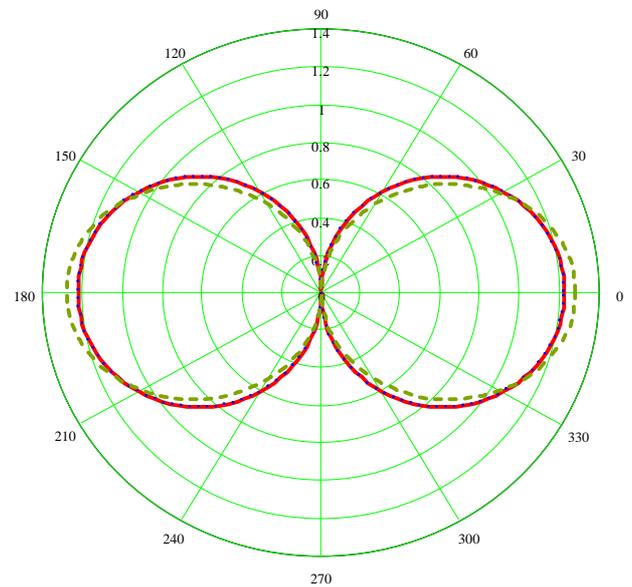


Fig. A5: diagramme de directivité des 3 sources : amplitude relative du champ électrique lointain.

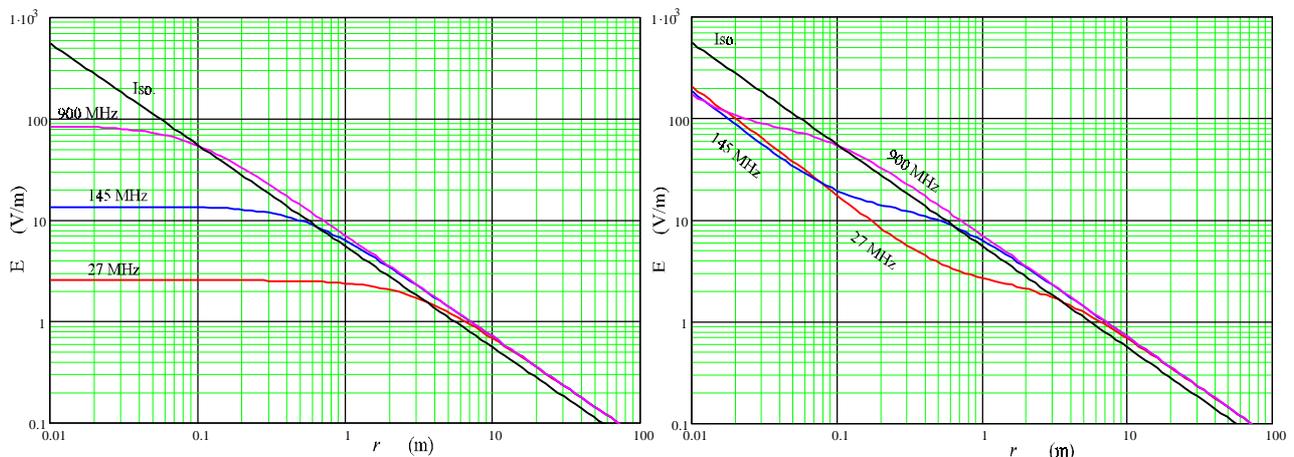


Fig. A6: champ E de l'antenne dipôle, dans le plan de rayonnement lointain maximal, selon le modèle de la méthode des moments, pour $l = 0,48 \lambda$ et $2a = 0,01 l$.

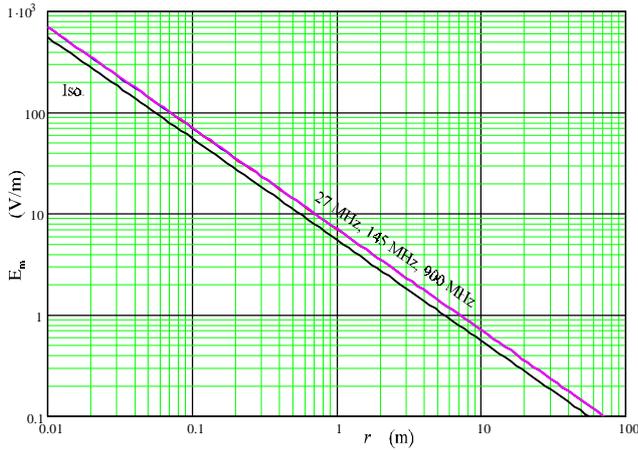


Fig. A7: champ E_m de l'antenne dipôle, dans le plan de rayonnement lointain maximal, selon le modèle de la méthode des moments, pour $l = 0,48 \lambda$ et $2a = 0,01 l$.

