

*République Algérienne Démocratique et Populaire*

*Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique*

*Université Mouloud MAMMARI de Tizi-Ouzou*



**Faculté de Génie Electrique et Informatique**

**Département d'Electronique**

# **Mémoire de fin d'études**

*Présenté en vue de l'obtention du diplôme d'Ingénieur d'Etat  
en Electronique option communication*

*Thème :*

*Etude des couplages en compatibilité  
électromagnétique des systèmes électroniques.*

*Proposé et dirigé par :*

*M<sup>r</sup> : KANANE Hocine*

*Réalisé par :*

*M<sup>elle</sup> : IDER Amel*

**Promotion: 2009/2010**

# REMERCIEMENTS

*Je tiens à remercier chaleureusement Mr. KANANE Hocine d'avoir accepté d'être mon promoteur, de m'avoir fait confiance le long de ce parcours et de m'avoir orienté vers la bonne voie.*

*Je tiens également à remercier tous les enseignants de la faculté du génie électrique et informatique, en particulier les membres de jury qui me feront l'honneur de juger et de critiquer ce modeste travail afin de l'améliorer.*

*En fin, je remercie toute personne ayant attribué à la réussite de ce travail.*

# *Dédicaces*

*Je dédie ce mémoire à toutes les personnes qui me sont proches et chères:*

- *Mes adorables parents*
- *Ma très chère sœur Lamia*
- *Mon très cher frère Hani*
- *Mon beau frère Afcène*
- *Mes chères grand-mères maternelle et paternelle*
- *Mes oncles et tantes*
- *Mes cousins et cousines*
- *Mes amies et amis en particulier Yasmine, Amine et Hassina.*
- *Tous les étudiants de la promotion 2009/2010*

# SOMMAIRE

Introduction générale.....	1
<b>Chapitre I : Introduction à la CEM.....</b>	<b>4</b>
Introduction.....	4
I.1. Historique.....	4
I.2. Définition de la compatibilité électromagnétique.....	5
I.3. CEM et normalisation .....	5
I.3.a. La directive Européenne 89/336/CEE .....	5
I.3.b. Les normes CEM.....	6
I.4. Les perturbations électromagnétiques.....	7
I.4.1. Les parasites transitoires .....	7
I.4.2. les parasites harmoniques.....	8
I.5. Niveaux de compatibilité.....	8
I.6. Aspects fondamentaux de le CEM.....	9
I.7. Sources de perturbations .....	10
I.8. Rappels physiques.....	12
I.8.1. Champ électromagnétique .....	12
I.8.2. Flux magnétique du vecteur $\vec{B}$ à travers une surface .....	12
I.8.3. Loi de Lenz .....	13
I.8.4. Inductance mutuelle .....	13
I.8.5. Ecrans magnétiques .....	14
I.8.6. Effet de peau.....	15
Conclusion.....	15

## Chapitre II : Conversion du mode commun en mode différentiel.....18

Introduction .....	18
II.1. Modes commun et différentiel .....	18
II.1.1. Mode différentiel .....	18
II.1.1.a. Propriétés du MD.....	18
II.1.2. Mode commun .....	19
II.2. Conversion du mode commun en mode différentiel .....	19
II.2.1.Principe .....	20
II.2.2.Exemple simple de conversion MC-MD .....	20
II.3. Conversion MC-MD dans un circuit asymétrique.....	21
II.3.1.Liaison tout à la masse .....	21
II.3.2.Liaison tout à la masse avec fil de retour.....	22
II.3.3.Liaison zéro volt flottant.....	23
II.3.4.Liaison coaxiale .....	25
II.3.5.Coaxial avec masses électriques flottantes.....	27
II.4. Conversion MC-MD. Circuit asymétrique .....	28
II.5. Remèdes pour la réduction du $C_{MD}$ .....	29
II.5.1. Principales techniques utilisées pour l'ouverture de la boucle.....	29
II.5.1.a. Masses flottantes.....	29
II.5.1.b. Double boîte avec écran de garde .....	29
II.5.1.c. Utilisation de self d'arrêt + conducteur d'équilibrage .....	30
II.5.1.d. Opto-isolateurs.....	30
II.5.1.e. Transformateur d'impulsion.....	31
II.5.1.f. Fibres optiques .....	32
II.5.2. Principales techniques utilisées pour la neutralisation des courants de MC.....	32
II.5.2.a. Symétrisation.....	32

II.5.2.b. Transformateur longitudinal .....	33
II.5.2.c. Ferrites et câbles à pertes .....	33
II.5.2.d. Condensateurs de découplage MC.....	34
II.5.2.e. Câble coaxial.....	34
Conclusion.....	34
<b>Chapitre III : Etude des couplages électromagnétiques.....</b>	<b>37</b>
Introduction .....	37
III.1. Couplage par impédance commune.....	37
III.1.1. Principe.....	37
III.1.2. Impédance de quelques conducteurs typique.....	38
III.1.2.a. Impédance d'un fil rond.....	38
III.1.2.b. Impédance d'un conducteur méplat.....	41
III.1.2.b.i. Cas d'un plan non idéal .....	42
III.1.2.c. Impédance d'une grille .....	43
III.1.3. Méthodes de réduction du CIC.....	43
III.1.3.a. Au niveau des cartes .....	45
III.1.3.a.i. Réduction de Z sur une carte .....	45
III.1.3.a.ii. réduction des forts $dI/dt$ dans les masses d'une carte.....	45
III.1.3.a.iii. Ségrégation des masses .....	45
III.1.3.a.iiii. Découplages localisés .....	47
III.1.3.b. Au niveau des fonds de panier et cartes-mères .....	48
III.1.3.c. Au niveau des packaging .....	48
III.1.3.c.i. Equipements de transmission .....	48
III.1.3.c.ii. Autres matériels .....	49
III.1.3.d. Au niveau des installations .....	49
III.1.3.d.i. Diminution des longueurs de masse commune...49	

III.1.3.d.ii. Séparation des circuits de masse .....	49
III.1.3.d.ii. Grille ou plan de masse local .....	50
III.2. Couplage carte à châssis .....	51
III.2.1. Principe .....	51
III.2.2. Calcul de la capacité d'une carte .....	52
III.2.3. Circuits provoqués par le couplage carte à châssis .....	54
III.2.4. Remèdes au couplage carte à châssis .....	54
III.3. Couplage champ à fil.....	56
III.3.1. Principe .....	56
III.3.2. Calcul de la tension induite .....	56
III.3.3. Répartition du courant .....	57
III.3.4. Coefficient de couplage I/E .....	57
III.3.5. Couplage champ à fil en BF .....	58
III.3.6. Couplage champ à fil en HF .....	59
III.3.7. Calcul de I en mode commun.....	59
III.3.8. Remèdes au couplage champ à fil.....	60
III.4. Couplage champ à boucle .....	61
III.4.1. Principe .....	61
III.4.2. Calcul de la tension induite .....	62
III.4.3. Tension induite dans les petites boucles .....	65
III.4.4. Tension induite dans une boucle en HF.....	66
III.4.5. Tension induite dans une boucle aux hyperfréquences.....	66
III.4.6. Remèdes au couplage champ à boucle .....	67
III.5. Diaphonie capacitive .....	68
III.5.1. Principe .....	68
III.5.2. Etude de la diaphonie capacitive .....	69
III.5.3. Calcul de la capacité mutuelle $C_{1-2}$ entre les deux fils .....	72

III.5.4. Diaphonie capacitive de mode différentiel .....	73
III.5.5. Diaphonie capacitive de mode commun .....	73
III.5.6. Remèdes à la diaphonie capacitive .....	74
III.6. Couplage par diaphonie inductive.....	75
III.6.1. Principe .....	75
III.6.2. Etude de la diaphonie inductive .....	76
III.6.3. Calcul de la mutuelle inductance $M_{1-2}$ entre deux fils .....	77
III.6.4. Diaphonie inductive en mode différentiel .....	78
III.6.5. Diaphonie inductive en mode commun .....	79
III.6.6. Remèdes à la diaphonie inductive .....	80
Conclusion .....	80
<b>Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur.....</b>	<b>84</b>
Introduction .....	84
IV.1. Couplage entre une onde et une ligne aérienne parallèle à un plan de masse parfaitement conducteur.....	84
IV.1.1. Equations différentielles des courants et tensions.....	86
IV.1.2. Cas particulier d'une ligne de longueur infinie.....	91
IV.1.3. Introduction des conditions aux limites et influence des fils de descente .....	92
IV.1.4. Influence de la longueur de la ligne .....	95
IV.1.4.a. Cas où l'influence des fils de descente est négligée .....	95
IV.1.4.b. Prise en compte des fils de descente .....	98
IV.2. Couplage à une ligne parallèle à la surface du sol.....	101
IV.2.1. Détermination des exposants linéiques de propagation.....	101
IV.2.1.a. Equation modale.....	101
IV.2.1.b. Distribution du courant le long d'une ligne excitée en un point ...	104
IV.2.2. Courant induit par une onde plane incidente.....	107
IV.2.2.a. Cas d'une ligne infinie .....	107

IV.2.2.b. Cas d'une ligne de longueur finie .....	108
IV.3. Exemple illustrant l'influence de la conductivité du sol .....	109
Conclusion.....	111
Conclusion générale.....	112
<b>Annexe.....</b>	<b>113</b>
<b>Bibliographie.....</b>	<b>119</b>

## **Introduction générale :**

Notre planète Terre baigne dans des champs électromagnétiques créés par différents systèmes électriques et électroniques, certains voulus (radio), d'autres non (parasites). De ce fait, tout système en activité se perturbe par son environnement extérieur et à son tour, le perturbe et se perturbe lui-même.

Les modes d'action d'un système source sur un autre système victime sont des phénomènes physiques appelés « couplages » qui représentent le nœud de la compatibilité électromagnétique car pour qu'un système soit compatible, il faut éliminer ces couplages ou les minimiser au maximum.

L'objectif de cette étude est de présenter les différents modes de couplage qui puissent exister ainsi que les méthodes de réduction de l'influence des sources sur les victimes.

Le premier chapitre est une introduction générale à la compatibilité électromagnétique. Il contient aussi quelques rappels physiques nécessaires à la compréhension de la procédure de couplage. Dans le deuxième chapitre, sont présentés les deux modes de circulation des courants dans un circuit suivi de la conversion du mode le plus perturbateur vers le mode le moins perturbateur. Le troisième chapitre illustre les six modes de couplage des perturbations électromagnétiques ainsi que les remèdes possibles pour chaque couplage. Enfin et en dernier chapitre, un cas particulier de couplage d'une onde électromagnétique à une ligne de transmission, placée au-dessus d'un plan parfaitement conducteur, a été présenté.

*Chapitre I :*  
*Introduction à la compatibilité*  
*électromagnétique*

## **Introduction :**

Le fait que les équipements que nous construirons sont placés dans un environnement naturel, ils sont exposés aux perturbations : rayonnements cosmétiques, émission radio, champs électromagnétiques des lignes de distribution d'énergie, des moteurs et générateurs etc.

Lors de la conception et de réalisation d'un système, il convient de tenir compte de l'existence de ces perturbations et de prévoir les méthodes permettant de réduire leur influence. De même, il faut éviter que le système développé ne produise pas de perturbations dans son environnement. C'est le rôle de la compatibilité électromagnétique.

Dans ce chapitre, on définira la compatibilité électromagnétique et les différentes sources de perturbations ainsi que quelques notions de bases utilisées en CEM.

## **I.1. Historique :**

On pourrait faire remonter la compatibilité électromagnétique au tout début des transmissions radio (en 1901, Marconi réalise la première transmission à travers l'atlantique), mais si l'on constatait déjà la présence d'interférences, il suffisait de changer de fréquence d'émission pour résoudre le problème. Avec la multiplication des émetteurs les problèmes sont devenus plus sensibles, et en 1933 la CEI (Commission Electrotechnique Internationale) a recommandé la création d'un comité spécial sur les interférences radio (CISPR). Ce dernier a établi les méthodes de mesure et des recommandations sur les limites de niveaux d'émission admissibles.

Avec l'avènement du transistor (1950), puis des circuits intégrés (1960), et la tendance à remplacer le traitement analogique des signaux par un traitement numérique (dès 1970), les vitesses et donc le domaine fréquentiel des perturbations n'a fait que croître, et les problèmes de compatibilité à empiré. Avec la multiplication des ordinateurs personnels, et l'augmentation des vitesses d'horloge le problème est devenu crucial si bien que d'une base volontaire (recommandations), les pays en sont arrivés à édicter des lois (normes CENELEC en Europe, FCC aux USA), toutes basées sur les recommandations CEI, à quelques variations spécifiques près. Ces normes sont destinées à limiter la « pollution » électromagnétique, et par conséquent de concevoir des équipements capables de travailler correctement en présence de ces niveaux, mais seuls les essais d'émission sont exigés. Elles distinguent les applications à usage domestique (un PC interfère avec le récepteur TV du voisin, juste de l'autre côté de la paroi) où les niveaux admis et les distances entre émetteur et récepteur des perturbations sont les plus faibles, et des autres applications en milieu industriel.

# Chapitre I : Introduction à la compatibilité électromagnétique

---

Seuls les militaires exigent actuellement des essais de « susceptibilité » : l'équipement est soumis à des niveaux donnés de rayonnement électromagnétique et doit fonctionner sans erreur. Toutefois il est permis de supposer que dans un proche avenir des essais semblables seront également exigés dans le domaine commercial, en vue d'une homologation CEM.

## **I.2. Définition de la compatibilité électromagnétique :**

La CEM est l'étude des couplages, c'est à dire des relations de cause à effet entre différents matériels (circuits électriques, appareillages...). Ces couplages sont toujours bidirectionnels c'est à dire qu'un matériel pollueur (source de perturbations) agit sur un équipement sensible (victime), mais qu'à son tour ce dernier peut aussi jouer le rôle de source pour perturber son propre environnement.

La compatibilité électromagnétique est une science et technique qui permet de lutter contre les perturbations électromagnétiques. Plus précisément, ses objectifs sont :

- d'assurer que le rayonnement électromagnétique d'un système électronique n'affecte pas le fonctionnement d'autres appareils ;
- d'assurer qu'un système dispose d'un niveau d'immunité adéquat vis-à-vis des perturbations électromagnétiques ambiantes. Le système est alors caractérisé par sa « susceptibilité ».

La communauté européenne propose la définition suivante pour décrire la compatibilité électromagnétique : c'est « l'aptitude d'un dispositif, d'un appareil ou d'un système à fonctionner dans son environnement électromagnétique de façon satisfaisante et sans produire lui-même des perturbations électromagnétiques ».

## **I.3. CEM et normalisation :**

### **I.3.a. La directive Européenne 89/336/CEE :**

Depuis le 3 mai 1989, les fabricants de matériel électrique souhaitant distribuer leurs produits au sein de la communauté européenne doivent appliquer la directive de la CEM 89/336/CEE. Cette directive a été proposée afin d'harmoniser les législations des états membres relatives à CEM. Elle a fait l'objet du décret N° 92-587 du 26 juin 1992 pour sa transposition du droit français. Son application est obligatoire depuis le 1<sup>er</sup> janvier 1996.

# Chapitre I : Introduction à la compatibilité électromagnétique

---

Aujourd'hui, la directive a subi de nombreuses modifications et de nouvelles directives sont apparues. Maintenant, les produits électriques et électroniques modernes sont généralement si complexes que plusieurs directives sont applicables. Toutefois, ces réglementations suivent toutes les mêmes préceptes :

- permettre la libre circulation des produits sur le Marché Unique Européen en fixant des exigences unifiées de CEM ;
- organiser la maîtrise de l'exploitation de la ressource naturelle que constitue l'espace électromagnétique pour de multiples applications spécifiques;
- contribuer à l'amélioration de la protection des consommateurs face aux risques qui peuvent résulter de problèmes de CEM.

## **I.3.b. Les normes CEM :**

La directive 89/336/CEE ne contient pas d'indications détaillées comme les valeurs limites ou des procédés de mesure. En effet, elle ne donne que des exigences qualitatives.

Ce sont les Normes Européennes qui imposent les contraintes quantitatives à la mise en conformité d'un produit. Ces exigences sont établies par des instances comme le Comité Européen de Normalisation Electrotechnique (CENELEC) ou encore l'Institut Européen de Normalisation en Télécommunication (ETSI).

Ces organismes travaillent en étroite collaboration avec les instances nationales et internationales et internationales comme la Commission Electrotechnique Internationale (CEI) et le Comité International Spécial des Perturbations Radioélectriques (CISPR).

Les essais à effectuer sur un produit pour en vérifier la conformité sont le plus souvent divisés suivant l'environnement d'utilisation auquel est destiné le produit. Deux classes de tests sont ainsi proposées :

- La classe A représente des tests effectués sur des équipements utilisés en milieu industriel ;
- La classe B correspond à des tests sur des équipements utilisés en environnement résidentiel, commercial ou industrie légère.

## **I.4. Les perturbations électromagnétiques :**

Les systèmes électriques et/ou électromagnétiques ne sont pas isolés de leur environnement. De l'énergie électromagnétique peut donc franchir non intentionnellement leurs frontières soit pour y pénétrer, soit pour s'en échapper. Cette énergie parasite est appelée perturbation électromagnétique.

Les perturbations électromagnétiques sont donc la raison d'être de la CEM. Elles sont considérées comme étant des ondes électromagnétiques parasites générées de manières très diverses. Leurs sources se classent en deux grandes catégories, elles peuvent être d'origine transitoire (phénomène temporel) ou harmonique (phénomène fréquentiel). Ces deux types de parasites se distinguent par la spécificité de leurs effets sur les équipements agressés.

### **I.4.1. Les parasites transitoires :**

Ce sont les perturbations qui peuvent créer pendant une durée très brève des surtensions ou des surintensités. Ceci entraîne des dysfonctionnements de courte durée et parfois la destruction des équipements. Ces vecteurs de perturbations peuvent être regroupés en différentes catégories:

- La foudre : elle peut agresser un système par foudroiement direct ou par rayonnement du canal de décharge avec un champ électrique de 10V/m à 50km de l'éclair, pouvant couvrir un terrain de football. La foudre couvre un spectre de fréquences de quelques dizaines de mégahertz.
- Les décharges électrostatiques (DES) : elles sont particulièrement pénalisantes dans le domaine spatial.
- Les perturbations de type industriel : elles regroupent tous les phénomènes qui ne sont pas d'origine naturelle.
- L'impulsion électromagnétique d'origine nucléaire (IEMN) : l'explosion nucléaire à très haute altitude entraîne des dégâts électroniques extrêmement sévères. Les champs électriques peuvent atteindre 50 kV/m au niveau du sol (valeur crête) sur une surface circulaire de 1500 km de rayon, les effets s'étendant sur la bande [0, 100MHz].
- Les armes à faisceaux dirigés (AFD) : ces armes, dites de nouvelles génération, ont la particularité de pouvoir concentrer leur énergie et leur densité de puissance suivant une direction privilégiée. Les armes ultra large bande (ULB) en sont un exemple. Leurs spectres couvrent des plages de fréquence allant de quelques centaines de mégahertz à quelques dizaines de gigahertz.

## I.4.2. Les parasites harmoniques :

Tout aussi nocifs, les parasites harmoniques s'étalent sur des durées plus longues au cours desquelles ils accumulent de l'énergie susceptible d'échauffer les composants sensibles par effet Joule. Le tableau ci-dessous donne un aperçu de différentes sources :

<b>Perturbation</b>	<b>Bande de fréquence</b>	<b>Puissance d'émission</b>
Radars	30MHz -quelques 100GHz	1w - 1Mw
Riodiffusion Télédiffusion	150MHz - 12GHz	1w - 2Mw
Radioamateurs	1MHz - 250GHz	1w - 20Mw
Radiotéléphone	30MHz - 2GHz	1w - 20Mw

Figure I-2 : Différentes sources de perturbations harmoniques

## I.5. Niveaux de compatibilité :

Pour assurer la CEM, différentes marges ont été définies (Figure I-3) :

- Niveau d'immunité : il s'agit du niveau à partir duquel il y a dysfonctionnement d'un matériel ou d'un système.
- Niveau de compatibilité : c'est le niveau maximal de perturbation auquel on peut s'attendre dans un environnement donné.
- Niveau d'émission : c'est la marge qui existe entre le niveau de compatibilité et le niveau de limite d'immunité.
- Marge d'émission : c'est la marge qui existe entre le niveau de compatibilité et le niveau d'émission.

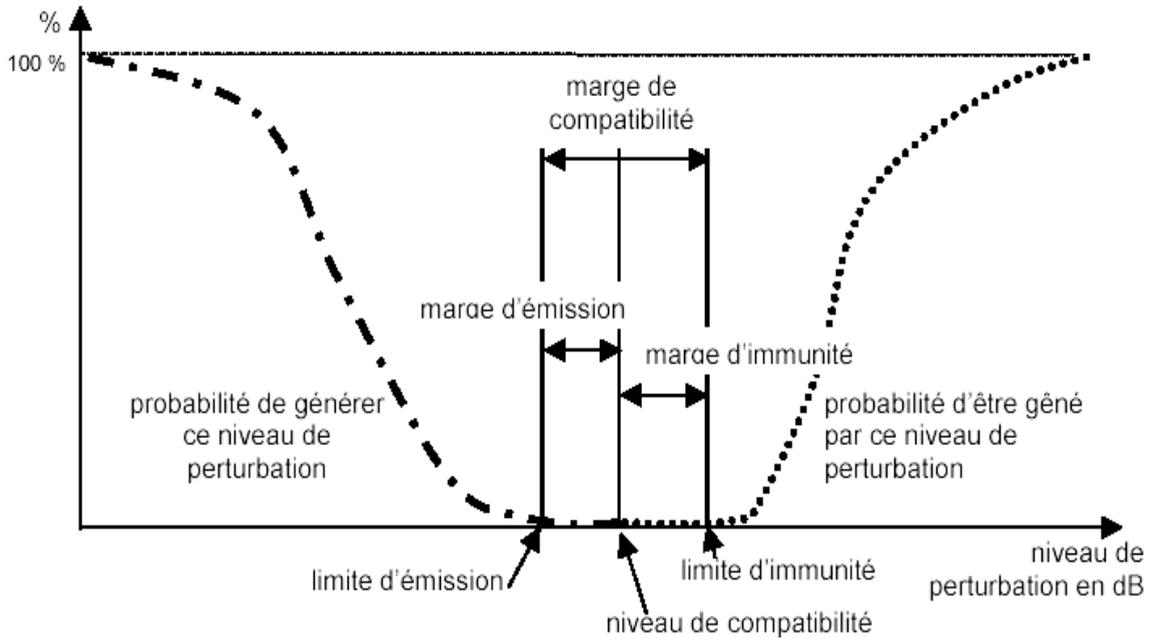


Figure I-3 : Niveaux de perturbation en CEM

## I.6. Aspects fondamentaux de la CEM :

Lors de l'analyse d'un problème de perturbation électromagnétique, on constate que le problème englobe trois éléments : une source de perturbation qui émet de l'énergie électromagnétique, un canal de couplage au travers duquel l'énergie de ces perturbations se propage et enfin, un récepteur qui capte cette énergie, la traite et la superpose à sa fonction normale. Si les perturbations reçues par ce dernier sont trop élevées et provoquent des interférences, alors on parle de victime de ces perturbations.



Figure I-4 : Transmission des perturbations

## I.7. Sources de perturbations :

La connaissance, ou plus exactement l'identification de la mesure des sources est indispensable car elle permet d'arrêter le choix des solutions à mettre en œuvre pour :

- Limiter leurs perturbations.
- Eviter les couplages.
- Insensibiliser les victimes potentielles.

Les perturbations électromagnétiques peuvent prendre deux formes distinctes : les perturbations dites conduites et celles dites rayonnées. Les gammes de fréquences correspondant à chacune d'elles sont différentes et complémentaires.

Les signaux parasites émis par la source se propagent vers la victime de plusieurs façons. Deux cas peuvent se présenter :

- Si la source et la victime sont voisins avec ou sans liaison galvanique, le couplage est dit proche et peut être de nature capacitive, inductive ou résistive

Les phénomènes perturbateurs sont dans ce cas des variations rapides de courant et de tension ( $\frac{di}{dt}, \frac{dv}{dt}$ ). Ce type de perturbations est appelé « perturbations conduites » qui se développent dans les câbles ou conducteurs de liaison.