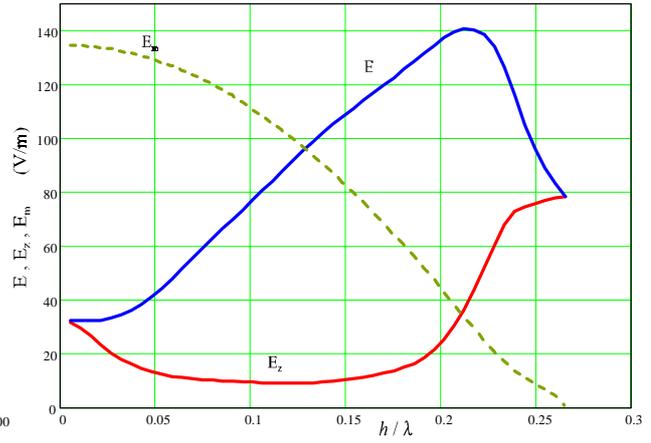


Fig. A10: champ E , champ E_z , et champ E_m de l'antenne dipôle à distribution exacte de courant à 145 MHz, à une distance $d = 52$ mm, en fonction de h / λ , pour $l = 0,48 \lambda$ et $2a = 0,01 l$

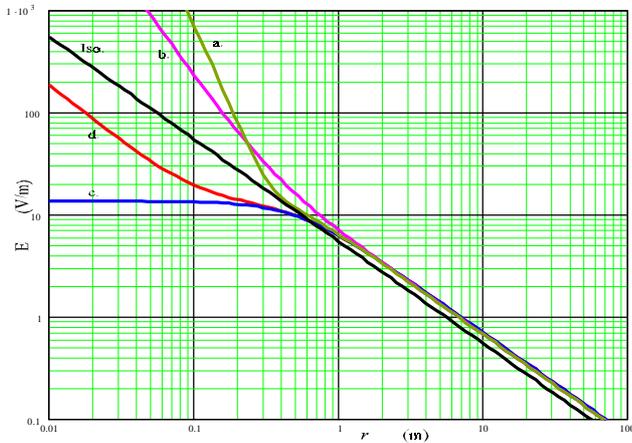


Fig. A8: champ E dans le plan de champ lointain maximal à 145 MHz, pour le doublet de Hertz (a), le petit dipôle magnétique (b), le dipôle à distribution sinusoïdale de courant avec $l = \lambda/2$ (c), et le dipôle à distribution exacte de courant avec $l = 0,48 \lambda$ et $2a = 0,01 l$ (d).

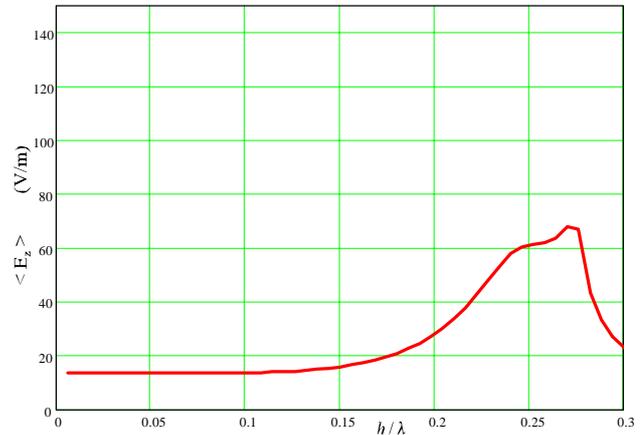


Fig. A11: champ E_z moyenné sur 3 points, de l'antenne dipôle à distribution sinusoïdale de courant à 145 MHz, à une distance $d = 52$ mm, en fonction de h / λ , pour $l = \lambda/2$.

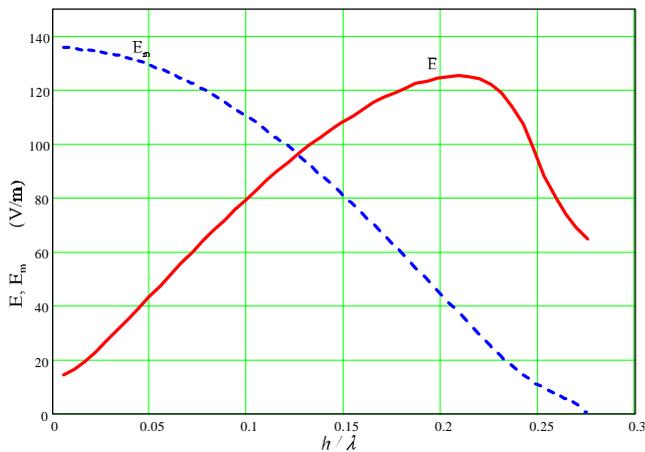


Fig. A9: champ E et champ E_m de l'antenne dipôle à distribution sinusoïdale de courant à 145 MHz, à une distance $d = 52$ mm, en fonction de h / λ , pour $l = \lambda/2$.

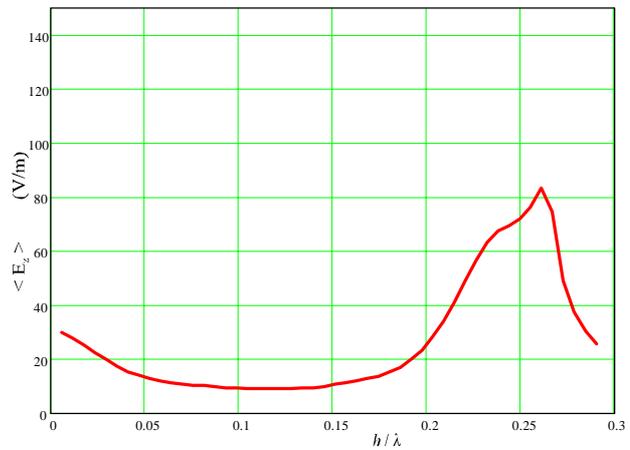


Fig. A12: champ E_z moyenné sur 3 points, de l'antenne dipôle à distribution exacte de courant à 145 MHz, à une distance $d = 52$ mm, en fonction de h / λ , pour $l = 0,48 \lambda$ et $2a = 0,01 l$.

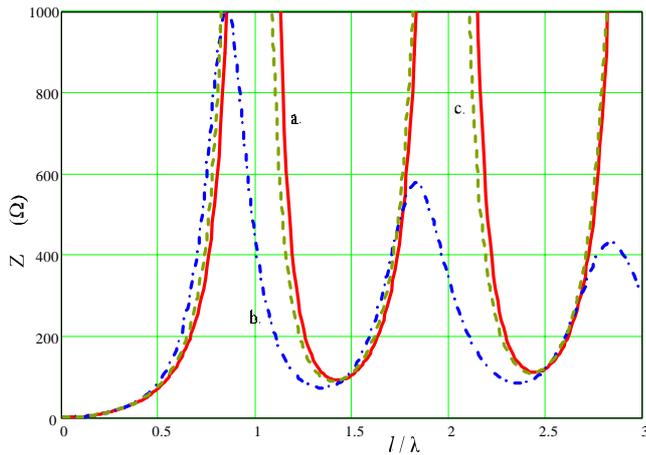


Fig. A13: Partie réelle de l'impédance, pour le dipôle à distribution sinusoïdale de courant (a) et pour le dipôle à distribution exacte de courant pour $2a = 0,01l$ et pour $2a = 0,00002 l$, resp. (b) et (c), en fonction de l/λ .

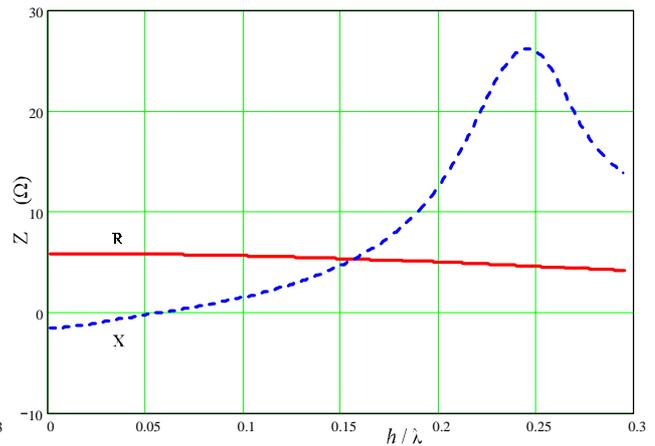


Fig. A16: Parties réelle et imaginaire de l'impédance mutuelle entre un dipôle $\lambda/2$ et un dipôle $\lambda/20$, parallèles et distants de $d = \lambda/40$, en fonction de h/λ , par la méthode de la f.e.m. induite.