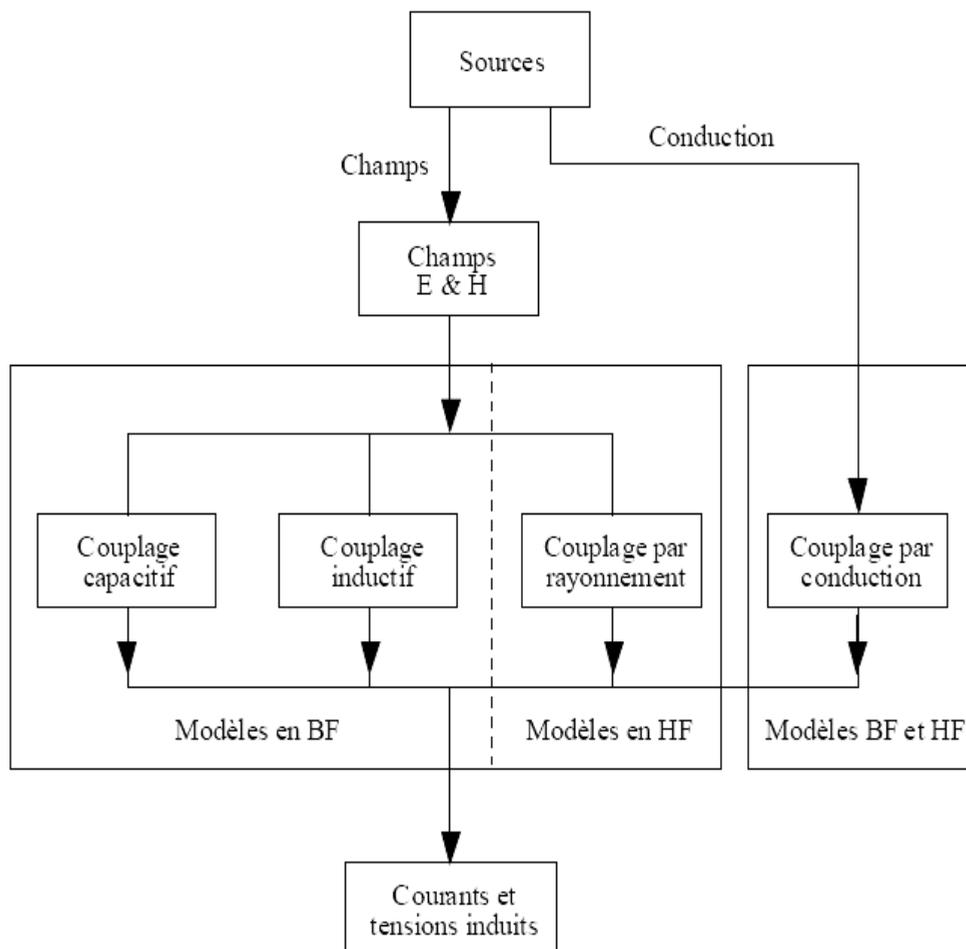
- Si la source et la victime sont éloignées et sans liaison galvanique, la perturbation est transmise par une onde électromagnétique, on parle alors « de perturbations rayonnées ».

Ces sources de perturbations peuvent être :

- des sources naturelles :
  - phénomènes atmosphériques dont la foudre au sens habituel du terme,
  - le bruit galactique,
  - l'effet des rayons ionisants,
  - les impulsions électromagnétiques dues aux désintégrations nucléaires.
- des sources électrostatiques : qui se constituent en particulier lors de la friction de matériaux en mouvement ou du corps humain sur des matériaux textiles.

## Chapitre I : Introduction à la compatibilité électromagnétique

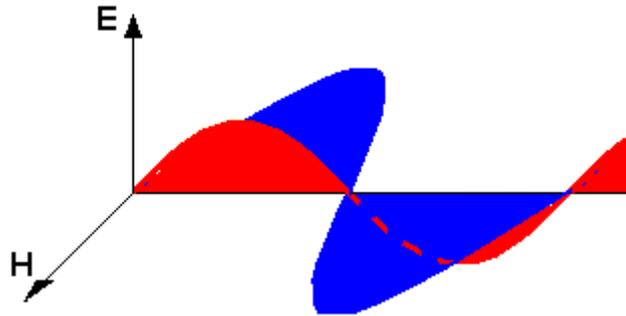
- des sources électrochimiques et thermoélectriques dues en particulier à la mise en présence de métaux différents en milieu humide (phénomène d'électrolyse) et sous l'effet de différences de températures (effet de thermocouple)
- des sources technologiques : ce sont tous les appareils dont l'activité électrique est de nature à se propager en partie à l'environnement.



## I.8. Rappels physiques :

### I.8.1. Champ électromagnétique :

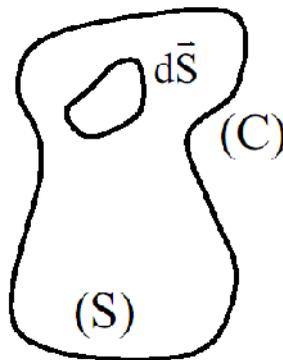
Lorsqu'il y a évolution de tension et de courant dans le temps, les champs électrique et magnétique sont présents et forment le champ électromagnétique.



### I.8.2. Flux magnétique du vecteur $\vec{B}$ à travers une surface :

Soit  $S$ , la surface limitée par une courbe  $c$ , et  $dS$  un élément de la surface  $S$ . On appelle flux élémentaire à travers la surface  $dS$ , la quantité :

$$d\phi = \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (I.1)$$



$d\vec{S}$  étant un vecteur perpendiculaire à l'élément  $dS$  ayant une norme  $dS$ .

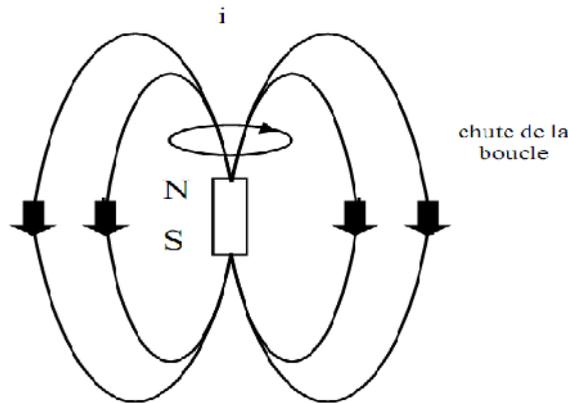
Le flux à travers toute surface s'écrit donc :

$$\phi = \int d\phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (I.2)$$

## I.8.3. Loi de Lenz :

Si une boucle limitée par une courbe ( $C$ ) subit une variation de flux  $d\phi$  pendant une durée  $dt$ , elle est siège d'une force électromotrice induite :

$$e = - d\phi / dt \quad (I.3)$$



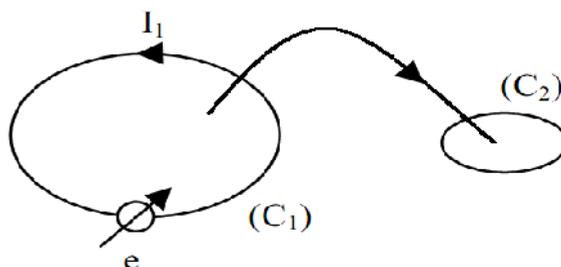
Cette force électromotrice créera le passage d'un courant si la boucle est fermée. Le signe (-) montre que le flux créé par le courant induit, va tendre à s'opposer à la variation initiale du flux.

La variation de flux peut être créée soit par un mouvement (de la boucle, ou du circuit initiateur), soit par une variation du champ magnétique initial (par variation du courant).

## I.8.4. Inductance mutuelle :

Soient deux circuits  $C_1$  et  $C_2$  en boucles, de positions fixes l'un par rapport à l'autre.

Le circuit  $C_1$  est parcouru par un courant constant  $I_1$  qui crée un champ magnétique  $B_{12}$  à travers le circuit  $C_2$ .



Le flux de  $B_1$  à travers le circuit  $C_2$  s'écrit :

$$\phi_{12} = \int_{s_2} \vec{B}_{12} \cdot \vec{dS}_2 \quad (\text{I.4})$$

Si les circuits sont fixes l'un par rapport à l'autre, ce flux est proportionnel à  $I_1$  :

$$\phi_{12} = M_{12} \cdot I_1 \quad (\text{I.5})$$

Supposons que l'on fasse varier le courant  $I_1$ . Il paraît donc dans  $C_2$ , une force électromotrice induite :

$$e_{21} = - \frac{d\phi_{21}}{dt} = -M_{12} \frac{dI_1}{dt} \quad (\text{I.6})$$

La constante  $M_{12}$  s'appelle le coefficient d'induction mutuelle, sa valeur dépend simplement de l'arrangement des circuits  $C_1$  et  $C_2$  l'un par rapport à l'autre.

On peut montrer que si l'on inversait les rôles des circuits 1 et 2, on aurait :

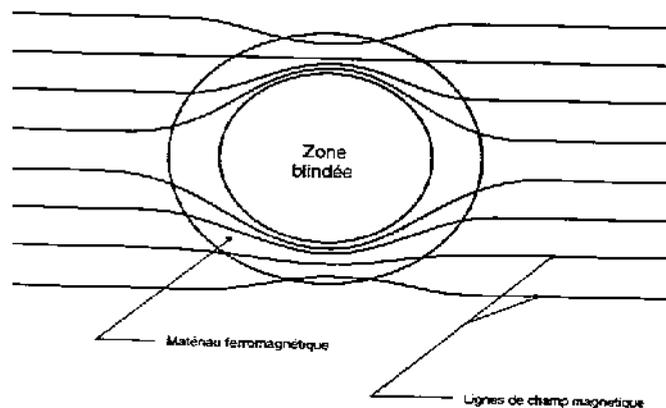
$$M_{12} = M_{21} \quad (\text{I.7})$$

Dans le cas où l'on considère l'action d'un circuit sur lui-même, ce coefficient s'appelle la self-inductance  $L_1$  du circuit :

$$e_{11} = -L_1 \frac{dI_1}{dt} \quad (\text{I.8})$$

## I.8.5. Ecrans magnétiques :

Lorsqu'on place un morceau de fer doux sur le trajet des lignes de champ, celles-ci sont déviées et passent alors par le fer doux car c'est un meilleur conducteur que l'air.



## I.8.6.Effet de peau :

On considère un conducteur soumis à une d.d.p de fréquence  $f$ .

A  $f$  élevée, les électrons empruntent préférentiellement la périphérie du conducteur modifiant ainsi sa résistance.

L'épaisseur de peau  $\delta$  est donnée par :

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu \sigma f}} \quad (I.9)$$

Avec :

$\sigma$  = conductivité du matériau.

$\mu$  = perméabilité magnétique en H /m.

## Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons défini en premier ce qu'est la compatibilité électromagnétique, puis quelques notions de base et des rappels physiques indispensables à la compréhension des différents problèmes rencontrés en compatibilité électromagnétique. Ce qui nous permettra d'entamer et de mieux comprendre les prochains chapitres.

## *Chapitre II :*

# *Conversion du mode commun en mode différentiel*

### Introduction :

Dans un circuit, la circulation des courants s'établit toujours par l'intermédiaire de courants de mode commun et de mode différentiel.

Dans ce chapitre nous étudierons ces deux modes de couplage ainsi que les méthodes consistant à convertir la tension du mode commun en une tension du mode différentiel.

### II.1. Modes commun et différentiel :

#### II.1.1. mode différentiel :

Le mode différentiel, noté MD, est la façon normale de transmettre un signal. Il est aussi appelé mode série, mode normal, ou mode symétrique.

Le courant d'alimentation d'un équipement se propage dans deux conducteurs : un pour l'aller, l'autre pour le retour. Ces courants aller et retour sont égaux et en opposition de phase.

La tension d'alimentation  $U_{md}$  peut être mesurée entre les deux conducteurs. La figure (II-1) montre le principe de mesure du courant  $I_{md}$  en utilisant une pince de courant.

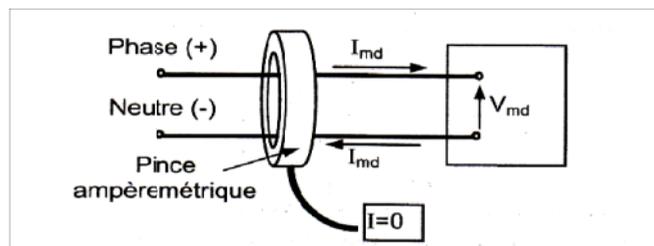


Figure II-1 : principes de circulation et de mesure du courant de MD.

#### II.1.1.a. Propriétés du MD :

Le mode différentiel est le mode le moins redouté :

- il est aisément réparable.
- il est souvent faible.
- il est négligeable si les conducteurs aller-retour sont proches ou éloignés des câbles perturbateurs.
- il est le mode de propagation prépondérant à l'intérieur des systèmes.

### II.1.2. mode commun :

Le mode commun, noté MC, est le mode parasite, inutile et perturbant. C'est la deuxième façon de transmettre un signal. Il est aussi appelé mode parallèle, mode longitudinal ou mode asymétrique.

Le courant MC se propage sur tous les conducteurs dans le même sens. Le retour se fait par la masse. La figure (III-1) présente la méthode de mesure du courant  $I_{mc}$ .

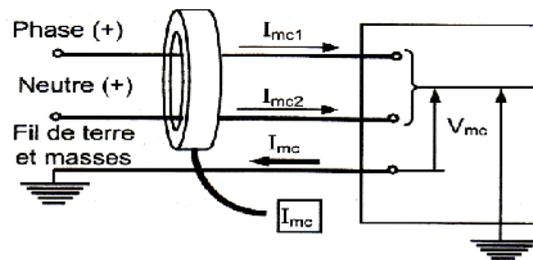


Figure II-1 : principes de circulation et de mesure du courant de MC.

La tension est la moyenne de tous les potentiels de tous les fils par rapport à la masse.

Le mode commun est le mode parasite prépondérant par les connexions inter-systèmes.

#### ❖ Remarque :

Quand l'équipement possède un châssis relié à la masse électrique, le plus grand des courants de mode commun se referme effectivement par cette voie car l'impédance d'une tôle ou d'une structure est très inférieure à celle des câbles, particulièrement en HF.

### II.2. Conversion du mode commun en mode différentiel :

Le problème majeur rencontré en CEM est celui de la conversion du couplage en mode commun en couplage en mode différentiel car les perturbations électromagnétiques causent toujours de forts couplages en mode commun. Cette conversion consiste à transformer les d.d.p. entre terres, ou entre câbles et terres en une tension différentielle à l'entrée des circuits récepteurs.

### II.2.1. Principe :

Une tension en mode commun  $V_{MC}$  peut apparaître à cause d'une d.d.p entre masses ou par l'induction d'un champ dans les boucles câbles-masse.

Une partie de  $V_{MC}$  accompagné d'un coefficient, appelé coefficient de conversion, apparaît en tension différentielle à l'entrée d'une charge. Ce coefficient est défini par :

$$C_{MC-MD} = 20 \log \frac{V_{MC}}{V_{MD}}, \text{ en dB.} \quad [2] \quad (\text{II.1})$$

Ce coefficient est un rapport sans dimension qui doit être réduit au maximum possible. Il dépend de certains paramètres :

- Du type de liaison (symétrique ou asymétrique).
- De l'impédance des fils.
- Des résistances de sources.
- De la charge du signal utile.

### II.2.2.Exemple simple de conversion MC-MD :

On considère le modèle suivant qui représente un couplage par impédance commune :

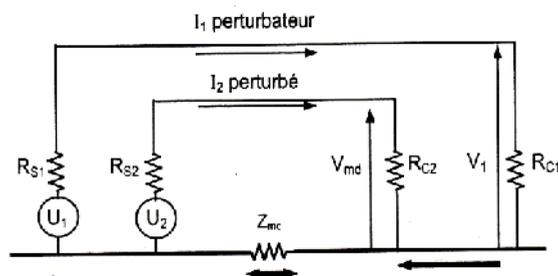


Figure II-3 : Modèle simplifié de conversion MC/MD dans le cas de couplage impédance commune.

Calcul de  $V_{MC}$  et  $V_{MD}$  :

$$V_{MC} = Z_{mc} \frac{U_1}{R_{s1} + R_{c1} + Z_{mc}} \approx \frac{Z_{mc} U_1}{R_{s1} + R_{c1}} \quad [3] \quad (\text{II.2})$$

$$V_{MD} = R_{c2} \frac{V_{MC}}{R_{s2} + R_{c2} + Z_{mc}} \approx \frac{R_{c2} V_{MC}}{R_{s2} + R_{c2}} \quad [3] \quad (\text{II.3})$$

Avec :

$V_{MC}$  = d.d.p dans  $Z_{mc}$  due au courant  $I_1$  perturbateur.

$V_{MD}$  = tension perturbatrice de MD dans  $R_{c2}$ .

Le coefficient de conversion MC-MD est alors :

$$C_{MD} = 20 \log \frac{V_{MD}}{V_{MC}} \approx 20 \log \frac{R_{c2} Z_{mc}}{(R_{s1} + R_{c1})(R_{s2} + R_{c2})} \quad [2] \quad (\text{II.4})$$

### II.3. Conversion MC-MD dans un circuit asymétrique :

#### II.3.1. Liaison tout à la masse :

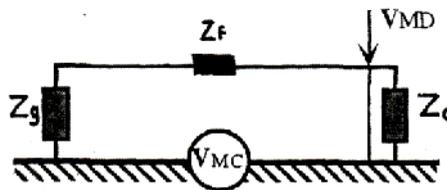


Figure II-4 : Tout à la masse

La figure représente la pire configuration. Mais malgré cela, elle est souvent utilisée dans les véhicules automobiles, dans certaines signalisations basse fréquence, etc. par raison d'économie ou de nécessité.

Dans le cas où l'impédance de la masse  $Z_m$  est inférieure à l'impédance totale de la boucle, la tension  $V_{MC}$  apparait comme une source de tension. Le coefficient de conversion est alors :

$$C_{MC-MD} = \frac{R_c}{R_c + R_g + Z_f} \quad [2] \quad (\text{II.5})$$

Avec :

$R_c$  = résistance de charge.

$Z_f$  = impédance du fil.

$R_g$  = résistance du générateur.

### II.3.2. Liaison tout à la masse avec fil de retour:

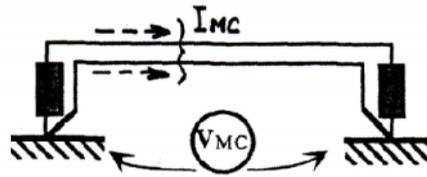


Figure II-5 : Tout à la masse + fil de retour.

En plaçant un fil retour tout près du fil aller, on obtient une légère diminution du coefficient de conversion  $C_{MD}$  car le courant de mode commun dans le conducteur de retour induit dans le fil aller une f.e.m qui se soustrait de la tension  $V_{MC}$  par effet de la mutuelle inductance présente entre les deux fils.

Le coefficient réducteur de  $V_{MC}$  est donné par la relation suivante :

$$K = 1 - \frac{M_{1-2}\omega}{R_f + jL_f\omega} \quad [2] \quad (\text{II.6})$$

Avec :

$K$  = résistance d'un fil

$L_f$  = self-inductance d'un fil

$M_{1-2}$  = mutuelle entre les deux fils.

Le coefficient de conversion  $C_{MD}$  devient alors :

$$C_{MD} = 20 \log \left[ K \frac{R_c}{R_c + R_g + Z_f} \right] \quad [2] \quad (\text{II.7})$$

Dans le cas où les fils aller et retour possèdent la même longueur, comme c'est le cas du câblage en paire, la réduction de la tension  $V_{MC}$  peut atteindre 0,3 à 0,25 (-10 à -12dB).

### II.3.3. Liaison zéro volt flottant:

Une boucle est dite ouverte lorsqu'une de ses références 0V est flottante. Entre cette référence 0V flottante et la masse terre il y'a présence d'une capacité parasite dont l'impédance, sauf en en continu, ne peut pas être infinie.

Le modèle du 0V flottant est alors le suivant :

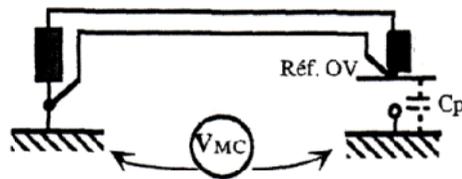


Figure II-6 : 0V flottant.

La valeur de la capacité parasite, capacité cartes-châssis ou capacité carte-sol ou encore capacité capots-sol, est importante pour la connaissance du coefficient de conversion  $C_{MD}$ .

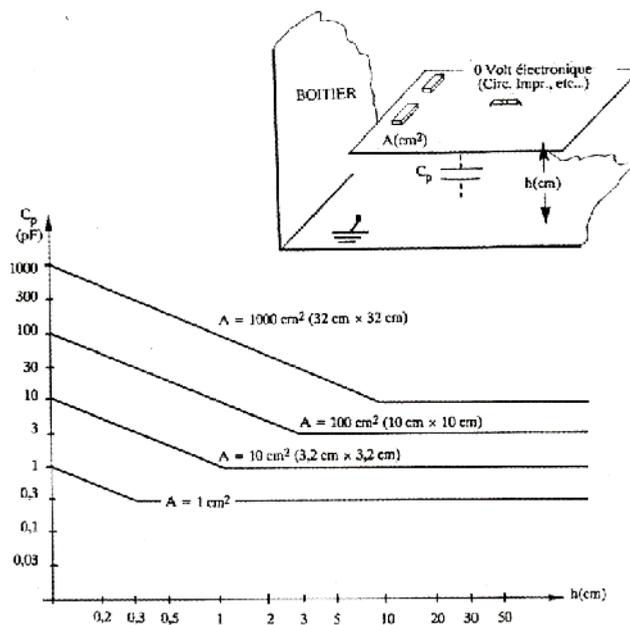


Figure II-7 : valeur des capacités parasites entre circuits imprimés et plans de masse (dans l'air).

## Chapitre II : Conversion du mode commun en mode différentiel

---

D'après la figure (II-9), on remarque que lorsqu'un plan conducteur est placé très loin des masses, sa capacité ne tend pas vers zéro, mais plutôt vers une valeur bien finie qui représente la capacité propre de tout objet par rapport à l'infini.

Le coefficient de conversion MC-MD est donné par :

$$C_{MD} = \frac{Z_f}{Z_b} \times \left[ \frac{R_c}{R_c + R_g + Z_f} \right] \quad [2] \quad (\text{II.8})$$

Avec :

$Z_f$  = impédance du fil retour signal

$$Z_f = R_f + j\omega L_f \quad [2] \quad (\text{II.10})$$

$Z_b$  = impédance totale de la boucle de mode commun fil de retour-masse.

$$Z_b = R_f + \left( j\omega L_f + \frac{1}{C_p \omega} \right) \quad [2] \quad (\text{II.11})$$

Si on néglige la résistance du fil  $R_f$  devant sa réactance  $\omega L_f$ , le coefficient de conversion devient :

$$C_{MD} = \frac{\omega L_f}{\frac{1}{C_p \omega}} \times \left[ \frac{R_c}{R_c + R_g + j\omega L_f} \right] \quad [2] \quad (\text{II.12})$$

On remarque d'après cette expression qu'aux basses fréquences, le coefficient de conversion est remarquable car l'impédance d'isolement  $\frac{1}{C_p \omega}$  est beaucoup plus élevée que  $L_f \omega$ . Mais il commence à baisser proportionnellement avec  $F^2$  aux hautes fréquences.

### II.3.4. Liaison coaxiale :

Le fil de retour de la figure (II-5) peut être considéré comme une tresse entourant le fil retour, de ce fait il en résulte un coaxial. Afin d'assurer une bonne réjection, ce fil assurant le retour signal doit être relié aux 0V à ses deux bouts.

La mutuelle inductance  $M_{1-2}$  joue un rôle important car elle est très élevée entre les deux circuits du mode commun : âme-terre et tresse-terre.

Dès que l'on dépasse la centaine de KHz et par l'effet de l'induction  $M_{1-2}$ , une tension est induite en série dans l'âme sert à minimiser la tension  $V_{MC}$ , conduite ou rayonnée, de 99%. A cause de l'imperfection de la tresse, il y a apparition d'une tension en mode différentiel  $V_{MD}$ . Ce phénomène se traduit par un paramètre appelé « impédance de transfert de surface ».

Pour  $l < \lambda/2$  :

$$C_{MC} = \frac{R_c}{R_g + R_c} \times \frac{Z_t}{Z_{sh}} \quad [2] \quad (\text{II.13})$$

Avec :

$Z_t (\Omega / m)$  = Impédance de transfert du blindage, par unité de longueur

$Z_{sh} (\Omega / m)$  = Impédance de la boucle câble blindé-plan de masse, par unité de longueur, soit :

$$Z_{sh} = R_{sh} + j\omega L_{sh} \quad [2] \quad (\text{II.14})$$

$R_{sh}$  et  $L_{sh}$  étant la résistance et la self inductance linéiques du câble blindé.

Lorsque les résistances de terminaisons sont adaptées, on a  $R_g = R_c$  et le coefficient de conversion devient :

$$C_{MD} = 0,5 \frac{Z_t}{Z_{sh}} \quad [2] \quad (\text{II.15})$$

## Chapitre II : Conversion du mode commun en mode différentiel

Dès que  $l > \lambda/2$ , les courants et les tensions varient le long de la tresse. De même, si  $R_g = R_c$  le coefficient est donné par :

$$C_{MD} = 0,5 \frac{Z_t}{Z_{sh}} \times \frac{\lambda}{2} \quad [2] \quad (II.16)$$

La courbe de la figure (II-8) représente le coefficient de conversion  $C_{MD}$  en fonction de la fréquence pour un coaxial simple adapté aux deux extrémités et possédant une tresse de bonne qualité.

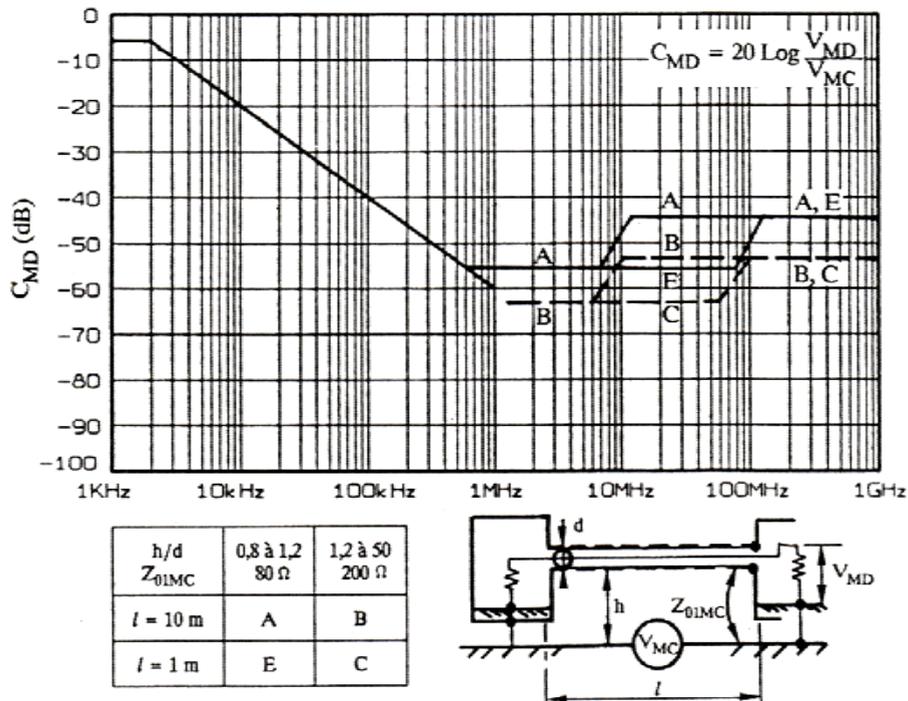


Figure II-8 : Facteur CMD pour une coaxiale de 10 m et 1 m.

On peut décomposer la courbe en trois intervalles :

- $F < 2 \text{ KHz}$  : on remarque que  $C_{MD}$  reste constant. Cela s'explique par l'effet de la mutuelle inductance qui n'intervient pas dans cette partie car elle est faible.

- $F \in [2\text{MHz}, 800\text{MHz}]$ , on remarque que  $C_{MD}$  est inversement proportionnel à la fréquence  $F$ . Cette diminution est due à l'impédance extérieure câble-sol ( $Z_{sh}$ ) qui augmente avec  $F$  tandis que l'impédance  $Z_l$  reste constante.
- $F > 800\text{ KHz}$  : on remarque que  $C_{MD}$  reste constant car les deux impédances  $Z_{sh}$  et  $Z_l$  augmentent toutes les deux, de la même valeur, avec l'augmentation de  $F$ . De ce fait leur rapport reste invariant quelque soit la fréquence.

### ❖ Remarque :

D'après l'expérience, il est préférable d'utiliser des paires symétriques arrivant sur des entrées flottantes lorsqu'on est en présence de :

- signaux analogiques BF bas niveaux à transmettre ;
- risque important de PEM de 50 Hz à quelques KHz.

Parfois, l'utilisation du câble coaxial dans les hautes fréquences risque de le bannir. Mais il ne faut pas oublier que c'est grâce au courant traversant la tresse du coaxial qu'on arrive à neutraliser la tension.

### II.3.5.Coaxial avec masses électriques flottantes :

Un câble coaxial n'est pas vraiment le support idéal pour refermer les 0V aux châssis. Mais il existe des technologies qui imposent son emploi par des fiches coaxiales, comme c'est le cas des circuits analogiques bas niveau.

Exemple :

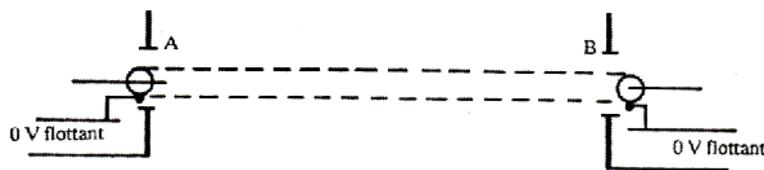


Figure II-1 : Raccordement d'un coaxial lorsque la référence 0V doit être flottante.

Afin d'éviter de créer une boucle de masse en BF avec un mauvais  $C_{MD}$  en reliant les 0V aux châssis par la connectique en A et B, on utilise un connecteur possédant une douille qui puisse assurer la continuité de tresse au 0V.

## Chapitre II : Conversion du mode commun en mode différentiel

En HF, ce montage est très vulnérable car tout courant parasite collecté sur le blindage sera acheminé dans le 0V des cartes.

Certaines précautions doivent être prises avant toute utilisation de ce montage. Il faut s'assurer :

- qu'il n'y a pas de risque de perturbations HF induites sur le blindage par rayonnement, couplage diaphonique, etc. ;
- que l'électronique interne est efficacement filtrée.

### II.4. Conversion MC-MD. Circuit symétrique :

Il n'existe jamais de liaisons symétriques parfaites. Ceci est dû aux :

- tolérances sur les résistances et réactances des sources,
- tolérances sur les résistances et réactances des récepteurs,
- tolérances sur R, L et C des fils de la paire.

Le circuit de la figure illustre un modèle de liaison symétrique :

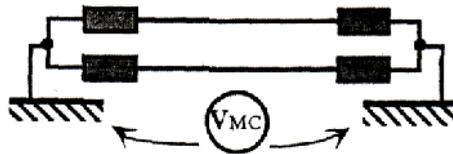


Figure II-12 : Liaison symétrique.

Dans le cas d'une symétrie parfaite, on retrouve un schéma équivalent au pont de Wheatstone où la tension  $V_{MD}$  est nulle quelque soit la tension  $V_{MC}$ .

Dans une liaison symétrique, le coefficient de conversion MC-MD est relié à la symétrie des impédances d'entrée des circuits prévus pour des liaisons symétriques. Il est essentiellement relié à la dispersion des deux impédances. On a alors :

$$C_{MD} = 20 \log S \quad [2] \quad (II.17)$$

Avec :

$S$  = tolérance globale sur la symétrie, en %.

### II.5.Remèdes pour la réduction du $C_{MD}$ :

Plusieurs solutions ont été proposées afin de réduire le coefficient de conversion. On en trouve :

- des solutions qui consistent à essayer d'ouvrir la boucle.
- des solutions qui consistent à neutraliser le courant de mode commun.

#### II.5.1.Principales techniques utilisées pour l'ouverture de la boucle :

##### II.5.1.a. Masses flottantes :

Son principe est basé sur la déconnexion de tous les 0V du boîtier, sauf un seul, qui possède la capacité parasite  $C_p$  la plus élevée.

Cette méthode, valable en BF, permet de maintenir la capacité parasite  $C_p$  à moins de 30 pF et d'avoir un coefficient de conversion meilleur ( $C_{MD} \# -100dB$ ). Mais elle présente des risques, sauf dans quelques cas particuliers :

- l'équipement flottant ne comportant pas de tensions dangereuses.
- L'équipement est à double isolement.
- Le câble n'a pas de trajet à l'extérieur.

##### II.5.1.b. Double boîte avec écran de garde :

Une technique appelée « boîte-dans-la-boîte » sert à envelopper la zone à protéger à l'aide d'un écran de garde constitué d'un plan conducteur relié au point froid de l'équipement.

Cette technique est souvent utilisée en instrumentation. Elle permet d'avoir un coefficient de conversion  $C_{MD} \gg -100dB$ .

### II.5.1.c. Utilisation de self d'arrêt + conducteur d'équilibrage :

Afin d'améliorer le coefficient de conversion  $C_{MD}$  dans la plage des fréquences allant du KHz au MHz (on ne peut pas faire flotter la masse), on incorpore dans le fil de terre une inductance valant 50 à 500 $\mu$ H.

Cette méthode peut s'améliorer en associant à la self d'arrêt un conducteur d'équilibrage, qui a pour rôle de suivre le trajet du toron.

Dans le cas de présence de forts transitoires énergétiques, il y'a risque d'apparition de remontées de tensions dangereuses sur le boîtier dues au sel qui porte le châssis à une tension élevée par rapport à la terre. Pour éviter ceci, il est conseillé de la shunter par un écrêter.

Cette technique reste fiable au dessous de 1MHz là où on peut avoir un coefficient de conversion réduit  $C_{MD} \# -30$  à  $-40$  dB.

### II.5.1.d. Opto-isolateurs :

On peut ouvrir la boucle en insérant sur le câble de liaison, un isolateur galvanique comme indiqué sur la figure (II-13).

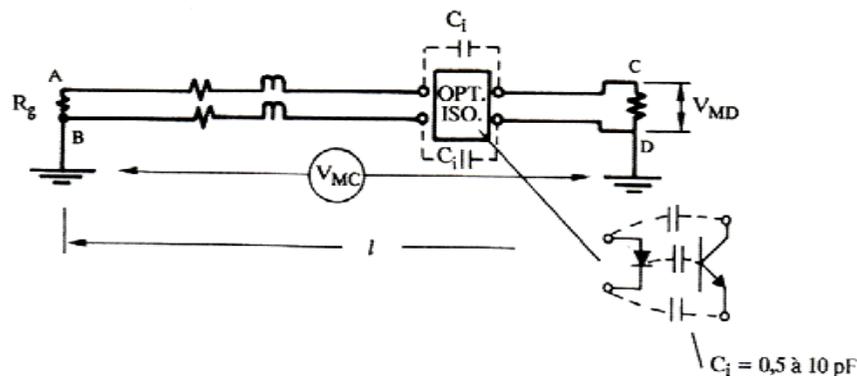


Figure II-13 : Liaison avec isolement par opto-coupleur.

Un opto-isolateur permet d'isoler une transmission numérique d'un parasitage, par mode commun en BF ( $F < 1$  MHz). Mais il ne faut pas négliger sa capacité parasite (0,5 à 10 pF) qui limite la bande passante du signal utile.

En BF, le coefficient de conversion est donné par :

$$C_{MD} = 20 \log \left[ \frac{R_c}{R_g + R_c + \left( Z + \frac{j}{C_i \omega} \right)} \right] \quad [2] \quad (II.18)$$

En TBF, le coefficient de conversion prend des valeurs allant de -100 à -60 dB.

En MF, il prend des valeurs allant de -60 à -40 dB.

### II.5.1.e. Transformateur d'impulsion:

Le principe utilisé est celui d'un transformateur d'alimentation. Entre le primaire et secondaire, isolés galvaniquement, apparait toute la tension du mode commun  $V_{MC}$ .

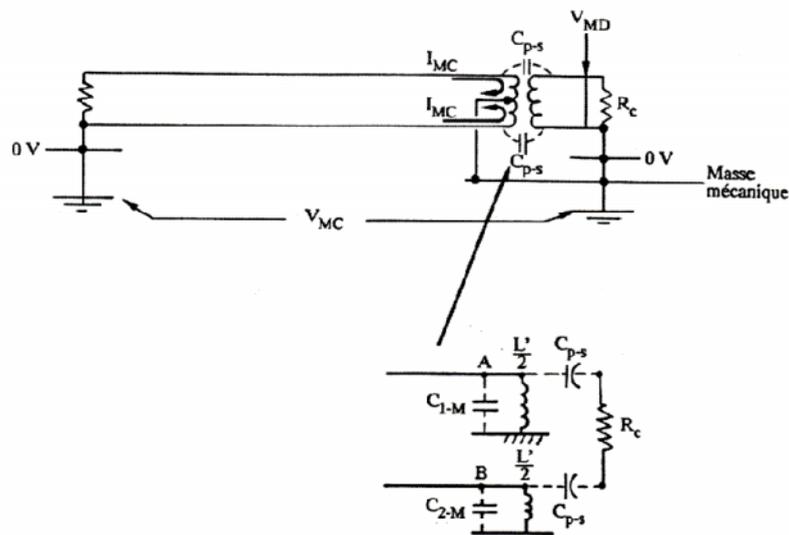


Figure II-14 : Transformateur de signaux à isolement galvanique.

Ce transformateur, ne laissant pas passer le continu, n'est pas parfait car il existe une capacité parasite  $C_{p-s}$  entre le primaire et le secondaire, limitant la bande utile, variant entre 3 à 100 pF.

On obtient dès l'entrée une conversion de la tension  $V_{MD}$  en  $V_{MC}$ . Ceci est dû à l'inégalité des capacités  $C_{1-M}$  et  $C_{2-M}$ .

## Chapitre II : Conversion du mode commun en mode différentiel

---

Cette technique, utilisée de préférence pour transmettre des signaux analogiques, représente plusieurs avantages :

- le diélectrique entre le primaire et le secondaire devient plus rigide ;
- le primaire est une copie fidèle de l'entrée ;
- elle empêche la détection des parasites ;
- efficacité jusqu'à 1 MHz ;
- elle permet de symétriser une liaison et d'adapter les impédances ;
- un coefficient de conversion  $C_{MD} \# -100$  à  $-60$  dB.

### II.5.f.1. Fibres optiques :

L'utilisation de la fibre optique est la solution la plus performante car elle :

- est insensible aux champs ambiants ;
- ne rayonne pas ;
- reste immune aux d.d.p entre terres ;
- permet pas le transport d'énergie ;
- permet de conserver le signal.

La conversion du mode commun en mode différentiel s'effectue dans la fibre optique, où juste une petite fraction de  $V_{MC}$  est émise sous forme de lumière. Le coefficient de conversion obtenu par cette technique est supérieur à  $-150$ dB.

### II.5.2. Principales techniques utilisées pour la neutralisation des courants de MC :

#### II.5.2.a. Symétrisation :

Cette méthode consiste à équilibrer le circuit de sorte que les émetteurs et récepteurs fonctionnent en entrées et sorties différentielles.

Dans la plupart des cas, c'est la ligne bifilaire qui influence plus sur l'équilibrage d'un circuit, donc pour avoir une meilleure symétrie, on rajoute deux résistances en série avec l'impédance de la ligne.

On peut aussi symétriser une liaison à l'aide d'un transformateur d'impulsions avec point milieu : les courants de MC provenant des deux fils créent des flux égaux et opposés dans le primaire. De ce fait, l'inductance primaire-masse est quasi nulle au point milieu, donc la tension différentielle s'annule.

## Chapitre II : Conversion du mode commun en mode différentiel

Cette méthode reste efficace jusqu'à 20 MHz et le coefficient de conversion  $C_{MD} \# -90$  à  $-40$  dB.

### II.5.2.b. Transformateur longitudinal :

Ce type de transformateur, laissant passer le continu, se caractérise par une inductance mutuelle très élevée (de 0,1 à 100mH) entre ses deux bobines, qui neutralise les courants de mode commun.

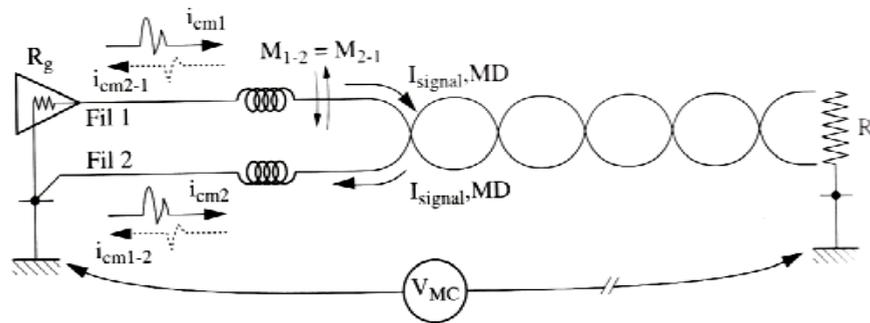


Figure II-15 : Neutralisation des courants de mode commun.

Les transformateurs longitudinaux existent sous forme de boîtier DIL ou CMS. Afin d'obtenir une bonne réjection au MC, il est préférable de les utiliser lorsque les 0V sont reliés à des terres non-équipotentielle. Ils ne représentent aucune efficacité en BF mais s'améliore en HF (typiquement de 1 à 100MHz) avec un coefficient de conversion  $C_{MD} \# -40$  à  $-30$ dB.

### II.5.2.c. Ferrites et câbles à pertes :

Une ferrite peut se présenter sous plusieurs formes : perle, tore ou bloc perforé. Son principe est basé sur l'inductance localisée en série sur les fils aller et retour.

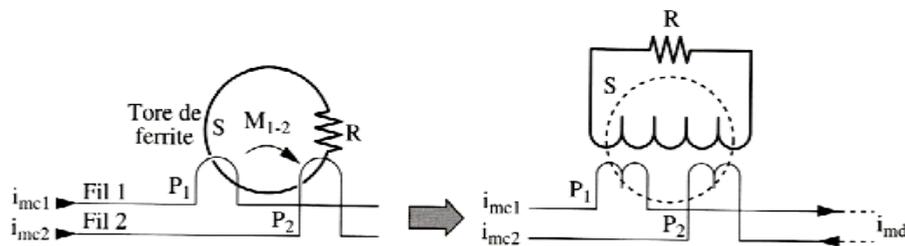


Figure II-16 : Atténuation de mode commun par des ferrites.

## Chapitre II : Conversion du mode commun en mode différentiel

---

Dans le cas où une seule ferrite est placée par fil, l'atténuation affecte indistinctement les courants MC et MD. Par contre, si la ferrite englobe les deux fils d'une liaison, il y'aura présence d'une mutuelle inductance qui par son effet, uniquement le courant de MC se neutralise.

L'efficacité de cette technique apparait en HF, dans la bande de fréquence allant de 10 MHz à 1 GHz avec un coefficient de conversion  $C_{MD} \# -20$  à  $-60$  dB.

### II.5.2.d. Condensateurs de découplage MC:

En installant des condensateurs de découplage reliés à la masse, du côté de la charge (d'impédance élevée), les courants de MC s'écoulent vers les masses. Mais on doit filtrer le signal utile en plaçant des ferrites du côté des impédances les plus basses.

Cette méthode simple et efficace à partir des fréquences HF (10 MHz à 1 GHz), permet d'avoir un coefficient de conversion  $C_{MD} \# -40$  à  $-60$  dB.

### II.5.2.e. Câble coaxial :

Une réjection efficace du mode commun, à partir de quelques KHz, peut être assurée en reliant la gaine du coaxial aux châssis des deux côtés de la liaison. Le coefficient de conversion devient meilleur que  $-50$  dB à partir de 300 KHz. Ce coefficient peut s'améliorer de 6 à 12 dB, en passant le câble coaxial dans un tore de ferrite.

### Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons étudié les modes commun et différentiel qui représentent les deux méthodes de propagation des signaux électriques en conduction. Nous avons aussi traité le problème de conversion du mode commun en mode différentiel, dans les circuits symétriques et asymétriques, en exposant les différentes méthodes utilisées pour cette conversion.

Les méthodes de réduction par isolement galvanique ou par augmentation de l'impédance de MC sont très efficaces en BF, mais elles se dégradent en HF.

Les méthodes de réduction par neutralisation des courants de MC sont efficaces en HF et en THF, mais elles sont peu efficaces en BF.

La fibre optique reste la méthode la plus efficace car elle élimine le MC quelque soit la fréquence.

*Chapitre III :*  
*Etude des couplages*

**Introduction :**

Lorsqu'il y a passage d'énergie entre deux circuits, ces circuits sont qualifiés de circuits couplés. En CEM, il existe six modes de couplage des perturbations électromagnétiques sur les systèmes électroniques.

Dans ce chapitre, nous étudierons ces modes de couplages ainsi que les remèdes possibles pour chaque couplage : par impédance commune, carte à châssis, champ à fil, champ à boucle, diaphonie capacitive et la diaphonie inductive.

**III.1.Couplage par impédance commune :**

**III.1.1.Principe :**

L'impédance d'un conducteur n'est jamais nulle. Tout courant y circulant génère donc une d.d.p ( $U= Z.I$ ) aux bornes de ce conducteur. Ce couplage se réalise lorsqu'une impédance est commune entre le circuit coupable et le circuit victime. Ce phénomène particulièrement critique pour les circuits à bas niveaux (mesure) ou rapides (radio).

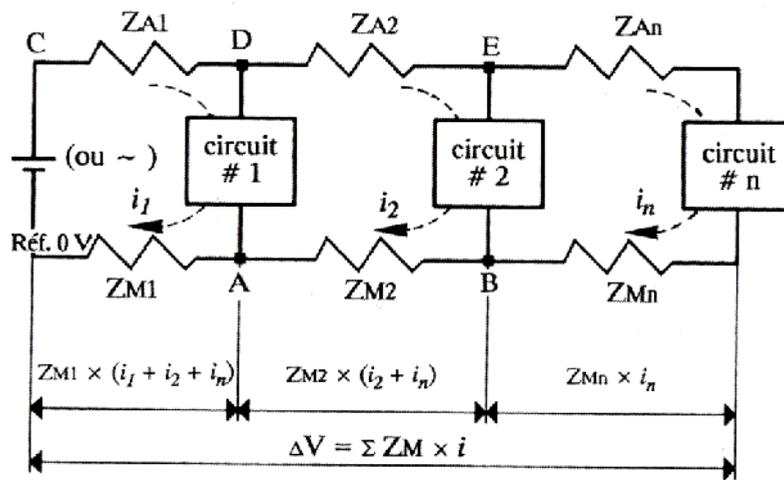


Figure III-1 : Principe du couplage par impédance commune.

Afin de réduire ce phénomène, il existe deux possibilités : abaisser l'impédance commune ( $Z$ ) et/ou réduire les courants parasites ( $I$ ) y circulant.

### III.1.2. Impédance de quelques conducteurs typique :

#### III.1.2.a. Impédance d'un fil rond :

Pour des longueurs d'onde inférieures à celle de la longueur d'onde considérée ( $l \ll \lambda$ ) pour ne pas atteindre le régime des lignes de transmission, l'impédance d'un fil rond est donnée par :

$$Z = R(\text{continu / alternatif}) + j\omega(L_{ext} + L_{int}) \quad [2] \quad (\text{III.1})$$

Avec :

$L_{ext}$  = self-inductance traduisant l'effet du champ magnétique autour du conducteur, créant une f.c.e.m induite s'opposant à la variation de courant.