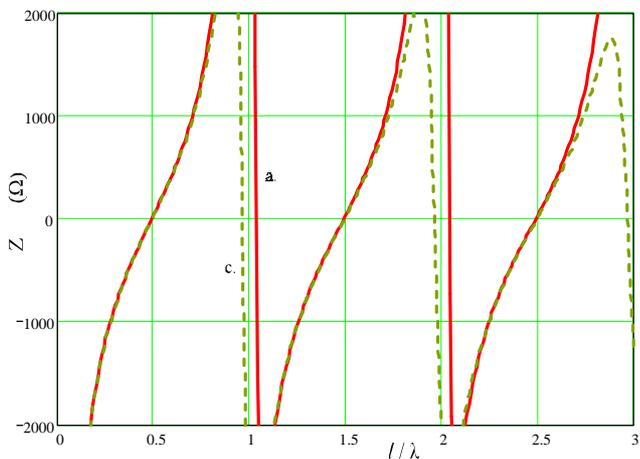


Fig. A14: Partie imaginaire de l'impédance, pour le dipôle à distribution sinusoïdale de courant (a) et pour le dipôle à distribution exacte de courant (c) pour $2a = 0,00002 l$, en fonction de l/λ .

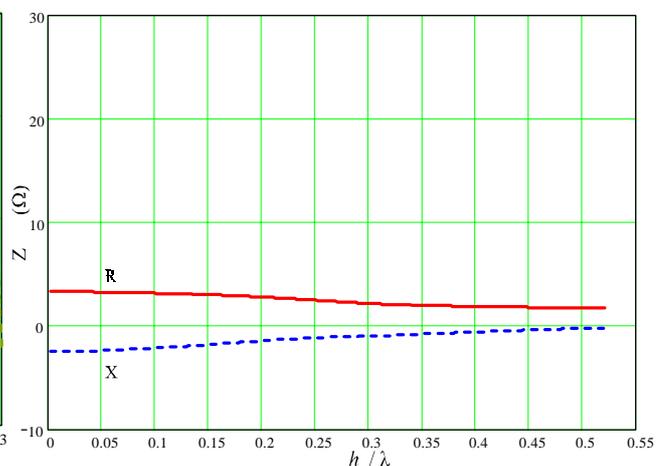


Fig. A17: Parties réelle et imaginaire de l'impédance mutuelle entre un dipôle $\lambda/2$ et un dipôle $\lambda/20$, parallèles et distants de $d = \lambda/4$, en fonction de h/λ , par la méthode de la f.e.m. induite.

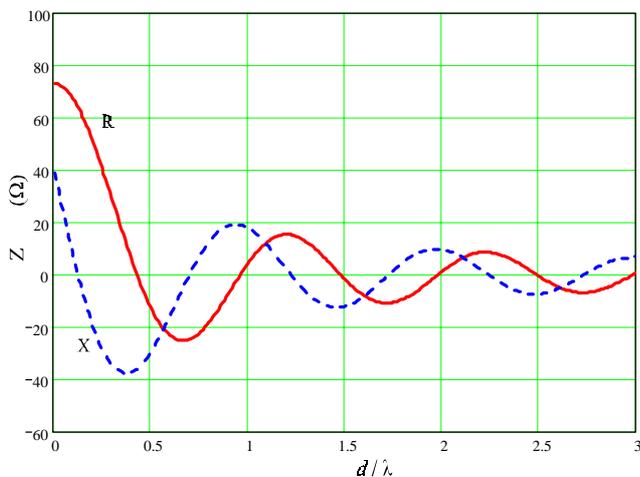


Fig. A15: Parties réelle et imaginaire de l'impédance mutuelle entre 2 dipôles demi-onde parallèles et face à face, en fonction de d/λ , méthode de la f.e.m. induite.

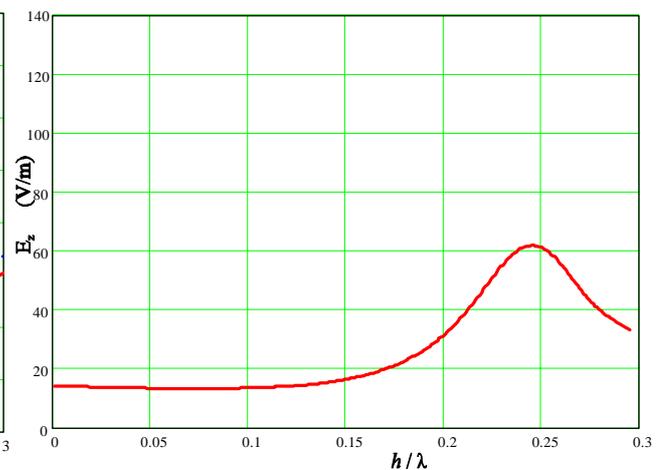


Fig. A18: champ E_z moyenné équivalent, déduit de la fig. A16 pour 145 MHz, donc pour $d = 52$ mm, en fonction de h/λ , pour une puissance rayonnée de 1 W.