$L_{int}$  = self-inductance interne résultant de la répulsion mutuelle des lignes de courant dans le conducteur.

#### \*Partie résistive :

$$\text{Par définition, on a : } R = \rho l/s. \quad (\text{III.2})$$

A partir de cette formule, on déduit la formule donnant R en continu :

$$R (\Omega/m) = 1,27 \cdot 10^6 \cdot \rho/d = 10^6 \cdot \rho/ \quad [2] \quad (\text{III.3})$$

Avec :

d = diamètre du fil (mm) ;

s = section du fil (mm<sup>2</sup>);

$\rho$  = résistivité du matériau ( $\Omega \cdot m$ ).

$$\text{Soit pour le cuivre ; } R (\text{m}\Omega/m) = 22 d = 17/s. \quad [2] \quad (\text{III.4})$$

En courant alternatif, et avec l'augmentation de la fréquence, l'effet de peau intervient en concentrant 63 % du courant dans une pellicule de plus en plus mince en surface du conducteur.

L'épaisseur de la pellicule est donnée par la relation suivante :

$$\delta ( m ) = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu_0 \mu_r \sigma F}} \quad [2] \quad (\text{III.5})$$

Avec :

$\mu_0$  = perméabilité magnétique du vide ;

$\mu_r$  = perméabilité magnétique relative ;

$\sigma$  = conductivité du matériau ( $\Omega.m$ ).

Dans le cas du cuivre, dès que le diamètre du fil dépasse les valeurs suivantes, pour le cuivre :

100MHz,  $d > 20$  m

10 MHz,  $d > 2$  mm

1MHz,  $d > 0,2$  mm

La résistance devient :

$$R_{alter} = R_{cont} \left( \frac{r}{2\delta} + 0,25 \right) \quad [2] \quad (\text{III.6})$$

Avec :

$r$  = rayon du conducteur (mm);

$\delta$  = épaisseur de peau (mm).

### **\*Partie inductive :**

En général, dans le cas d'un fil, la self-inductance  $L$  vaut moins de 10% de l'inductance totale. Pour cela, on peut la négliger et ne garder que  $L$ .

Les courbes de la figure (III-2) représentent les impédances de quelques conducteurs typiques.

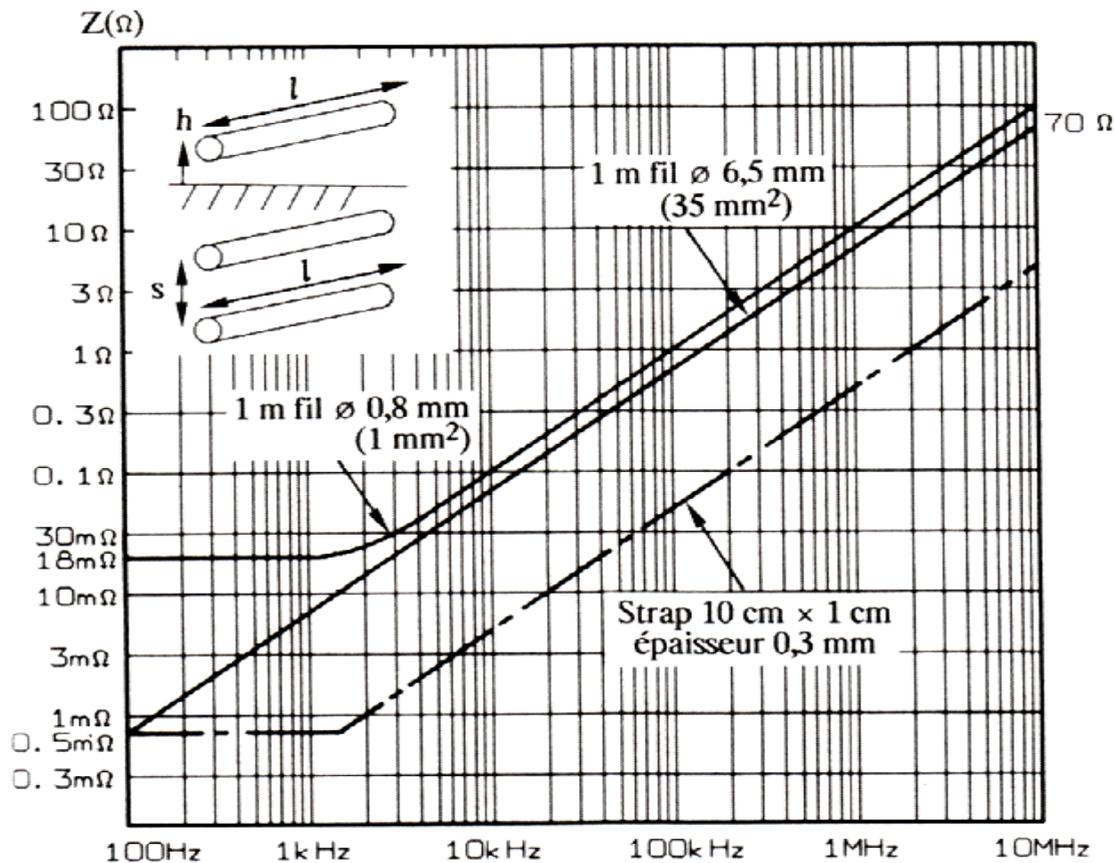


Figure III-2 : Impédance de quelques conducteurs typiques, en cuivre pour  $h > l$ , ou  $s > 2l$  (correspond à la valeur de la self-inductance d'un fil loin du conducteur de retour.

Avec :

$h$  = distance séparant un fil du plan de masse ;

$s$  = distance entre deux fils d'une paire ;

$l$  = longueur des fils ;

$d$  = diamètre des fils.

- Si  $h < l$  ou  $s < 2l$  :

$$L = 0,2 \ln (4h / d) \text{ en } (\mu\text{H} / \text{m}), \text{ pour un fil au dessus du plan de masse. [2] \quad (III.7)}$$

$$L = 0,2 \ln (2s / d) \text{ en } (\mu\text{H} / \text{m}), \text{ pour un fil d'une paire. [2] \quad (III.8)}$$

$$L = 0,2 \ln (2s / d) \text{ en } (\mu\text{H} / \text{m}), \text{ pour les deux fils d'une même paire aller-retour \quad (III.9)}$$

- Si  $h > l$  ou  $s > 2l$  :

$$L = 0,2.l.\ln(4l/d), \text{ en } (\mu\text{H}). [2] \quad (\text{III.10})$$

### III.1.2.b. Impédance d'un conducteur méplat :

$$\text{On a : } Z = R + jL\omega \quad (\text{III.11})$$

- **Partie résistive :**

La résistance se calcule de la façon classique :

$$R = \rho .l/d.e. \quad (\text{III.12})$$

Avec :

- $\rho$  = résistivité en ( $\Omega\text{m}$ ) ;
- $l$  = longueur en (mm) ;
- $d,e$  = largeur et épaisseur en (mm).

$$\text{Pour un méplat en cuivre, on a : } R (\text{m}\Omega /\text{m}) = 17/d.e \quad [2] \quad (\text{III.13})$$

Pour une piste en cuivre de  $35 \mu\text{m}$  d'épaisseur ;

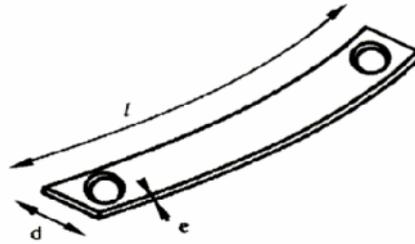
$$R (\text{m}\Omega /\text{m}) = 0,5l/d \quad [2] \quad (\text{III.14})$$

- **Partie inductive :**

La self-inductance tend vers une valeur décrite par :

$$L_{ext} (\mu\text{H}) = 0,2 \left[ \ln \left( \frac{2l}{d+e} \right) \right] + 0,5 + 0,22 \left( \frac{d+e}{l} \right) \quad [2] \quad (\text{III.15})$$

Le tableau de la figure donne quelques valeurs d'impédance, en Ohm d'une piste de cuivre de  $35\mu\text{m}$  d'épaisseur, en fonction de la fréquence.



d (cm)	e (mm)	L, en $\mu\text{H}$ pour		
		$l = 15 \text{ cm}$	$l = 30 \text{ cm}$	$l = 50 \text{ cm}$
1	0,3	0,11	0,27	0,51
2,5	0,3	0,09	0,22	0,42
5	0,3	0,07	0,18	0,35

Figure III-3 : Inductance de straps en cuivre.

**\*Remarque :**

Au de là de 100kHz, quand  $l > 10\text{cm}$ , la piste n'est plus tout à fait un court circuit.

Ces exemples montrent que c'est la self qui détermine l'impédance. Celle-ci même en BF ne s'annule pas.

**III.1.2.b. Impédance d'un plan conducteur :**

En BF, la résistance d'un plan d'épaisseur 'e' vaut :

$$R(\Omega/\text{carré}) = \rho/e = 1/\sigma e \quad [2] \quad (\text{III.16})$$

$$\text{En unités pratiques ; } R(\mu\Omega/\text{carée}) = 17,2 / \sigma e \quad [2] \quad (\text{III.17})$$

Avec :

e = épaisseur en mm ;

$\sigma$  = conductivité relative ;

carée = soit 1m.1m ou 1cm.1cm

L'effet de peau intervient en HF et la valeur de la résistance devient celle d'un échantillon carré d'épaisseur  $\delta$ .

$$R (\Omega / \text{carré}) = \frac{1}{\delta \cdot \sigma} \quad [2] \quad (\text{III.18})$$

En remplaçant  $\delta$  par son expression :

$$R_{HF} = \sqrt{\frac{\pi \mu_0 \mu_r R F}{\sigma}} \quad [2] \quad (\text{III.19})$$

Pour une plaque carrée, son inductance interne  $L_i$  est telle que le module de  $\omega L_i$  est égal à la résistance R, d'où :

$$Z_{HF} (\Omega / m) = R_{HF} + j\omega L_i = R_{HF} \sqrt{2} = \sqrt{\frac{2\pi\mu_0\mu_r f}{\delta}} \quad [2] \quad (\text{III.20})$$

Dans le cas du cuivre :

$$Z_{HF} (\mu\Omega / \text{carré}) = 370 \sqrt{\frac{F \mu_r}{\delta_r}}, \text{ tel que } f \text{ en MHz. } [2] \quad (\text{III.21})$$

### III.1.2.b.i. Cas d'un plan non idéal :

Un plan est dit non idéal lorsqu'il est étroit ou représente des fentes.

#### ❖ Effet des bords :

$$\text{La self-inductance d'un plan non idéal est : } L \text{ (H/m)} = 0,5 \text{ h/w.} \quad (\text{III.22})$$

Avec :

h = hauteur moyenne du fil aller au dessus d'un plan de masse.

w = largeur du plan de masse.

#### ❖ Effet des ouvertures :

Une ouverture gêne le libre passage du courant, la pénétration du champ magnétique induisant une force contre-électromotrice le long du contour de la fente. Cette self-inductance vaut environ 1nH/cm de largeur de la fente.

### III.1.2.c. Impédance d'une grille :

La figure (III-4) illustre les valeurs d'impédance de grilles de masse de circuit imprimé.

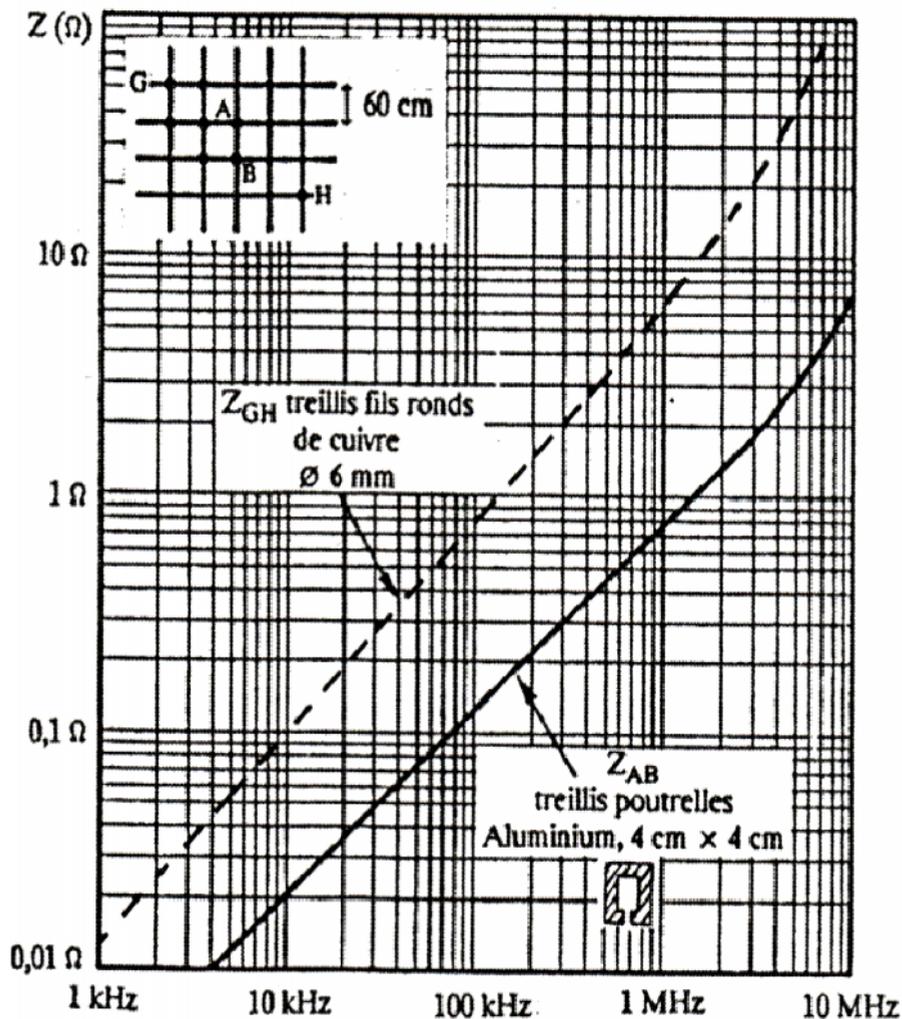


Figure III-4 : Impédance de grilles métalliques (60.60 cm).

**\* Remarques:**

- Aux très basses fréquences ( $< 1 \text{ kHz}$ ), le calcul peut être basé sur la résistance d'un côté de la maille.
- Aux fréquences moyennes (jusqu'à ce que la maille approche  $\lambda/10$ ), le calcul peut être basé sur la réactance  $L\omega$  d'un côté de la maille.
- Lorsque la fréquence est telle que la maille dépasse  $\lambda/10$ , la distribution des courants n'est plus uniforme dans un élément de grille : des maxima et minima surviendront à chaque multiple de  $\lambda/4$ .



Segment 0V-A : dans cette partie de référence du circuit, les courants des trois étages s'additionnent. D'où, la d.d.p aux extrémités de ce segment est :

$$U_{0V-A} = 300 \text{ m}\Omega (1 + 0,1 + 0,001) = 330 \text{ mV}$$

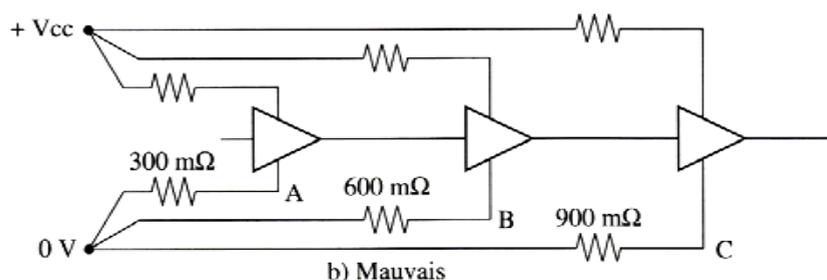
Le 1<sup>er</sup> étage sera fortement perturbé à cause de cette d.d.p ( $U_{0V-A}$ ) très élevée devant le seuil de cet étage (300mV > 1mV).

Segment A-B : au niveau de cette partie, uniquement les courants du 2eme et du 3eme étage qui s'additionnent. Donc :

$$\Delta U_{A-B} = 300 \text{ m}\Omega (1 + 0,1) = 330 \text{ mV}$$

Le 2eme étage sera aussi perturbé à cause de cette d.d.p élevée devant le seuil de cet étage (330Mv > 100mV).

### ❖ Montage 2 :



Segment 0V-A : au niveau de cette référence, il n'y aura que le courant du 1<sup>er</sup> étage. Donc cet étage ne sera plus perturbé par les autres courants.

Segment 0V-B : le fil de retour possède une longueur double, autrement dit, une impédance double. D'où :

$$\Delta U_{B-0V} = 300 \text{ m}\Omega \times 2 \times 0,1 = 60 \text{ mV}$$

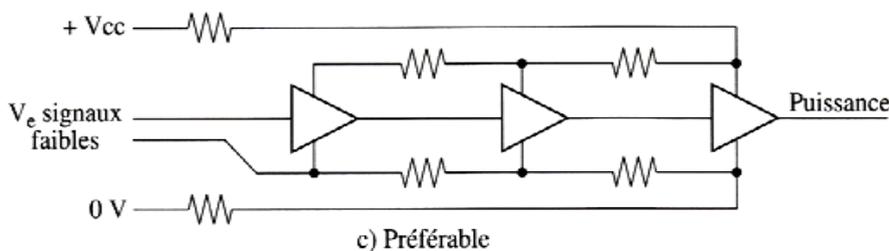
Cette d.d.p est proche de la tension de seuil. Cet étage sera moins perturbé qu'avec le 1er montage.

Segment 0V-C : le fil de retour possède une longueur triple, donc une impédance  $3Z$ .

$$\Delta U_{B-0V} = 300 \text{ m}\Omega \times 3 \times 1 \text{ A} = 0,9 \text{ mV}$$

Cet étage sera plus perturbé par rapport au 1<sup>er</sup> étage car la d.d.p aux bornes de sa référence a triplé.

### ❖ Montage3 :



Le point commun est amené au plus gros consommateur. Le chaînage des étages bas niveaux n'est pas gênant, à condition qu'il parte du composant à forte consommation : il n'y a pas de courant prohibitif dans les références des signaux interétages.

Par contre, il ne faut pas qu'il y ait de deuxième liaison entre la référence des signaux faibles et le 0V puissance, car une partie des courants forts pourrait l'emprunter.

Cette solution est utilisable avec des cartes analogiques, car le flux de signaux y est souvent unidirectionnel (amplificateur en cascade).

### III.1.3.a.iii. Ségrégation des masses :

Sur une carte possédant des catégories de consommation différentes, il faut placer chaque catégorie dans une zone différente de l'autre et on doit :

- éviter de faire passer les courants d'une catégorie par une zone de catégorie différente.
- éviter de mélanger les pistes entre différentes catégories.

- isoler les alimentations ; regrouper les liaisons fonctionnelles entre différentes catégories, à la zone frontière entre deux catégories et raccorder les masses entre elles en ce point uniquement.
- Utiliser des liaisons à isolement galvanique pour les découplages nécessitant beaucoup d'énergie.

### **III.1.3.a.iii. Découplages localisés :**

Il existe des condensateurs dis « réservoir » lorsqu'on les place tout près des composants à forte consommation transitoire ( $\mu\text{P}$ , RAM,..), la circulation des forts  $dI/dt$  se limite à la petite boucle boîtier-condensateur.

Le condensateur se décharge après chaque impulsion, avec une constante de temps longue, ce qui réduit les  $dI/dt$  et l'abaissement de la d.d.p sur les retours 0v de la carte.

### **III.1.3.b. Au niveau des fonds de panier et cartes-mères :**

Le problème de croisement de conducteurs ne se présente pas au niveau des fonds de panier ou des cartes mères. Ce qui nous permet de réaliser de larges zones cuivrées par les masses ou un circuit multicouche avec plans de masse et de tension. Le seul problème présent est celui de l'impédance élevée entre les cartes-filles.

Dans le cas des circuits analogiques bas niveau (sensibilité  $<1\text{mV}$ ) partageant le même fond de panier que des circuits de puissance (courant  $>1\text{A}$ ), il peut se présenter la nécessité de conserver les montages des masses électroniques distincts sur la carte-mère car dans le cas de l'analogique, même pour quelques  $\text{m}\Omega/\text{carré}$  d'un plan cuivré parfait causeraient une d.d.p très élevée. Ce problème peut être résolu en divisant le plan 0v en plusieurs plans adjacents et isolés.

### **III.1.3.c. Au niveau des packaging :**

Dans un même équipement, il y'a création de d.d.p parasites entre ses différents sous-ensembles (blocs d'alimentation, claviers,...). On distingue deux cas :

**III.1.3.c.i. Equipements de transmission :** la masse mécanique de ce type de circuit est généralement confondue avec le retour signal et les entrées/sorties se font par prises coaxiales. Afin de réduire le CIC, on utilise une impédance faible pour l'assemblage des capots et des châssis.

**III.1.3.c.ii. Autres matériels :** dans ce cas, les signaux n'empruntent pas la masse comme chemin de retour. On utilise des conducteurs de masse peu impédants pour assurer l'équipotentialité entre les 0v des différents sous-ensembles. On peut citer :

- Les câbles plats souples avec plans de masse
- De nombreux fils de retour dans les câbles signaux multiconducteurs
- Le blindage des câbles.

### III.1.3.d. Au niveau des installations :

Le CIC dans une installation peut être diminué par :

- La diminution des longueurs de masse communes ;
- La séparation des circuits de masse sales et sensibles ;
- L'installation d'une grille ou plan de masse commune.

#### III.1.3.d.i. Diminution des longueurs de masse commune :

Une solution simple et peu coûteuse peut s'effectuer sur des installations modestes. Il suffit de brancher les différents équipements électroniques d'une même pièce sur la même prise. Il y'a toujours création d'une d.d.p le long u fil, causée par le courant parasite, mais elle se présente pas au niveau des masses des équipements électroniques.

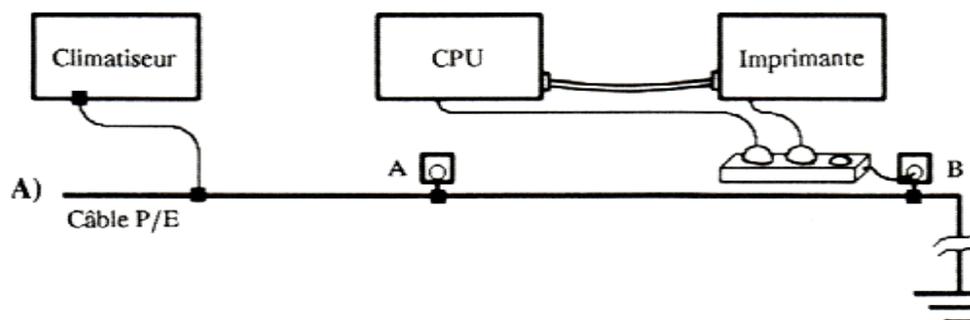


Figure III-5 : Branchement de plusieurs matériels d'une même pièce sur la même prise.

Lorsque plusieurs groupes sont connectés en réseau, le problème du CIC ne sera plus limité.

### III.1.3.d.ii. Séparation des circuits de masse :

A cause des perturbations élevées provenant des différents matériels électroniques à grande consommation (ascenseurs, chauffages, etc.), les appareils sensibles (informatique, mesure, etc.) s'affectent rapidement. Pour éviter cela, ils doivent avoir des fils de terre propres, différents de ceux du reste de l'installation.

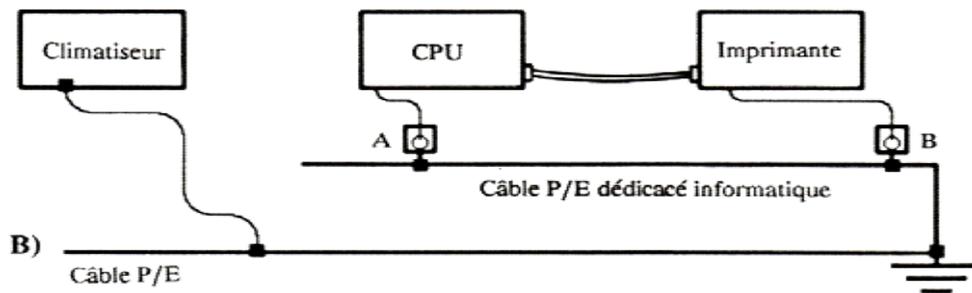


Figure III-6 : Séparation des circuits de masse.

### III.1. 3.d.iii. Grille ou plan de masse local :

Une grille déposée sur le sol d'un local sert à relier les différents équipements d'un même système, afin que tous les éléments de ce dernier soient aussi équipotentiels que possible.

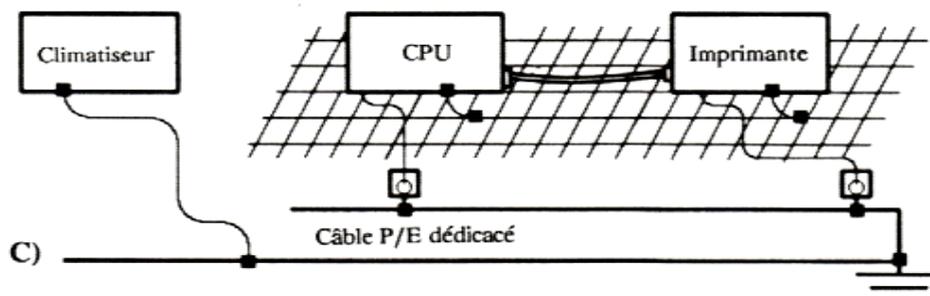


Figure III-7 : Réduction du CIC par installation de grille de masse.

La grille peut être réalisée par :

- Des fils de cuivre nu multibrins 5mm (15 à 20mm selon le nombre de brins) aillés au pas de 0,60 à 1,5 m environ, sondés à chaque intersection.
- Des bandes plates en cuivre ou acier galvanisé, largeur 5cm, épaisseur 0,05 à 0,2mm, maillés au pas de 0,6 à 1,50m, soudés à chaque intersection.
- Des tresses de cuivre, largeur minimum 2cm, maillées au pas de 0,6 à 1,50m environ, soudées à chaque intersection
- Le croisillonnage du faux plancher, en général des profilés d'aluminium ou d'acier de 0,60m.

### III.2.Couplage carte à châssis :

#### III.2.1.Principe :

La différence de potentiel parasite existant entre une carte électronique et la masse, génère un courant entre eux par l'intermédiaire de la capacité parasite inévitable entre ces deux éléments proches.

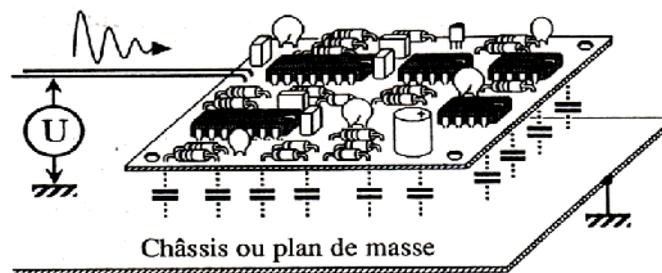


Figure III-8 : Perturbation par couplage carte à châssis.

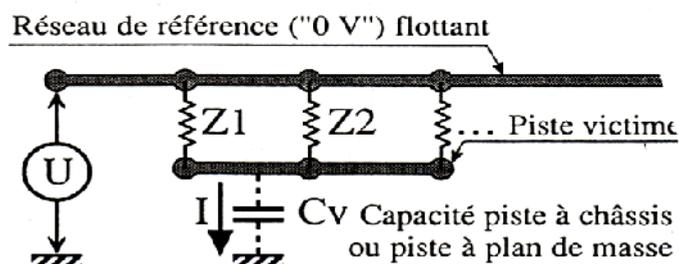


Figure III-9 : Schéma équivalent du couplage carte à châssis.

La piste victime reçoit un courant :

$$I = 2 \pi . F . C_v . U \quad (\text{III.23})$$

Avec :

I = courant parasite collecté par la victime, en ampère.

F = fréquence de la d.d.p carte et masse, en Hz.

$C_v$  = capacité entre la piste victime et la masse, en farad.

U = d.d.p appliquée entre la carte et la masse, en volt.

### III.2.2.Calcul de la capacité d'une carte :

Soit une carte posée sur une table en bois par rapport à la terre.

- Si la carte, de diamètre D, infiniment éloignée des masses, sa capacité est équivalente à la capacité intrinsèque donnée par :

$$C_i = 35D \quad [2] \quad (\text{III.23})$$

Avec :

$C_i$  = capacité intrinsèque, en pico farad.

D = diamètre du disque ou diagonale de la carte.

- Si la carte est proche d'une masse, sa capacité par rapport à la masse est supérieure à sa capacité intrinsèque. elle est égale à la capacité plane du conducteur plan équivalent dans l'air :

$$C_p = 9 S/H \quad [2] \quad (\text{III.24})$$

Avec :

$C_p$  = capacité plane, en pico farad.

S = surface de la carte, en mètre carré.

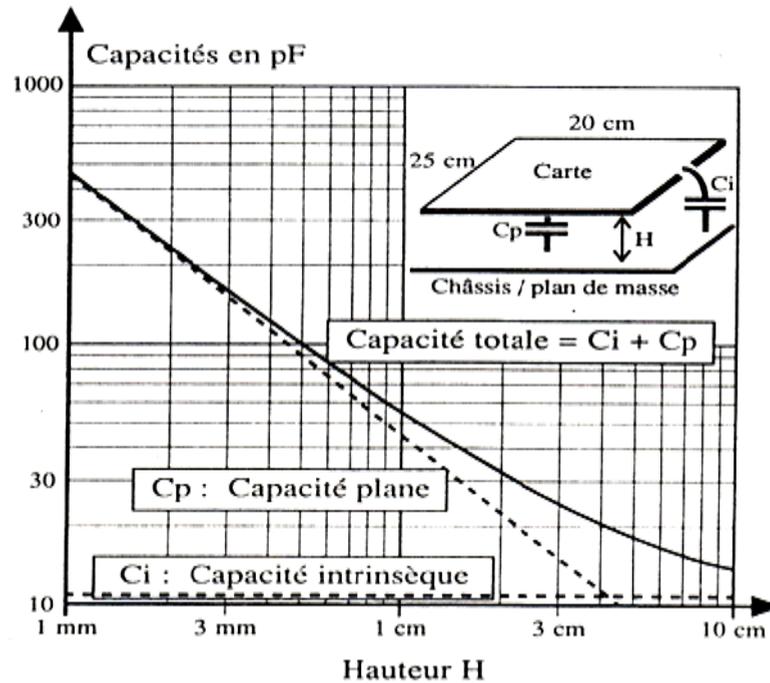
H = hauteur de la carte par rapport au plan conducteur, en mètre.

La capacité réelle  $C_t$  de la carte est égale à la somme de sa capacité intrinsèque  $C_i$  et sa capacité plane  $C_p$  :

$$C_t = C_i + C_p \quad [2] \quad (III.25)$$

La figure ci-dessous représente les graphes donnant les valeurs des capacités plane et intrinsèque en fonction de la hauteur  $H$ .

$$C_t = C_i + C_p$$



$C_{\text{totale}} = C_{\text{plane}} + C_{\text{intrinsèque}}$ $C_{\text{plane}} \text{ (pF)} \approx 9 \cdot S / H$ $C_{\text{intrinsèque}} \text{ (pF)} \approx 35 \cdot D$
--

- S = Surface de la carte, en  $m^2$
- H = Hauteur entre carte et plan de masse, en m
- D = Diamètre (diagonale) de la carte, en m

Figure III-10 : Capacité carte à environnement

D'après les deux courbes donnant  $C_i$  et  $C_p$ , on remarque que lorsque  $H$  augmente, la capacité totale tend vers la capacité intrinsèque  $C_i$ .

On remarque aussi que l'on a intérêt à éloigner la carte de la masse, ou bien si possible, relier le 0v au châssis.

### III.2.3. Circuits provoqués par le couplage carte à châssis :

- Les circuits à bas niveaux.
- Les circuits à haute impédance.
- Les circuits à boîtiers plastiques ou isolants.
- Les pistes d'un circuit imprimé.

### III.2.4. Remèdes au couplage carte à châssis :

- Diminuer la capacité répartie entre le circuit et la masse au niveau des pistes en diminuant leur surface.
- Diminuer les variations de tension entre la carte et le châssis :
  - en boîtier métallique, il suffit de relier le 0v de la carte au châssis.
  - en boîtier isolant, on relie au 0v de la carte à un écran conducteur (type papier aluminium).
- Augmenter au maximum les plans de masse.
- Pour les boîtiers non métalliques, comme dans le cas des multimètres, les téléphones et d'autres équipements en plastique, on connecte au point d'entrée de la perturbation un écran électrostatique. Cet écran est également une feuille d'aluminium ou de cuivre.

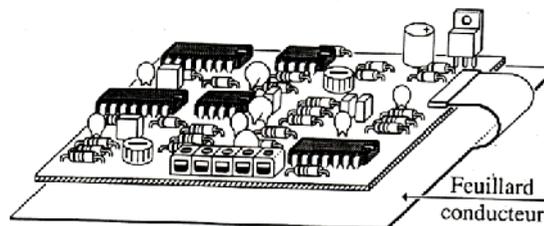


Figure III-11 : Ecran électrostatique interceptant le courant capacitif carte à masse.

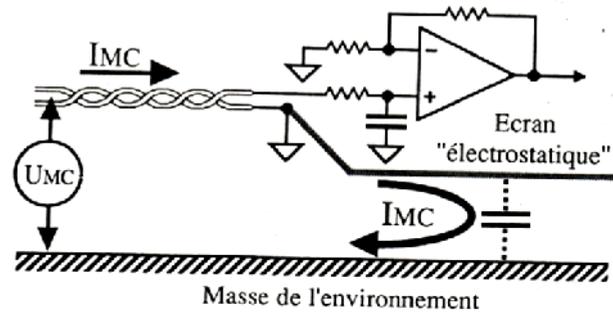
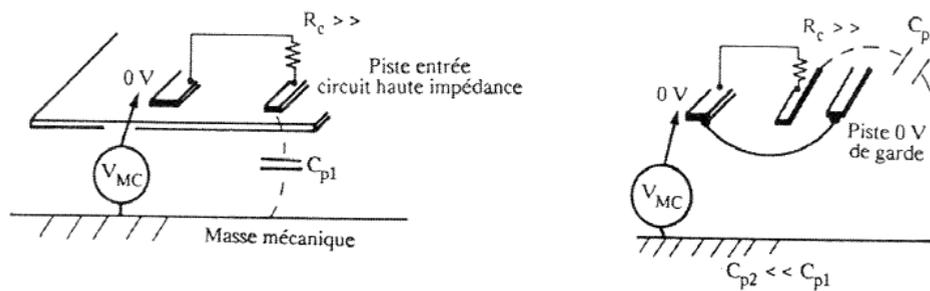


Figure III-12 : Raccordement d'un écran fond-de-poste.

- Limiter les pistes au bord de la carte et ceinturer par un anneau ou relier par des entretoises la carte au châssis.
- Utiliser des pistes de garde.



- Protection par blindage.

### III.3. Couplage champ à fil :

#### III.3.1. Principe :

Un champ électromagnétique variable illuminant un conducteur s'y réfléchit comme de la lumière sur un miroir. Cette réflexion s'opère avec génération d'un courant déplacé sur le conducteur éclairé.

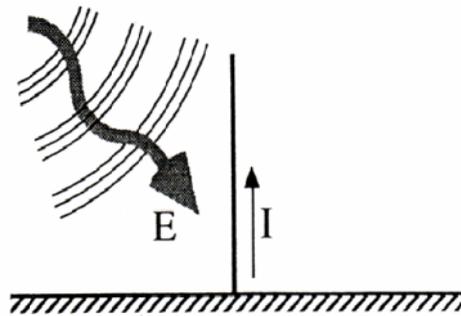


Figure III-13 : Principe du couplage champ à fil.

#### III.3.2. Calcul de la tension induite :

La tension induite par champ incident  $E$  sur un conducteur, de polarisation à peu près parallèle à celui-ci est donnée lorsque sa longueur  $l$  est inférieure à  $\lambda$  :

$$V_i = \int E \, dl \approx E \cdot h_{eff} \quad [2] \quad (III.26)$$

Avec :

$dl$  = petit élément du segment  $l$ .

$h_{eff}$  = hauteur électrique effective d'antenne ( $h_{eff} = 0,5l$ ).

Dans une liaison câblée dont une extrémité au moins ne se referme pas à la terre, le courant capacitif qui y circule :

$$I = \frac{0,5 \cdot E \cdot l}{120 \ln\left(\frac{2l}{d}\right)} \operatorname{tg} \left( \frac{2\pi}{\lambda} \right) \quad [2] \quad (III.27)$$

Avec :

$d$  = diamètre du conducteur.

$\lambda$  = longueur d'onde.

### III.3.3. Répartition du courant :

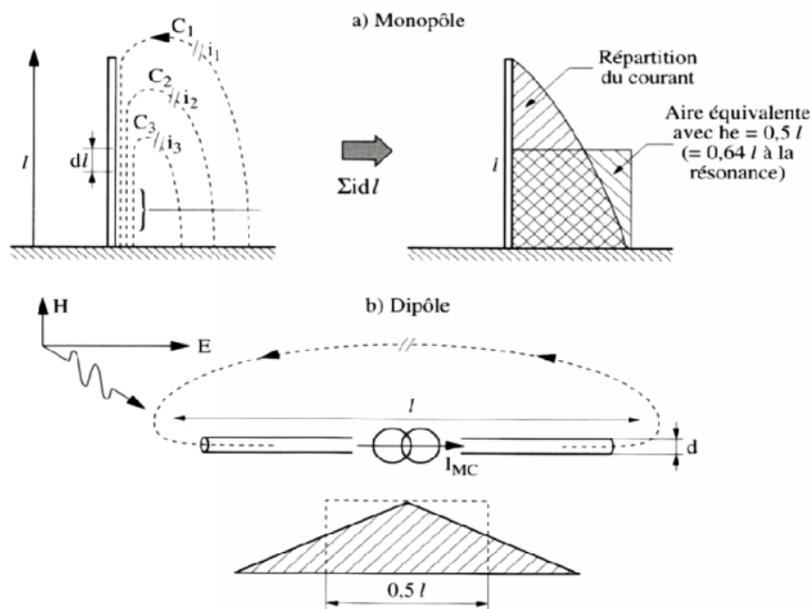


Figure III-14: répartition du courant le long d'un monopôle et d'un dipôle.

Le courant capacitif résulte par l'addition des courants capacitifs élémentaires.

Ce courant est maximum près du centre et s'abaisse aux extrémités.

### III.3.4. Coefficient de couplage I/E :

Dans le cas des câbles usuels dont  $l/d$  sont compris entre 300 et 3000, on peut prendre :

$$- \text{ si } l < \lambda / 4, \frac{I (A)}{E (V / m)} = 10^{-5} l^2 F (M H z) \quad [2] \quad (\text{III.30})$$

$$- \text{ si } l > \lambda / 2, \frac{I (A)}{E (V / m)} = \frac{1}{F (M H z)} \quad [2] \quad (\text{III.31})$$

Aux alentours de la résonance, lorsque  $l$  est compris entre  $\lambda/4$  et  $\lambda/2$ , le coefficient  $I/E$  se déduit de la relation donnant  $I$  en fonction de  $E$ , c-à-d :

$$I = \frac{0,5 \cdot E \cdot l}{120 \ln\left(\frac{2l}{d}\right)} \operatorname{tg}\left(\frac{2\pi}{\lambda} l\right) \quad [2] \quad (\text{III.32})$$

Lorsque  $F = 0,3 \text{ MHz}$ ;  $V_{\text{victime}} = 0,3 \text{ mA} \cdot 200\Omega = 60\text{mV}$  [2]

$$F = 3 \text{ MHz}; V_{\text{victime}} = 3 \text{ mA} \cdot 200\Omega = 600\text{mV} \quad [2]$$

$F = 300\text{MHz}$  et  $l > \lambda/2$ , l'impédance du dipôle accordé ( $75\Omega$ ) est supérieure à celle de la charge  $200\Omega$ . Dans ce cas le câble joue le rôle d'une source de tension valant approximativement :  $V_0 = 75 \cdot 0,04 = 3\text{V}$ , qui représente aussi la tension maximum qui puisse apparaître sur une charge bien supérieure à  $75\Omega$ .

### III.3.5. Couplage champ à fil en BF :

En BF, pour toute fréquence inférieure à la moitié de la fréquence de résonance, le modèle de conducteur le plus simple à étudier est l'antenne fouet conducteur placée au dessus d'un plan de masse.

Lorsqu'un champ électrique BF éclaire un fouet, le maximum de courant est mesuré à la liaison entre le fouet et le plan de masse. Ce courant se calcule par la relation suivante :

$$I = \frac{E L^2}{100 \lambda} \quad [5] \quad (\text{III.33})$$

Avec :

$I$  = courant collecté par le fouet, en Ampère.

$E$  = champ électrique, en volt.

$L$  = longueur du fouet conducteur, en mètre.

$\lambda$  = longueur d'onde, en mètre =  $300/F$ .

### III.3.6. Couplage champ à fil en HF :

Le modèle d'antenne fouet conducteur peut encore servir en HF malgré les résonances inévitables qui apparaissent sur les câbles dans le pire cas. Sachant qu'un fouet résonne en  $\lambda/4$ , pour un fouet de 1m de longueur, la résonance apparaît à 75MHz.

Le courant maximum se calcule à l'aide de la relation suivante :

$$I = E \cdot \lambda / 240 \quad [5] \quad (III.34)$$

### III.3.7. Calcul de I en mode commun :

La figure (III-15) ci-dessous donne les valeurs du coefficient de couplage I/E pour quelques longueurs de câbles typiques.

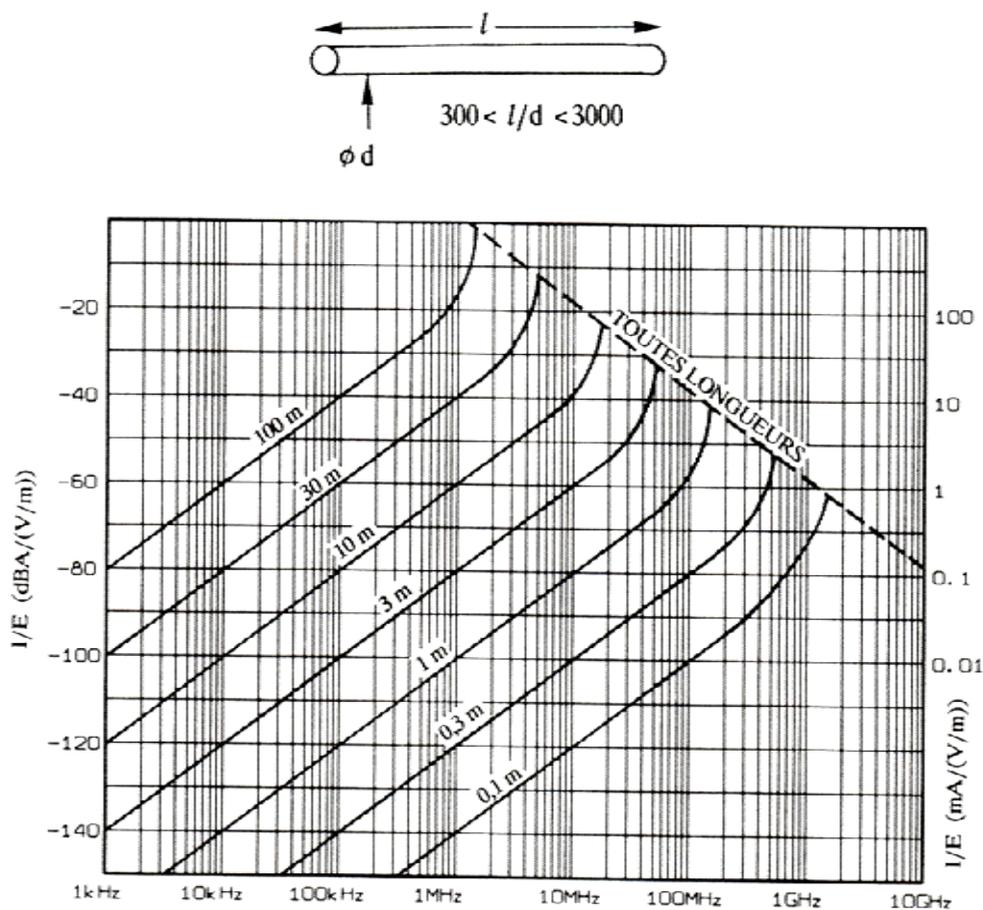


Figure III-15 : Coefficient champ à fil,  $I_{mc}/E$

### \* Remarques :

- pour  $l < \lambda/4$  le courant croît avec F et  $l^2$
- pour  $l > \lambda/2$  :
  - le courant ne dépend que de  $\lambda$  ;
  - la longueur effective se rétrécit avec  $\lambda$  ;
  - l'impédance du câble à la résonance vaut environ  $75\Omega$ .

A partir des courbes de la figure (III-15), on déduit les valeurs suivantes :

F (MHz)	E (db/m)	K (db/v/m)	I (dBA)
0,3	20	-90	-70(0,3mA)
3	20	-70	-50(3mA)
300	20	-48	-28(40mA)

Lorsque F [0,3(MHz), 3(MHz)], le câble joue le rôle d'une source de courant, car son impédance est très supérieure à  $200\Omega$ .

Avec :

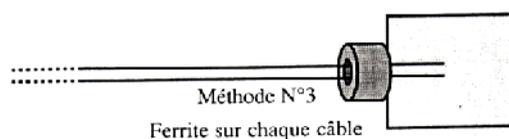
I = courant collecté par le fouet, en Ampère.

E = champ électrique, en volt.

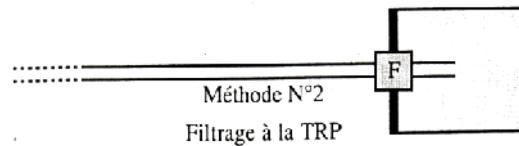
$\lambda$  = longueur d'onde, en mètre.

### III.3.8. Remèdes au couplage champ à fil:

- plaquer le fil victime contre un conducteur de masse.
- éloigner le champ E perturbateur.
- blinder les câbles et les coffrets.
- filtrer les entrées et sorties par rapport à la masse mécanique.
- monter des tores de ferrites sur les câbles collecteurs.



- filtrer à la TRP (tôle de référence de potentiel).



- diminuer les pistes sensibles.
  - faradiser le local ou la zone concernée.
  - réaliser des blindages homogènes raccordés aux extrémités pour diminuer le champ incident.
  - Orienter les conducteurs en fonction de la polarisation des champs incidents.
- 
- Utiliser des plans de masse : le champ s'y réfléchit à un déphasage de  $180^\circ$  et interfère avec le champ magnétique.
  - Eviter les ouvertures très importantes.
  - Utiliser des matériaux adéquats pour faradiser le local.

### III.4. Couplage champ à boucle :

#### III.4.1. Principe :

Ce couplage résulte de la loi de Lenz : lorsqu'un champ magnétique variable traverse une boucle, il y induit un flux magnétique variable qui provoque une d.d.p contre-électromotrice, aux bornes de cette boucle, tendant à s'opposer à la variation du flux.

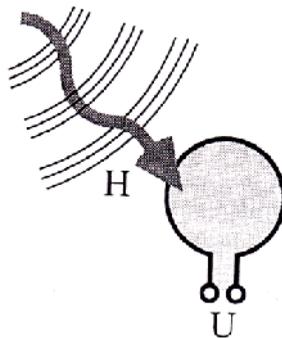


Figure III-17 : principe de couplage champ à boucle.

Toute boucle exposée à un champ variable génère une tension proportionnelle :

- au flux intercepté ;
- à la vitesse de variation du champ.

### III.4.2. Calcul de la tension induite :

Le calcul de la tension induite fait intervenir plusieurs paramètres :

- dimensions de la boucle ;
- diamètre des conducteurs ;
- polarisation des champs E et H par rapport aux cotés de la boucle ;
- direction de propagation du champ par rapport au plan de la boucle ;
- longueur des conducteurs par rapport à la longueur d'onde perturbatrice, etc.

Dans les pires cas, des hypothèses simplificatrices s'appliquent :

- la boucle est perpendiculaire au champ magnétique H. Dans ce cas, le flux obtenu est maximum ;
- la boucle se situe dans le plan de propagation ;
- la boucle se place dans un champ uniforme et dans des conditions de champ lointain.

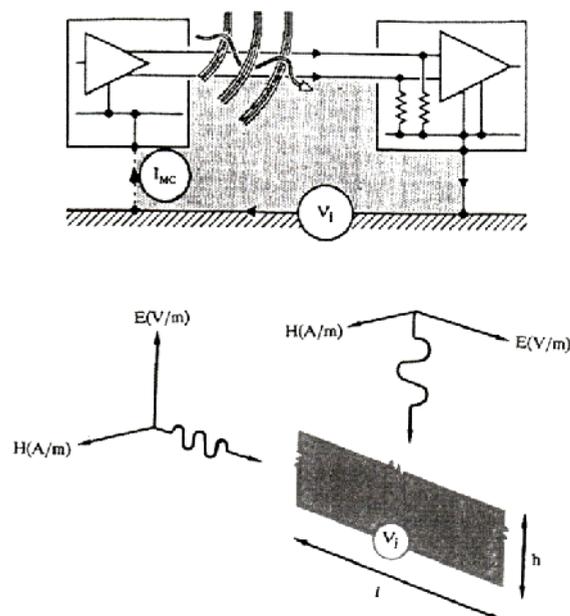


Figure III-18 : Configuration de couplage maximum champ à boucle.

Soit la boucle de longueur  $l$  et de surface  $S$ .

a)  $\lambda \gg l$  :

D'après la loi de Lenz donnant la f.e.m induite dans une boucle, on a :

$$V_i = - \frac{d \phi}{d t} = - S \frac{d B}{d t} \quad [2] \quad (\text{III.35})$$

$$\text{D'autre part, on : } \frac{d B}{d t} = \mu_0 \frac{d H}{d t} \quad [2] \quad (\text{III.36})$$

$$\text{D'où : } V_i = - S \mu_0 \frac{d H}{d t} \quad [2] \quad (\text{III.37})$$

$$\text{Dans l'air, on a : } V_i = 4 \cdot \pi \cdot 10^{-7} \cdot S \cdot \frac{d H}{d t} \quad [2] \quad (\text{III.38})$$

Pour une boucle de dimension ne dépassant pas  $\lambda/4$  ( $l < 75/F(\text{MHz})$ ), on peut établir des relations utilisant les unités pratiques, sachant que  $E \text{ (V/m)} = 120\pi \cdot H$  et  $d > \lambda/2$  :

1-  $V_i$  en fonction d'un champ  $E$  connu :

$$V_i = \frac{1}{48} l (m) \cdot h (m) \cdot F (M H z) \cdot E (V / m) \quad [2] \quad (\text{III.39})$$

2-  $V_i$  en fonction d'un champ  $H$  connu :

$$V_i = 7,9 l (m) \cdot h (m) \cdot F (M H z) \cdot H (A / m) \quad [2] \quad (\text{III.40})$$

3-  $V_i$  en fonction d'une induction magnétique  $B$ , connue en Gauss :

$$V_i = 628 l (m) \cdot h (m) \cdot F (M H z) \cdot B (G a u s s) \quad [2] \quad (\text{III.41})$$

4-  $V_i$  en fonction d'une variation de champ  $\Delta H$  en un temps  $\Delta t$  :

$$V_i = l (m) \cdot h (m) \cdot 1,25 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{\Delta H (A / m)}{\Delta t (s)} \quad [2] \quad (\text{III.42})$$

5-  $V_i$  en fonction d'une variation d'induction  $\Delta B/\Delta t$  :

$$V_i = l (m) \cdot h (m) \cdot 10^{-4} \cdot \frac{\Delta B (G a u s s)}{\Delta t (s)} \quad [2] \quad (\text{III.43})$$

b)  $l > \lambda/2$ , ( $l(m) > 150/F(\text{MHz})$ ):

Les f.e.m vues dans les segments de boucle élémentaires  $dl$  ne sont plus égales.

Lorsque le conducteur atteint la dimension d'un dipôle accordé, des maxima et minima apparaissent à chaque multiple de  $\lambda/2$ , ( $n \frac{\lambda}{2}$ ).

-des minima si  $n$  est pair.

-des maxima si  $n$  est impair.

### \*Exemple :

Soit une boucle de longueur  $l=3\lambda/2$ . Le grand coté de la boucle se présente comme une succession de 3 dipôles accordés (à l'instant  $t$ ), avec des f.e.m égales et de signe contraire.

Les maxima restent alignés sur une même asymptote indépendante de  $F$  :

$$V_i(\text{max}) = 2 \cdot h \cdot E \text{ (V/m)} \quad [2] \quad (\text{III.44})$$

c)  $l$  et  $h > \lambda/2$  :

Dans ce cas, la surface de capture équivalente de l'antenne se rétrécit avec l'augmentation de  $F$ . Ainsi la tension maximum récoltée diminue.

On a:

$$V_i = 120 \frac{E \text{ (V/m)}}{F \text{ (MHz)}} \quad [2] \quad (\text{III.45})$$

### \*Remarque:

Lorsque le champ  $H$  est uniforme, les équations donnant la tension induite  $V_i$  en fonction du champ  $E$  sont applicables quelque soit la distance séparant la source de la victime.

L'abaque de la figure (III-19) nous permet de déduire la valeur du coefficient de couplage  $V_i/E$  pour différentes valeurs de la longueur  $l$  et de la largeur  $h$  en fonction de la fréquence  $F$ .

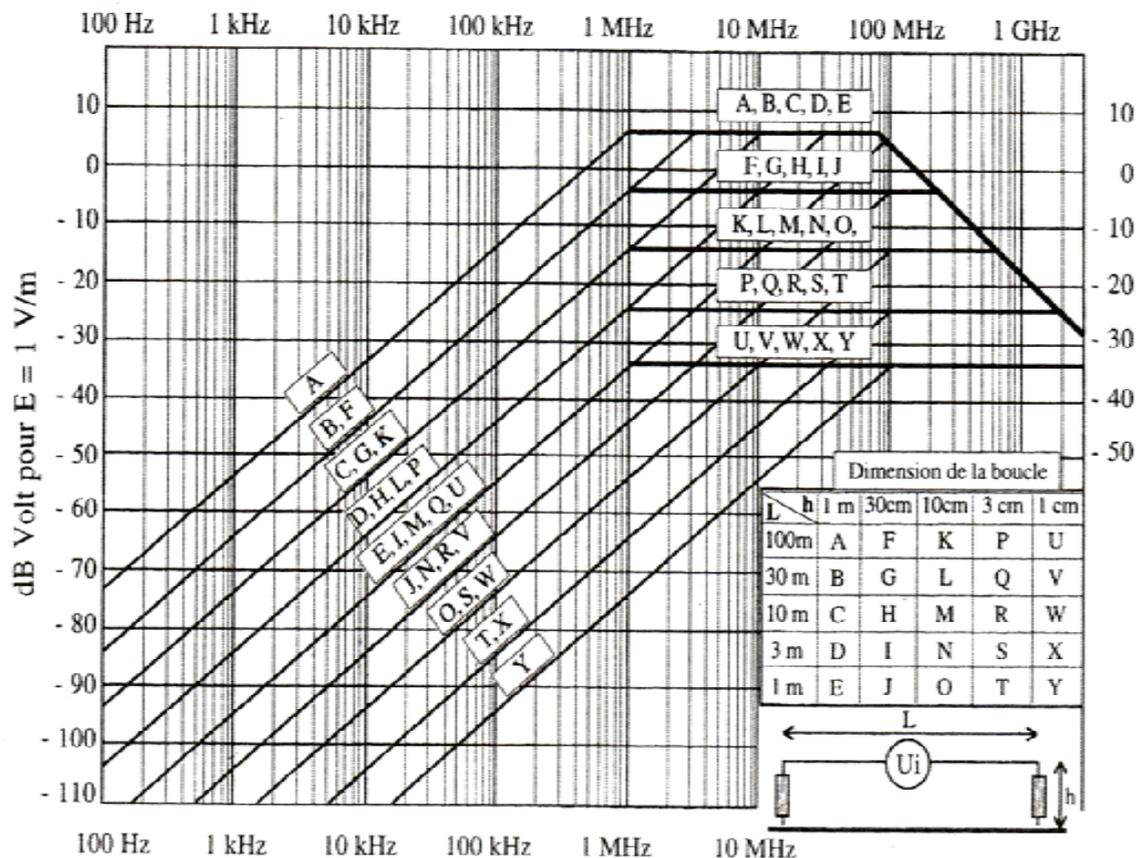


Figure III-19 : Coefficient de couplage champ à boucle

### III.4.3. Tension induite dans les petites boucles :

Toute boucle dont la plus grande dimension est inférieure à  $\lambda/4$  est classifiée d'une « petite boucle ». D'après Lenz, la tension à ses bornes est égale à la dérivée du flux d'induction magnétique dans le temps :

$$U = S \cdot \mu_0 \cdot \frac{\Delta H}{\Delta t} \quad [5] \quad (\text{III.46})$$

Ou

$$U = 2 \cdot \pi \cdot F \cdot S \cdot \mu_0 \cdot H \quad [5] \quad (\text{III.47})$$

Avec:

$U$  = d.d.p induite dans la boucle, en volt.

$S$  = surface de la boucle, en mm.

$\mu_0$  = self linéique de l'aire  $4 \pi 10$ , en H/m.

$\Delta H$  = amplitude crête à crête du champ  $H$ , en A/m.

$\Delta t$  = temps de montée du champ magnétique de 10 à 90%.

$F$  = fréquence du champ magnétique, en Hertz.

$H$  = champ magnétique, en A/m.

### III.4.4. Tension induite dans une boucle en HF:

Pour les boucles dont la longueur est supérieure au quart de la longueur d'onde, la formule de la tension induite aux bornes d'une boucle n'est plus valable. En effet, cette tension fluctue entre des maxima et des minima qui valent :

$$U = 600 . e . H \quad [5] \quad \text{(III.48)}$$

Avec :

$U$  = d.d.p maximale collectée par la boucle, en volt.

$e$  = éloignement entre conducteurs aller et retour  $< \lambda/4$ , en mètre.

$H$  = champ magnétique, en A/m.

### III.4.5. Tension induite dans une boucle aux hyperfréquences:

Lorsque la distance séparant les conducteurs aller et retour dépasse le quart de la longueur d'onde, la d.d.p collectée devient indépendante de l'éloignement  $e$  et décroît avec la fréquence. En effet, cette d.d.p passe par des minimums pratiquement nuls et des maximums qui valent :

$$U = 150 . \lambda . H \quad [5] \quad \text{(III.49)}$$

Ou 
$$U = 0,4 . \lambda . E \quad [5] \quad \text{(III.50)}$$

Avec :

$U = d.d.p$  maximale collectée, en volt.

$\lambda =$  longueur d'onde, en m.

$H =$  champ magnétique, en A/m.

$E =$  champ électrique, en V/m.

### III.4.6. Remèdes au couplage champ à boucle :

En supposant que le champ ambiant est imposé et que l'on ne peut pas agir sur la source de P.E.M. Voici quelques solutions proposées afin de réduire la tension induite au niveau de la boucle :

- 1- réduire la surface de boucle : cela revient à réduire la longueur  $l$  des câbles et/ou la hauteur  $h$ .
  - Il est difficile de réduire la longueur des câbles, car elle dépend de l'emplacement des équipements .mais il est possible de veiller à ce qu'il n'y ait pas excédant inutile de longueur de sorte que cette longueur ne dépasse pas  $\lambda/2$ .
  - Réduire la hauteur  $h$  revient à réduire la distance à la masse. Tant que cette hauteur est inférieure à  $\lambda/2$ , la tension induite lui reste proportionnelle.
- 2- placer le câblage sur une plaque ou goulotte métallique reliée aux masses des équipements : dans ce cas, la hauteur  $h$  est réduite en rapprochant aux câbles une goulotte ou une plaque métallique jouant le rôle de masse.

Afin d'avoir une réduction efficace de la tension induite, il faut que la goulotte métallique représente :

- une largeur généreuse avec des bords métalliques excédant largement la zone où repose le câble.
- une bonne continuité électrique.

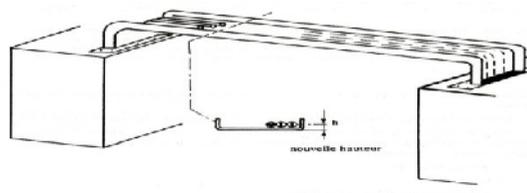


Figure III-20 : Réduction de l'aire de capture champ à boucle par pose dans une goulotte métallique.

- 3- faradiser le local ou la zone concernée : cette procédure utilisant des couches de papier aluminium ou de grillage métallique, consiste à réduire les champs incidents élevés ( $3(V/m)$ ) au dessus de quelques MHz), ou lorsque la sensibilité des équipements est très extrême ou encore lorsque les remèdes précédents sont irréalisables.
- 4- réorienter le système par rapport à la direction du champ perturbateur : pour chaque système on essaie de poser ses équipements et câbles de façon à ce qu'ils interceptent le flux minimum. Cela s'obtient lorsque le plan de la boucle coïncide avec le plan des lignes de force de champ magnétique.
- 5- blinder les équipements sensibles :

En BF, il est très difficile de réaliser un blindage des champs magnétiques. Il faut alors utiliser des matériaux à forte perméabilité  $\mu$ .

En HF, le blindage est obtenu avec des matériaux conducteurs où se développent des courants de Foucault qui créent un champ en opposition avec le champ incident.

6- mettre au plus près, les fils aller et retour, des signaux d'alimentation.

7- utiliser des fils torsadés.

### III.5. Diaphonie capacitive :

#### III.5. 1.Principe :

Les variations de tension entre un conducteur et son environnement génèrent autour de ce conducteur un champ électrique variable. Ce couplage injecte à son tour un courant, proportionnel aux lignes de champ coupées, dans les conducteurs proches.

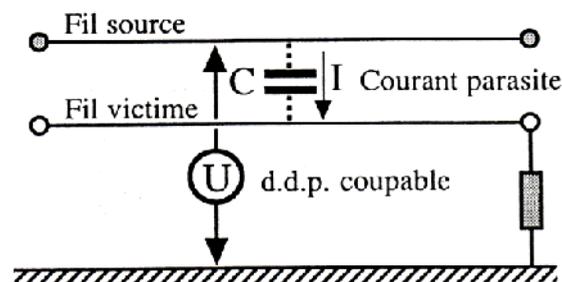


Figure III-21: Principe du couplage par diaphonie capacitive.

Malgré que le champ électrique est à l'origine de ce type de couplage, mais il est plus nécessaire de l'introduire dans les calculs grâce à la notion de capacité de couplage, notée  $C$ , qui permet de calculer le courant collecté par le conducteur victime.

Le courant induit se calcule par l'une des deux relations suivantes :

$$I = 2 \cdot \pi \cdot F \cdot C \cdot U \quad [5] \quad (\text{III.51})$$

Ou 
$$I = C \frac{\Delta U}{\Delta t} \quad [5] \quad (\text{III.52})$$

Avec:

$I$  = courant collecté par le conducteur victime, en ampère.

$F$  = fréquence de la d.d.p source, en Hertz.

$C$  = capacité de couplage entre les circuits source et victime, en faraday.

$U$  = d.d.p coupable, en volt.

$\Delta U$  = d.d.p crête à crête.

$\Delta t$  = temps de montée de la d.d.p source de 10% à 90%, en seconde.

### III.5.2. Etude de la diaphonie capacitive :

On choisit d'étudier le cas le plus simple ; le circuit coupable et sa victime ont un chemin de retour commun. C'est le cas :

- des pistes de circuit imprimé.
- des fonds de panier en wrapping.
- de certains câblages à masse commune (automobile).
- de la diaphonie survenant en mode commun entre deux torons.

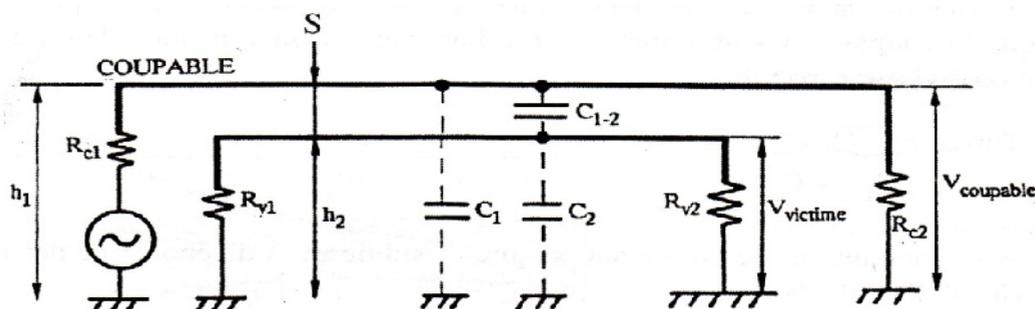


Figure III-22 : Schéma simplifié de la diaphonie capacitive.

On a :

$$D + \frac{V_v}{V_c} = \frac{R_v}{R_v + \frac{1}{jC_{1-2}\omega}} = \frac{R_v}{\sqrt{R_v^2 + \left(\frac{1}{C_{1-2}\omega}\right)^2}} \quad [2] \quad (\text{III.53})$$

Avec :

$D$  = diaphonie

$V_v$  = V victime

$V$  = V coupable

$R_v$  = résistance // totale de la victime vue par  $C_{1-2}$

En effectuant quelques simplifications et changements de variable, on aboutit à l'expression suivante :

$$D_c (dB) = -20 \log \left( 1 + \frac{1}{2\pi F R_v C_{1-2}} \right) \quad [2] \quad (\text{III.54})$$

Avec :

$F$  = fréquence du signal coupable

Dans le domaine temporel, l'expression de la diaphonie est donnée par :

$$V_v = R_v C_{1-2} \frac{\Delta V}{\Delta t} \quad [2] \quad (\text{III.55})$$

Dans le domaine fréquentiel, aux fréquences telles que :  $\frac{1}{C_{1-2}\omega} \gg R_v$  :

$$D (dB) = 20 \log R_v C_{1-2} \omega \quad [2] \quad (\text{III.56})$$

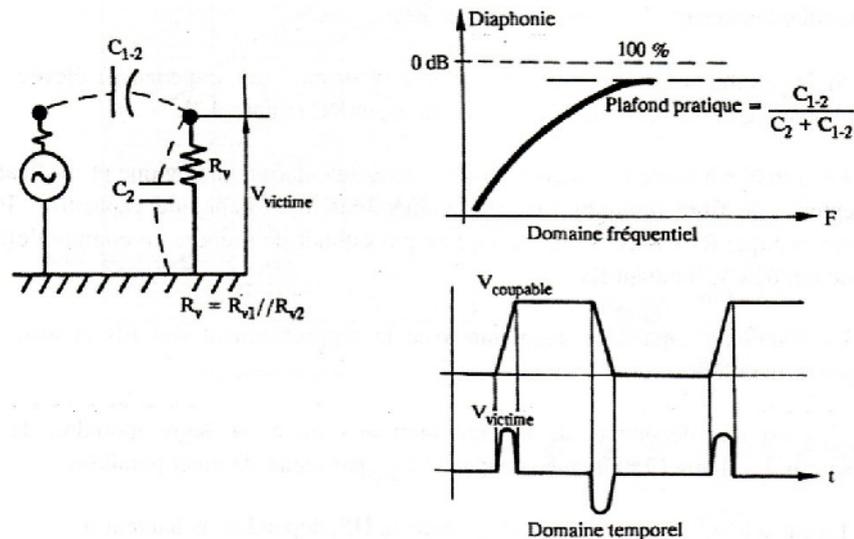


Figure III-23 : Schéma équivalent simplifié et résultats dans les domaines fréquentiels et temporels.

❖ **Remarques concernant l'augmentation de la diaphonie :**

La diaphonie augmente en fonction de plusieurs paramètres :

1/ elle augmente linéairement avec  $F$  : le maximum atteint, en pratique, par la diaphonie est  $D_{\max} = \frac{C_{1-2}}{C_2 + C_{1-2}}$ , qui ne pourra jamais dépasser 100% correspondant à 0dB car plusieurs paramètres se négligent lors de son calcul en en supposant le couplage faible.

2/ elle augmente avec  $R_v$  : comme le montre la formule donnant  $V_v$  en fonction de  $R_v$ , la diaphonie est proportionnelle à  $R_v$ . Lorsque  $R_v$  augmente, la diaphonie augmente aussi, mais il ne faut pas négliger l'effet réducteur de  $C_2$ , chutant  $R_v$  lorsqu'elle est très élevée.

3/ elle augmente avec le rapprochement des fils.

4/ elle augmente avec la longueur parallèle.

5/ elle augmente avec la permittivité électrique  $\epsilon_r$ .

### III.5.3. Calcul de la capacité mutuelle $C_{1-2}$ entre les deux fils :

Les valeurs de la capacité de couplage  $C_{1-2}$  se déduisent des abaques de la figure (III.24), ont été obtenues en fixant les valeurs de la longueur de couplage à 1m, les résistances  $R_{v1}$  et  $R_{v2}$  à  $100\Omega$  et le diamètre du fil à 0,6mm et en faisant varier la distance de séparation des fils « s ».

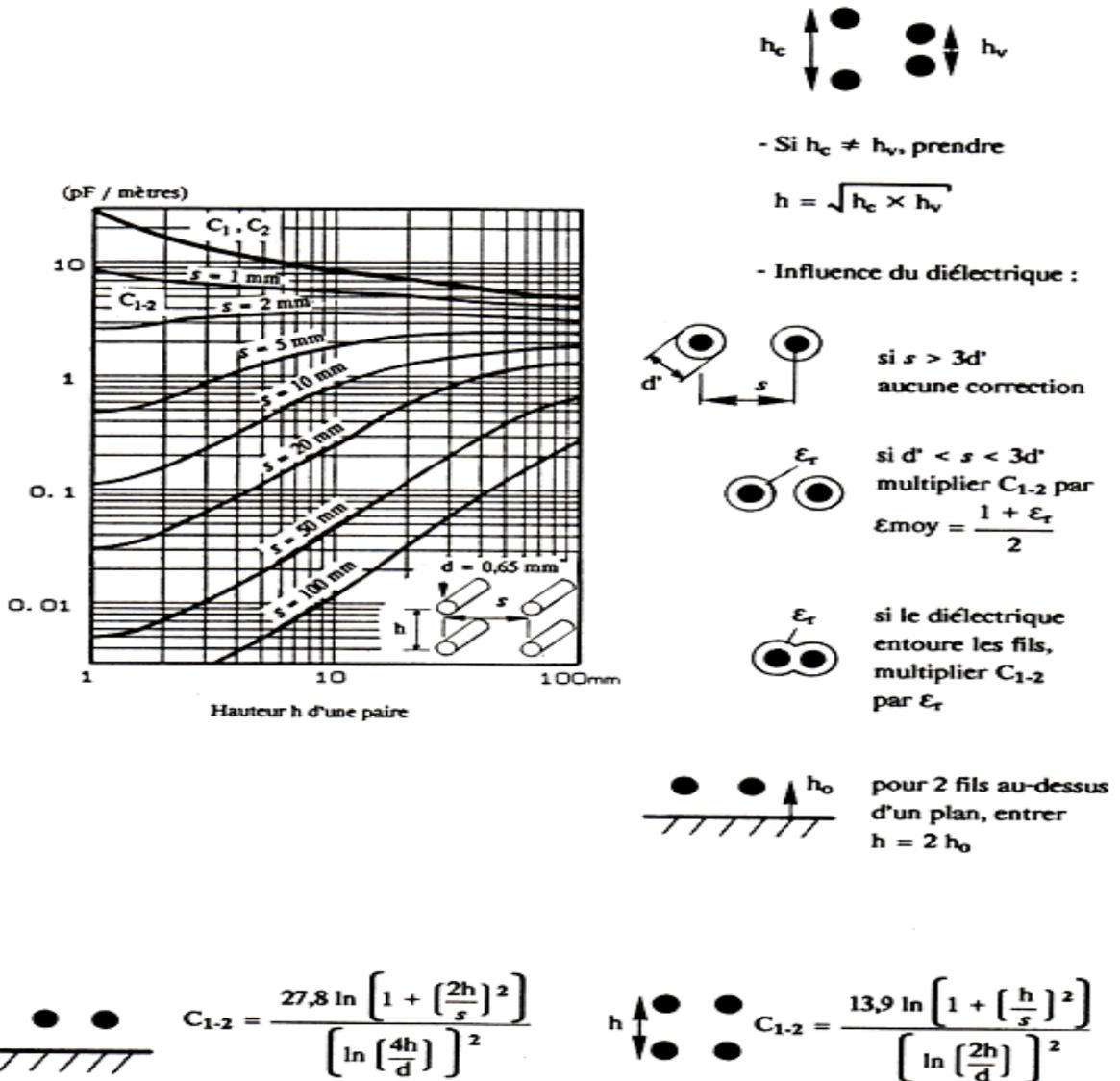


Figure III-24 : Capacité mutuelle  $C_{1-2}$  entre deux paires, et capacité propre  $C_1$ ,  $C_2$  de chaque paire. Valeurs pour  $l=1\text{m}$  et  $\epsilon_r = 1$ .

**\*Remarque :**

Dans le cas des paires de fils très rapprochés où  $s < 2d$ , les valeurs de la capacité  $C_{1-2}$  données par les abaques précédents de la figure (III-24) ne sont plus valables.

**III.5.4. Diaphonie capacitive de mode différentiel :**

En ce mode de couplage, le courant parasite est collecté entre les conducteurs aller et retour du circuit victime.

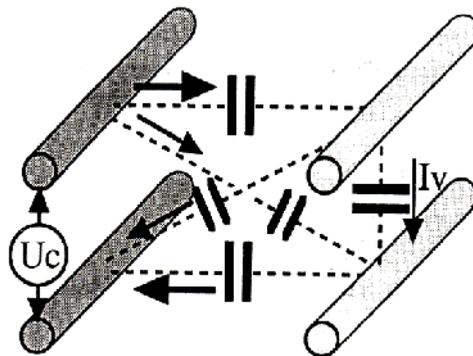


Figure III-24 : Diaphonie capacitive de mode différentiel.

**III.5.5. Diaphonie capacitive de mode commun :**

En ce type de couplage, le champ électrique est généré par la d.d.p de mode commun entre un câble et la masse. Le courant parasite est collecté par un câble victime parallèle au câble coupable.

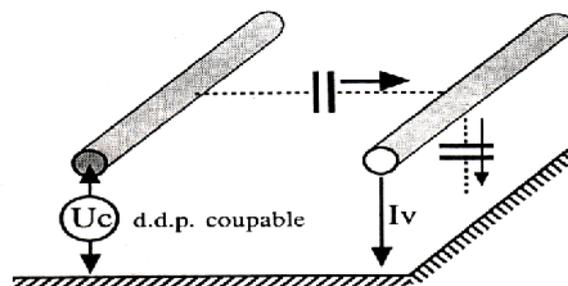


Figure III-25 : diaphonie capacitive de mode commun.

### III.5.5. Remèdes à la diaphonie capacitive :

La diaphonie capacitive peut être réduite par plusieurs façons :

- Utiliser des résistances  $R_{v1}$ ,  $R_{v2}$  aussi faibles que possible.
- Découpler  $R_v$  par des condensateurs afin de réduire la bande passante.
- Limiter les longueurs parallèles.
- Eviter les parois parallèles de câbles sur des longues distances.
- Augmenter la séparation « s » entre les fils victime et coupable.
- Rapprocher les fils signaux de leur retour (mettre le conducteur de retour dans le même câble que le conducteur aller).
- Placer un fil conducteur, qui joue le rôle d'écran électrostatique, entre les fils coupable et victime.
- Blinder le fil perturbateur, le fil victime ou deux, en reliant l'un de ses bouts à la masse.
- Diminuer les  $\frac{dI}{dt}$  et les  $\frac{dV}{dt}$ .
- Utiliser les paires en « x ».
- Adapter l'impédance des lignes (en HF et transmission numérique).

#### \*Remarque :

- La diaphonie capacitive est nulle en continu et faible en basses fréquences.
- Tant que la fréquence de la d.d.p coupable reste incluse dans la gamme des fréquences industrielles, la diaphonie capacitive reste très faible.
- Aux fréquences élevées, la diaphonie capacitive est équivalente à la diaphonie inductive en énergie.
- La diaphonie capacitive maximale est aux alentours de 50% en MC et 80% en MD.
- Dans les cas extrêmes où la séparation « s » des câbles est supérieure à la hauteur « h » par rapport au plan de masse, la diaphonie tend vers :  $R = (h/s)^2$ .

### III.6. Couplage par diaphonie inductive

#### III.6.1. Principe :

Tout courant circulant dans un conducteur génère autour de celui-ci un champ magnétique. Un conducteur voisin se comporte comme une boucle victime, par rapport à son conducteur de retour, qui interprète une partie du champ magnétique généré par le conducteur source.

La variation du flux magnétique dans la boucle introduit un d.d.p. au niveau de celle-ci.

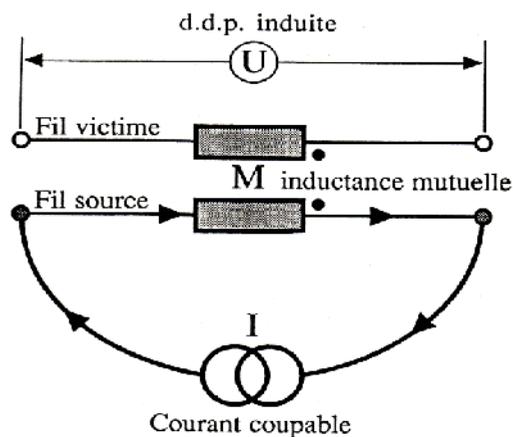


Figure III-26 : Principe de la diaphonie inductive.

Il est inutile d'introduire le champ magnétique  $H$  dans les calculs de la d.d.p, malgré qu'il est à l'origine de ce couplage, grâce à la notion de mutuelle inductance, notée  $M$ .

Cette d.d.p induite se calcule par l'une des deux relations suivantes :

$$U = 2 \cdot \pi \cdot F \cdot M \cdot I \quad [5] \quad (III.57)$$

Ou

$$U = M \cdot \frac{dI}{dt} \quad [5] \quad (III.58)$$

Avec :

$U$  = d.d.p induite dans la boucle victime, en volt.

$F$  = fréquence de courant source, en Hz.

$M$  = mutuelle inductance entre les circuits source et victime, en Henry.

$I$  = courant source, en ampère.

$\Delta I$  = courant crête à crête du courant source, en ampère.

$dt$  = temps de montée, en seconde.

### III.6.2. Etude de la diaphonie inductive :

On choisit d'étudier, dans le cas de la diaphonie inductive, des circuits coupable et victime possédant le même chemin de retour comme dans le cas de la diaphonie capacitive.

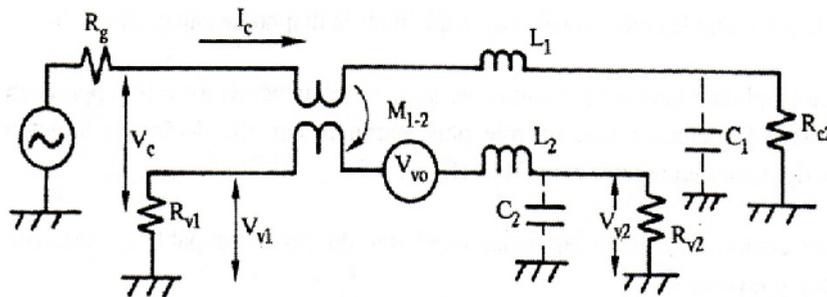


Figure III- 27 : Principe de la diaphonie inductive.

La diaphonie inductive est très semblable au couplage vu entre le primaire et le secondaire d'un transformateur. La tension qui apparait au secondaire est proportionnelle au courant traversant le primaire.

Par analogie, la diaphonie inductive peut s'exprimer en fonction du courant coupable:

$$V_v = M_{1-2} \omega I_c \quad [2] \quad (\text{III.59})$$

La tension  $V_v$  se partage entre les résistances  $R_{v1}$  et  $R_{v2}$ , donc on peut écrire, sachant

que  $I_c = \frac{V_c}{R_{c2}}$  :

➤ du côté de  $R_{v1}$  :

$$D = 20 \log \frac{V_v}{V_c} = 20 \log \left( \frac{M_{1-2}}{R_{c2}} \right) \left[ \frac{R_{v1}}{R_{v1} + R_{v2} + Z_{fil}} \right] \quad [2] \quad (\text{III.60})$$

➤ du côté de  $R_{v2}$  :

$$D = 20 \log \frac{V_v}{V_c} = 20 \log \left( \frac{M_{1-2}}{R_{c2}} \right) \left[ \frac{R_{v2}}{R_{v1} + R_{v2} + Z_{fil}} \right] \quad [2] \quad (\text{III.61})$$

Dans le domaine temporel et du côté de  $R_{v2}$ , on a :

$$V_v = M_{1-2} \left( \frac{R_{v2}}{R_{v2} + R_{v1} + Z_{fil}} \right) \quad [2] \quad (\text{III.62})$$

### III.6.3. Calcul de la mutuelle inductance M1-2 entre deux fils :

La figure (III-28) donne les valeurs de la mutuelle inductance  $M_{1-2}$  entre deux fils ou deux paires au dessus d'un plan, pour des fils de 1m de longueur, en fonction de la hauteur par la séparation (h/s).

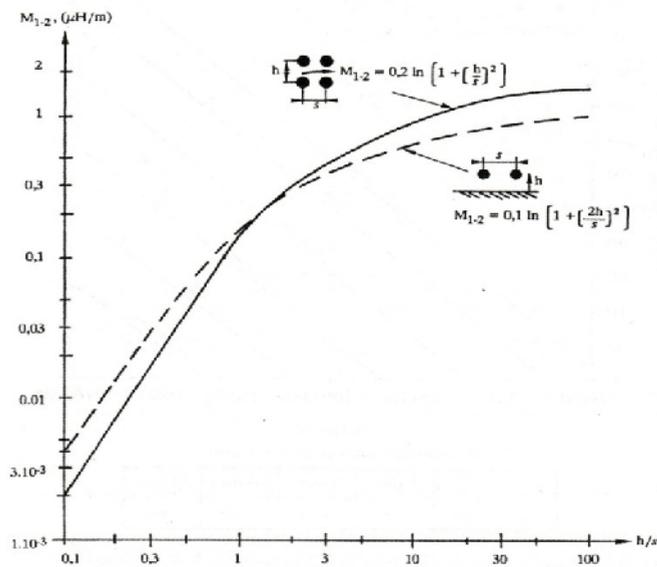


Figure III-28 : Mutuelle inductance  $M_{1-2}$  entre deux fils en fonction de  $h/s$ .

**\*Remarque :**

Les facteurs entraînant l'augmentation de la diaphonie capacitive permettent aussi d'augmenter la diaphonie inductive.

**III.6.4. Diaphonie inductive en mode différentiel :**

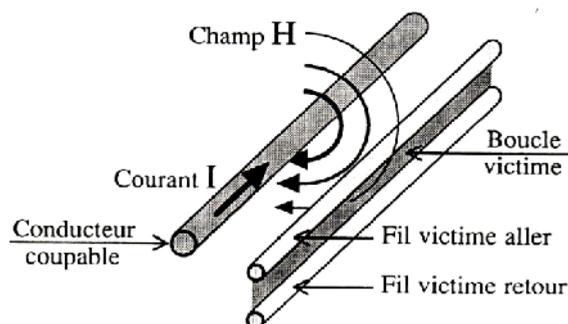


Figure III-29 : Principe de la diaphonie inductive en mode différentiel.

En ce mode de couplage, la d.d.p parasite est induite entre le fil aller et le fil de retour du circuit victime. Si la distance séparant ces deux fils est faible, la d.d.p l'est aussi.

Lorsque la longueur commune entre les circuits source et victime est grande devant la longueur d'onde, la diaphonie est maximale. Dans ce cas, la d.d.p victime est en fonction de la d.d.p coupable et le courant dans le circuit victime est une fraction du courant coupable. Donc, la diaphonie pire cas se met en équation en pourcentage.

La diaphonie inductive la plus défavorable se présente dans le cas d'un câble en nappe, dont plusieurs fils signaux sont reliés à un seul fil de 0V. Elle peut atteindre 80%.

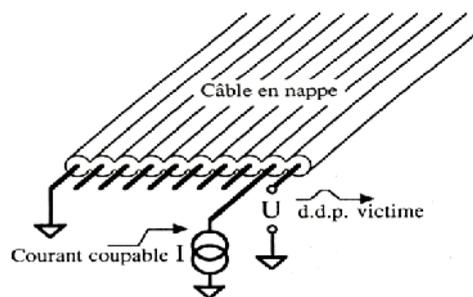


Figure III-30 : Diaphonie inductive dans un câble en nappe en mode M.D.

### III.6.5. Diaphonie inductive en mode commun :

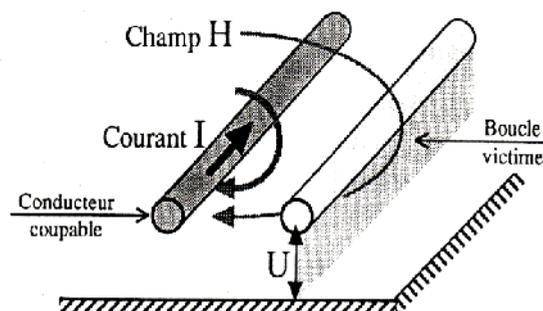


Figure III-31: couplage en M.D par diaphonie inductive.

En mode commun, la d.d.p est induite entre le câble parallèle et le conducteur de masse la plus proche. Cette d.d.p est proportionnelle à la distance séparant le câble victime et le conducteur de masse le plus proche.

Le calcul de la diaphonie inductive en mode commun est un peu délicat, car plusieurs paramètres interviennent : le diamètre des câbles, leurs éloignement, la hauteur par rapport au plan de masse et plusieurs algorithmes

### III.6.6.Remèdes à la diaphonie inductive :

Afin de limiter la diaphonie inductive, on peut :

- Limiter les  $\frac{dI}{dt}$  dans le circuit coupable en ajoutant de la ferrite en série sur la ligne.
- Limiter les forts appels de courant à froid dans les convertisseurs, en plaçant des résistances à coefficient de température négatif.
- Ajouter de l'impédance série dans la ligne victime
- Limiter les longueurs parallèles.
- Augmenter la séparation  $s$  entre les fils victime et coupable.
- Rapprocher les fils signaux de leur retour.
- Placer un fil écran entre le perturbateur et la victime.
- Blinder le fil perturbateur, le fil victime ou les deux, en reliant ses deux bouts à la masse.
- Utiliser des paires en « x ».
- Torsader la paire perturbatrice ou la paire victime.

### Conclusion :

La meilleure façon de résoudre les problèmes de la CEM consiste à réduire au maximum les couplages entre sources de parasites et les circuits victimes. D'après ce que nous venons de présenter dans ce chapitre, la réduction de ces couplages s'effectue généralement par des modifications géométriques

Nous avons vu que le couplage par impédance commune rend tout circuit asymétrique sensible aux courants de mode commun qu'il faut réduire ou dériver. A cause du couplage carte à châssis, aucune carte ne supporte les  $dU/dt$  par rapport à son

environnement. Ce type de couplage peut être presque complètement supprimé en reliant les 0V de traitement à la masse du châssis. La diaphonie inductive n'est à craindre que pour les circuits bas niveaux situés au voisinage de circuits à forts courants. En BF, la diaphonie capacitive est pratiquement inexistante sauf dans le cas des câbles non blindés. En HF, ce sont les liaisons en mode commun qui sont à bannir.

L'effet du champ électromagnétique sur les circuits électroniques en BF est négligeable. Par contre en HF, l'effet des champs électromagnétiques cause de sérieux problèmes. Il est alors nécessaire d'utiliser des effets réducteurs comme les écrans par exemple.

De ces faits, l'élimination complète des perturbations électromagnétiques créées ou subies par un montage exige une grande maîtrise de ces problèmes ainsi qu'une bonne compréhension des problèmes concrets. Cependant, nous n'avons presque pas besoin d'outils mathématiques plus élaborés que les quelques relations citées dans l'étude de chaque couplage.

## *Chapitre IV:*

*Coulage aux lignes au dessus  
d'un sol parfaitement  
conducteur*

### Introduction :

Afin de résoudre les problèmes de couplage rencontrés dans le domaine de la compatibilité électromagnétique, il est nécessaire de connaître l'immunité d'un système à des parasites naturels ou industriels. Un système peut être décomposé en sous-ensembles reliés entre eux par des faisceaux de lignes ou de câbles. Une onde électromagnétique incidente peut les pénétrer et être l'origine de création d'un couplage entre eux.

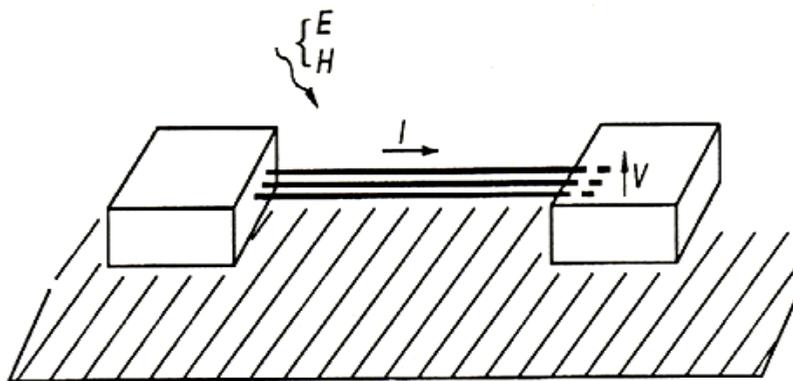


Figure IV-1 : couplage d'une onde à une ligne de transmission reliant deux sous-ensembles.

### IV.1. Couplage entre une onde et une ligne aérienne parallèle à un plan de masse parfaitement conducteur :

Soit une ligne bifilaire isolée dans l'espace comme indiquée sur la figure (IV-2). Les courants  $I_1$  et  $I_2$  sur chacun des conducteurs à une abscisse donnée peuvent se décomposer en un courant de mode commun  $I_c$  et un courant de mode différentiel  $I_d$ . Ce courant  $I_d$  traversera les impédances de charge  $Z_0$  et  $Z_L$  et sera pratiquement constant sur les fils d'extrémité si ces fils sont de longueur courte. Le courant  $I_c$  doit s'annuler en  $Z=0$  et  $Z=L$ .

Si la ligne bifilaire est éclairée par une onde électromagnétique, le courant de mode commun  $I_c$  sera prépondérant sur la plus grande partie de la longueur de la ligne et son amplitude sera maximum lors des résonances.



## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

Où :

$$\delta_f = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_f \sigma_f}} \cdot [1] \quad (\text{IV.5})$$

Pour construire un modèle basé sur la théorie des lignes de transmission, il faut d'abord établir le système d'équations différentielles reliant les courants et tensions. La résolution de ces équations s'effectuera en imposant des conditions aux limites aux extrémités de la ligne.

L'équation des lignes peut être obtenue à partir de l'intégration des équations de Maxwell sur un contour défini entre le fil et le plan de masse.

### IV.1.1. Equations différentielles des courants et tensions :

On considère un élément de circuit compris entre  $z$  et  $z+\Delta z$ , de surface  $\Delta S$ , représenté par la figure.

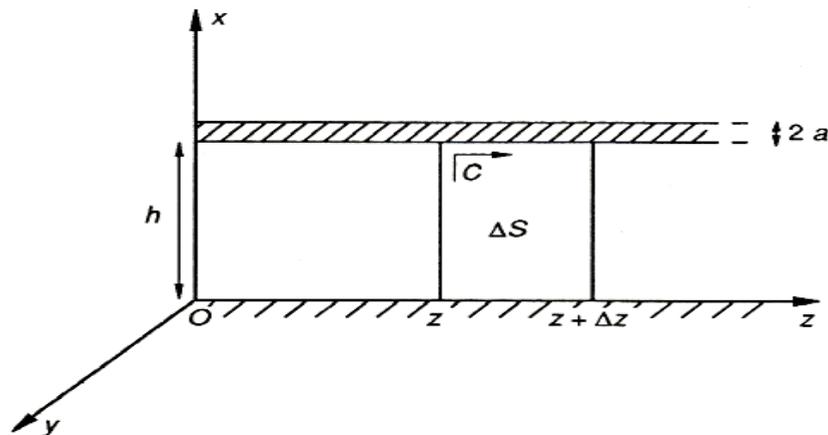


Figure IV-3 : Système de coordonnées.

On définit le champ électromagnétique total comme étant la superposition du champ incident, noté avec l'indice  $i$  et du champ diffracté par le fil, repéré par l'indice  $d$ .

$$\vec{E} = \vec{E}^i + \vec{E}^d \quad , \quad \vec{H} = \vec{H}^i + \vec{H}^d \quad [1] \quad (\text{IV.6})$$

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

Par définition, le champ incident en un point donné est celui qui existe en l'absence du fil mais en présence de masse ( $\vec{E}^i = \vec{E}^{ip} + \vec{E}^{re}$ ).

En partant de la première équation de Maxwell exprimée pour les champs totaux :

$$\overrightarrow{rot E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (IV.7)$$

En appliquant le théorème de Stokes, la circulation électrique le long du contour fermé C qui délimite cette surface  $\Delta S$  s'écrit

$$\int_c \vec{E} \cdot d\vec{l} = -j\omega \int_{\Delta S} \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (IV.8)$$

On a :

$$\int_c \vec{E} \cdot d\vec{l} = \int_0^h [E_x(x, 0, z + \Delta z) - E_x(x, 0, z)] dx - \int_z^{z+\Delta z} [E_z(h, 0, u) - E_z(0, 0, u)] du \quad (IV.9)$$

$$\int_0^h E_x(x, 0, z + \Delta z) dx = \int_0^h E_x^d(x, 0, z + \Delta z) dx + \int_0^h E_x^i(x, 0, z + \Delta z) dx \quad (IV.10)$$

$$\int_0^h E_x(x, 0, z) dx = \int_0^h E_x^d(x, 0, z) dx + \int_0^h E_x^i(x, 0, z) dx \quad (IV.11)$$

Par définition, la tension transverse entre le fil et le plan de masse, produite par le courant circulant sur le fil est :

$$V^d = -\int_0^h E_z(x, 0, z) dx \quad (IV.12)$$

D'où :

$$\int_0^h E_x(x, 0, z) dx = -V^d(z) + \int_0^h E_x^i(x, 0, z) dx \quad (IV.13)$$

Et ;

$$\int_0^h E_x(x, 0, z + \Delta z) dx = -V^d(z + \Delta z) + \int_0^h E_x^i(x, 0, z + \Delta z) dx \quad (IV.14)$$

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

La définition de l'impédance de surface du fil permet d'écrire :

$$E_z(h, 0, u) = Z_f I(z) \quad (\text{IV.15})$$

D'où :

$$\int_z^{z+\Delta z} E_z(h, 0, u) du = Z_f I(z) \int_z^{z+\Delta z} du \quad (\text{IV.16})$$

$$= \Delta z Z_f I(z) \quad (\text{IV.17})$$

Le plan de base étant parfaitement conducteur :  $E_z(0, 0, u) = 0$  (IV.18)

D'où :  $\int_z^{z+\Delta z} E_z(0, 0, u) du = 0$  (IV.19)

On a alors :

$$\oint_c \vec{E} \cdot d\vec{l} = -V^d(z + \Delta z) + V^d(z) + \int_0^h E_x^i(x, 0, z + \Delta z) - \int_0^h E_x^i(x, 0, z) dx - \Delta z Z_f I(z) \quad (\text{IV.20})$$

D'autre part, on peut écrire :

$$\int_0^h E_x^i(x, 0, z + \Delta z) - \int_0^h E_x^i(x, 0, z) dx = \Delta z \int_0^h \frac{\partial E_x^i}{\partial z} dx \quad (\text{IV.21})$$

Donc :  $\oint_c \vec{E} \cdot d\vec{l} = -V^d(z + \Delta z) + V^d(z) + \int_0^h \frac{\partial E_x^i}{\partial z} - \Delta z Z_f I(z)$  (IV.22)

On a :  $-j\omega \int_{\Delta S} \vec{B} \cdot d\vec{s} = -j\omega \int_0^h \int_z^{z+\Delta z} B_y(x, 0, z) dx dz$  (IV.23)

$$= -j\omega \int_z^{z+\Delta z} dz \int_0^h B_y(x, 0, z) dx \quad (\text{IV.24})$$

$$= -j\omega \Delta z \int_0^h B_y(x, 0, z) dx \quad (\text{IV.25})$$

D'autre part, on a :

$$\int_0^h B_y(x, 0, z) dx = \int_0^h B_y^i(x, 0, z) dx + \int_0^h B_y^d(x, 0, z) dx \quad (\text{IV.26})$$

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

Et ;

$$\overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{E} = \frac{\partial E_x^i}{\partial z} - \frac{\partial E_z^i}{\partial x} = -j\omega B_y^i \quad (\text{IV.27})$$

D'où :

$$-j\omega \int_{\Delta s} \overrightarrow{B} \cdot \overrightarrow{ds} = \int_0^h \frac{\partial E_x^i}{\partial z} dx - \int_0^h \frac{\partial E_z^i}{\partial x} dx - j\omega \int_0^h B_y^d dx \quad (\text{IV.28})$$

En égalant les expressions et en divisant par  $\Delta z$ , on obtient :

$$-V^d(z + \Delta z) + V^d(z) + \int_0^h \frac{\partial E_x^i}{\partial z} - \Delta z Z_f I(z) = \int_0^h \frac{\partial E_x^i}{\partial z} dx - \int_0^h \frac{\partial E_z^i}{\partial x} dx - j\omega \int_0^h B_y^d dx \quad (\text{IV.29})$$

$$+ \frac{\partial V^d}{\partial z} + \Delta z Z_f I(z) = + \int_0^h \frac{\partial E_z^i}{\partial x} dx + j\omega \int_0^h B_y^d dx \quad (\text{IV.30})$$

D'autre part, on a :

$$\int_0^h \frac{\partial E_z^i}{\partial x} dx = E_z^i(h) - E_z^i(o) \quad (\text{IV.31})$$

Avec :

$$E_z^i(o) = 0$$

L'équation devient :

$$\frac{\partial V^d}{\partial z} + Z_f I(z) + j\omega \int_0^h B_y^d dx = E_z^i(h) \quad (\text{IV.32})$$

Le terme intégral, proportionnel au courant  $I(z)$  traduit l'inductance linéique  $L_e$  de la ligne. Soit  $Z$  l'impédance linéique de la ligne de transmission constituée par le fil et le plan de masse, son expression est donnée par :

$$Z = Z_f + jL_e\omega \quad (\text{IV.33})$$

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

L'équation (IV.32) s'écrit donc :

$$\frac{\partial V^d}{\partial z} + Z I(z) = E_z^i(h) \quad [1] \quad (\text{IV.34})$$

En partant de la deuxième équation de Maxwell exprimée pour les champs totaux :

$\vec{\text{rot}} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$  on obtient la deuxième équation différentielle reliant la tension et le courant :

$$\frac{\partial I}{\partial z} + Y V^d = 0 \quad [1] \quad (\text{IV.35})$$

Pour un plan de masse parfaitement conducteur, Y correspond à la capacité électrostatique du câble par rapport à ce plan.

Les paramètres Z et Y sont reliés à l'exposant de propagation  $\gamma_p$  par la relation :

$$Z Y = \gamma_p^2 \quad [1] \quad (\text{IV.36})$$

En tirant l'expression de la tension  $V^d$  de l'équation (IV.35) et l'injectant dans l'équation (IV.34) :

$$\frac{\partial^2 I}{\partial z^2} - \gamma_p^2 I = -Y E_z^i(h) \quad [1] \quad (\text{IV.37})$$

En tirant l'expression du courant I de l'équation (IV.34) et l'injectant dans l'équation (IV.35) :

$$\frac{\partial^2 V^d}{\partial z^2} - \gamma_p^2 V^d = \frac{\partial E_z^i(h)}{\partial z} \quad [1] \quad (\text{IV.38})$$

Les solutions de ces équations différentielles se mettent sous la forme :

$$I(z) = [K_1 + P(z)] \exp(\gamma_p z) + [K_2 + Q(z)] \exp(-\gamma_p z) \quad [1] \quad (\text{IV.39})$$

$$V^d(z) = Z_c \{ [K_1 + P(z)] \exp(-\gamma_p z) - [K_2 + Q(z)] \exp(\gamma_p z) \} \quad [1] \quad (\text{IV.40})$$

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

Avec :

$$P(z) = \frac{1}{2Z_c} \int_0^z \exp(\gamma_p v) E_z^i(h, v) dv \quad [1] \quad (\text{IV.41})$$

$$Q(z) = \frac{1}{2Z_c} \int_z^L \exp(-\gamma_p v) E_z^i(h, v) dv \quad [1] \quad (\text{IV.42})$$

$Z_c$  = impédance caractéristique de la ligne de transmission de longueur.

$K_1, K_2$  = constantes d'intégration qui doivent être déterminées par les conditions aux limites.

### IV.1.2. Cas particulier d'une ligne de longueur infinie :

Soit une ligne de transmission se situant à une hauteur  $h$  du plan de masse, attaquée par une onde plane incidente ayant une composante  $E_z^i(h)$  à cette hauteur.

L'exposant de propagation associé à cette onde suivant l'axe  $z$  est  $k_z$ , avec :

$$E_z^i(h) = E_{z_0}^i(h) \exp(j\omega t - k_z z) \quad [1] \quad (\text{IV.42})$$

Pour une ligne de longueur infinie, l'expression du courant se déduit de la relation générale du courant donnée par la relation (IV.39) :

$$I(z) = \frac{1}{2Z_c} \left[ \int_{-\infty}^z \exp(\gamma_p v) E_{z_0}^i(h) \exp(-k_z v) dv \right] \exp(-\gamma_p z) + \frac{1}{2Z_c} \left[ \int_z^{\infty} \exp(-\gamma_p v) E_{z_0}^i(h) \exp(-k_z v) dv \right] \exp(\gamma_p z) \quad [1] \quad (\text{IV.43})$$

L'équation différentielle (IV.34) montre que l'onde incidente engendre sur une longueur  $dv$  un terme source, générateur de tension équivalent valant  $dv$ .

On peut considérer que chaque extrémité de ce générateur est branchée sur l'impédance caractéristique  $Z_c$  de la ligne au-dessus du sol. Le courant  $dI$  provoqué, en un point d'abscisse  $z$  par ce générateur situé à une abscisse  $v$  vaut  $dI(v) \exp(-\gamma_p |z - v|)$ . Ainsi, le courant total s'obtient en sommant tous ces courants élémentaires :

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

$$I(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{E_{z_0}^i(h) \exp(-k_z z)}{2 Z_c} \exp(-\gamma_p |z - v|) dv \quad [1] \quad (\text{IV.44})$$

Dans le cas d'une onde plane, l'amplitude  $E_{z_0}^i$  est constante et l'expression se met sous la forme :

$$I(z) = \frac{E_{z_0}^i \exp(-k_z z)}{Z_c} \frac{\gamma_p}{\gamma_p^2 - k_z^2} \quad [1] \quad (\text{IV.45})$$

Si l'attaque de la ligne se fait d'une façon simultanée, l'exposant de propagation  $k_z$  est nul. D'où:

$$I(z) = \frac{E_{z_0}^i(h)}{\gamma_p Z_c} = \frac{E_{z_0}^i}{Z} \quad [1] \quad (\text{IV.46})$$

Avec :

$Z$  = impédance linéique de la ligne.

### IV.1.3. Introduction des conditions aux limites et influence des fils de descente :

Un fil, placé à une hauteur  $h$  du plan de masse, doit avoir une liaison avec celui-ci en introduisant un fil de descente. En suppose que ce fil de descente soit vertical. Dans ce cas, la composante verticale du champ magnétique pourra induire un courant.

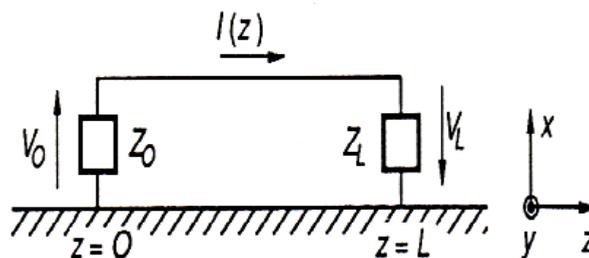


Figure IV-4 : Tensions perturbatrices apparaissant aux extrémités de la ligne.

L'induction sur les parties verticales joue un rôle fondamental dès que le champ électromagnétique incident ait une composante verticale d'amplitude importante. Si la

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

hauteur du fil est petite devant la longueur d'onde, la distribution du courant sur la partie verticale sera pratiquement constante.

En négligeant le rayonnement du fil vertical et l'interaction avec les brins horizontaux, la force électromotrice induite à l'origine ( $z=0$ ) sur le fil vertical est donnée par :

$$V^i(0) = \int_0^h E_x^i(x, 0, 0) dx \quad [1] \quad (\text{IV.47})$$

A l'autre extrémité de la ligne, on a :

$$V^i(l) = \int_0^h E_x^i(x, 0, L) dx \quad [1] \quad (\text{IV.48})$$

Par définition, l'impédance caractéristique équivalente à la partie verticale d'une antenne cylindrique de demi-hauteur  $h$  est donnée par :

$$Z_{cb} = 60 \ln \left( \frac{2h}{a} - 1 \right) \quad [1] \quad (\text{IV.49})$$

Avec :  $a$  = rayon du conducteur.

Dans la pratique et pour  $2h > a$ , cette impédance est équivalente à l'impédance caractéristique de la ligne horizontale. De ce fait, on peut dire que la ligne de longueur  $L$ , chargée par des impédances  $Z_0$  et  $Z_L$ , était prolongée de ses deux cotés par un tronçon de ligne de longueur  $h$  et tout ce passe comme si on avait une ligne horizontale de longueur  $L$  chargée par des impédances ramenées  $Z_{0r}$  et  $Z_{Lr}$  respectivement aux points  $Z=0$  et  $Z=L$ .

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

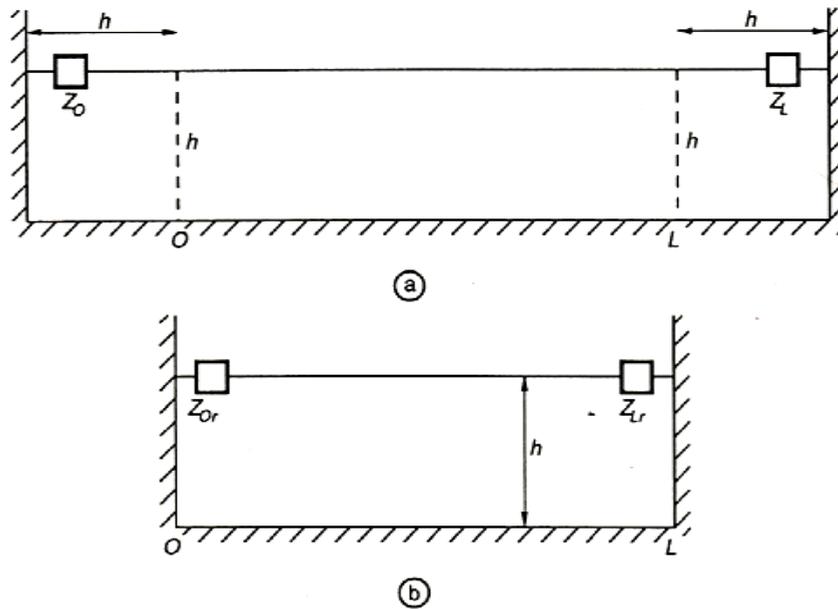


Figure IV-5 : Equivalence entre une ligne de longueur  $L+2h$  chargée par des impédances  $Z_0$  et  $Z_L$  (a) et une ligne de longueur  $L$  chargée par les impédances ramenées  $Z_{0r}$  et  $Z_{Lr}$  (b).

Si les fils de descente sont soumis à un champ électrique vertical  $E_x^i$ , le schéma équivalent général est indiqué sur la figure (IV-6).

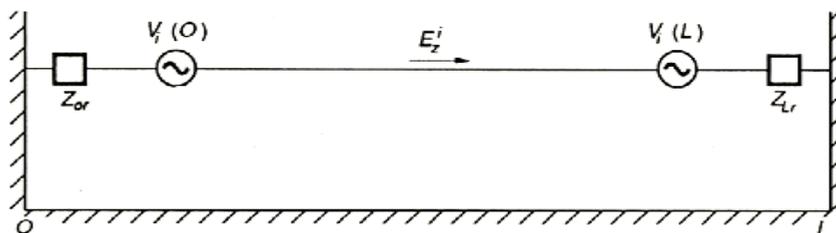


Figure IV-6 : Introduction des générateurs de tension  $V_i(0)$  et  $V_i(L)$  traduisant le couplage sur les parties verticales de a ligne.

Compte tenu de l'orientation du courant  $I(z)$ , la d.d.p aux extrémités de la ligne correspond à la tension  $V^d$  :

$$V^d(0) = -Z_{0r}I_0 + V^i(0) = -\frac{1}{Y} \left( \frac{\partial I}{\partial z} \right)_{z=0} \quad [1] \quad (\text{IV.50})$$

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

$$V^d(L) = -Z_{Lr}I_L + V^i(L) = -\frac{1}{Y} \left( \frac{\partial I}{\partial z} \right)_{z=L} \quad [1] \quad (\text{IV.51})$$

Les courants traversant les impédances terminales sont donnés par les relations suivantes :

$$I_0 = \frac{Z_{Lr} \sin j\gamma_p L + jZ_c \cos j\gamma_p L}{D} \int_0^h E_x^i(x, 0, 0) dx - j \frac{Z_c}{D} \int_0^h E_x^i(x, 0, L) dx + \frac{1}{D} \int_0^L E_z^i(h, 0, z) [Z_{Lr} \sin j\gamma_p(L-z) + jZ_c \cos j\gamma_p(L-z)] dz. [1] \quad (\text{IV.52})$$

$$I_L = -\frac{Z_{0r} \sin j\gamma_p L + jZ_c \cos j\gamma_p L}{D} \int_0^h E_x^i(x, 0, L) dx + j \frac{Z_c}{D} \int_0^h E_x^i(x, 0, 0) dx + \frac{1}{D} \int_0^L E_z^i(h, 0, z) [jZ_c \sin j\gamma_p z + Z_{0r} \cos j\gamma_p z] dz. [1] \quad (\text{IV.53})$$

Avec :

$$D = (Z_{0z}Z_{Lr} + Z_c^2) \sin j\gamma_p L + jZ_c(Z_{0r} + Z_{Lr}) \cos j\gamma_p L. [1] \quad (\text{IV.54})$$

La répartition du courant le long de la ligne est obtenue à partir de la relation suivante :

$$I(z) = I_z \frac{\sin j\gamma_p z}{\sin j\gamma_p L} - I_0 \frac{\sin j\gamma_p(z-L)}{\sin j\gamma_p L} - \frac{\sin j\gamma_p(z-L)}{j\gamma_p \sin j\gamma_p L} \int_0^z Y E_z^i(h, 0, u) \sin j\gamma_p u du - \frac{\sin j\gamma_p(z-L)}{j\gamma_p \sin j\gamma_p L} \int_0^z Y E_z^i(h, 0, u) \sin j\gamma_p u du [1] \quad (\text{IV.55})$$

### IV.1.4. Influence de la longueur de la ligne :

#### IV.1.4.a. Cas où l'influence des fils de descente est négligée :

Pour un fil infiniment conducteur, l'amplitude du courant en  $z=0$  est donnée par :

$$I(0) = \frac{E_z^i}{\beta D} [jZ_c \sin \beta L - Z_L(1 - \cos \beta L)] [1] \quad (\text{IV.56})$$

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

Avec :

$$D = -(Z_0 Z_L + Z_c^2) \sin \beta L + j Z_c (Z_0 + Z_L) \cos \beta L \quad [1] \quad (\text{IV.57})$$

Où :

$Z_c$  : Impédance caractéristique de la ligne.

$\beta$  : Exposant de phase de propagation ( $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ ).

Pour une onde se propageant verticalement, le champ incident est donné par :

$$E_z^i = E_z^{ip} \left( 1 - \exp\left(-\frac{j4\pi h}{\lambda}\right) \right) \quad [1] \quad (\text{IV.58})$$

### ➤ Exemple d'application :

On considère une ligne horizontale, de longueur 20m, de rayon 5mm placée à une hauteur de 50cm au-dessus du sol. Le champ primaire incident est normalisé à 1V/m.

Les courbes de la figure (IV-7) on été tracées pour des valeurs d'impédance terminales  $Z_0$  et  $Z_L$  identiques et valant respectivement : 0, 1 $\Omega$ , 10 $\Omega$  et 100 $\Omega$ .

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

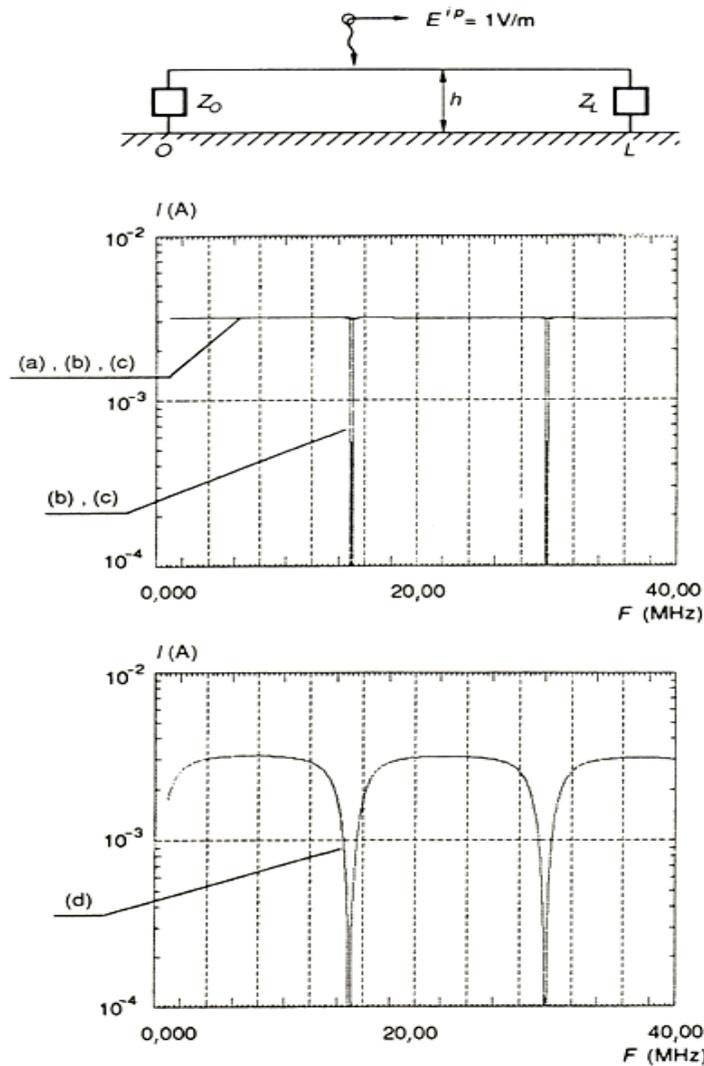


Figure IV-7: Variation du courant en fonction de la fréquence pour une ligne de longueur  $L=20$  m située à une hauteur  $h = 50$  cm au-dessus d'un plan de masse. Les impédances de charge  $Z_0 = Z_L$  valent respectivement : a)  $0 \Omega$  ; b)  $1 \Omega$  ; c)  $10 \Omega$  ; d)  $100 \Omega$ .

On remarque que pour une ligne court-circuitée aux extrémités, la valeur du courant induit ne dépend pas de la fréquence. On peut déduire de ce fait qu'une ligne en court-circuit se comporte comme une boucle magnétique dont l'impédance varie linéairement en fonction de la fréquence. Le courant résultant reste constant et vaut:

$$I = \frac{E^i}{\beta Z_c} = \frac{E^i}{Z} \quad [1] \tag{IV.59}$$

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

On remarque aussi que dès que  $Z_0$  et  $Z_L$  sont différents de zéro, des minimums se produisent lorsque  $L = k\lambda$ . Un phénomène d'antirésonance se produit lorsque les conditions géométriques et électriques d'excitation sont telles que l'amplitude du courant s'annule. D'autre part, lorsque la résistance terminale varie, les valeurs maximales du courant ne dépassent jamais la valeur obtenue en court-circuit.

### IV.2.4.b. Prise en compte des fils de descente :

Des formules très simples sont obtenues lorsque le champ incident n'a qu'une composante horizontale  $E^i$  indépendante de  $z$ . pour ce la, on considère le cas d'une ligne allongée par les deux fils de descente.

La distribution de courant à une abscisse  $z$  ( $h < z < L+h$ ) de la partie illuminée se met sous la forme suivante :

$$I(z) = I_L \frac{\sin \beta z}{\sin \beta(L+2h)} - I_0 \frac{\sin \beta [z - (L+2h)]}{\sin \beta(L+2h)} + j \frac{E^i \sin \beta [z - (L-2h)]}{Z_c \beta \sin \beta(L-2h)} (\cos \beta z - \cos \beta h) + j \frac{E^i \sin \beta z}{Z_c \beta \sin \beta(L-2h)} (\cos \beta h - \cos \beta (z - (L+2h))) \quad [1] \quad (IV.60)$$

Avec :

$$I_0 = -j \frac{E^i}{\beta D} (Z_L \cos \beta h - \cos \beta (z - (L+h)) - jZ_c [\sin \beta (L+\beta) - \sin \beta h]) \quad [1] \quad (IV.61)$$

$$I_L = -j \frac{E^i}{\beta D} (-jZ_c [\sin \beta (L+2h) - \sin \beta h] - Z_0 [\cos \beta (L+\beta) - \cos \beta h]) \quad [1] \quad (IV.62)$$

$$D = -(Z_0 Z_L + Z_c^2) \sin \beta (L+2h) + jZ_c (Z_0 + Z_L) \cos \beta (L+2h) \quad [1] \quad (IV.63)$$

Cette formule analytique montre que, pour une ligne court-circuitée, des résonances se produisent lorsque  $L + 2h = k\lambda$ .

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

Si la ligne est adaptée et le point d'observation se situe sur la partie horizontale de la ligne, l'expression du courant devient :

$$I(z) = \frac{E^i}{2jZ_c\beta} \left\{ 2 - \exp(j\beta(h-z)) - \exp(-j\beta(L+h-z)) \right\} [1] \quad (\text{IV.64})$$

D'après cette relation, on remarque qu'aux extrémités de la ligne,  $z = h$  où  $z = L+h$ , des minimums (antirésonances) se produisent pour des fréquences telles que la partie horizontale illuminée de la structure vérifie la relation  $L = k\lambda$ .

### ➤ Exemple d'application :

On considère une ligne horizontale, de longueur 20m, de rayon 5mm placée à une hauteur de 50cm au-dessus du sol. Le champ primaire incident est normalisé à 1V/m.

Un calcul mené par la théorie des antennes permet de tracer les courbes de la figure pour des impédances de charge  $Z_0$  et  $Z_L$  identiques et valant respectivement : 0, 1 $\Omega$ , 10 $\Omega$ , 100 $\Omega$  et 318  $\Omega$  (correspondant à l'impédance caractéristique de la ligne).

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

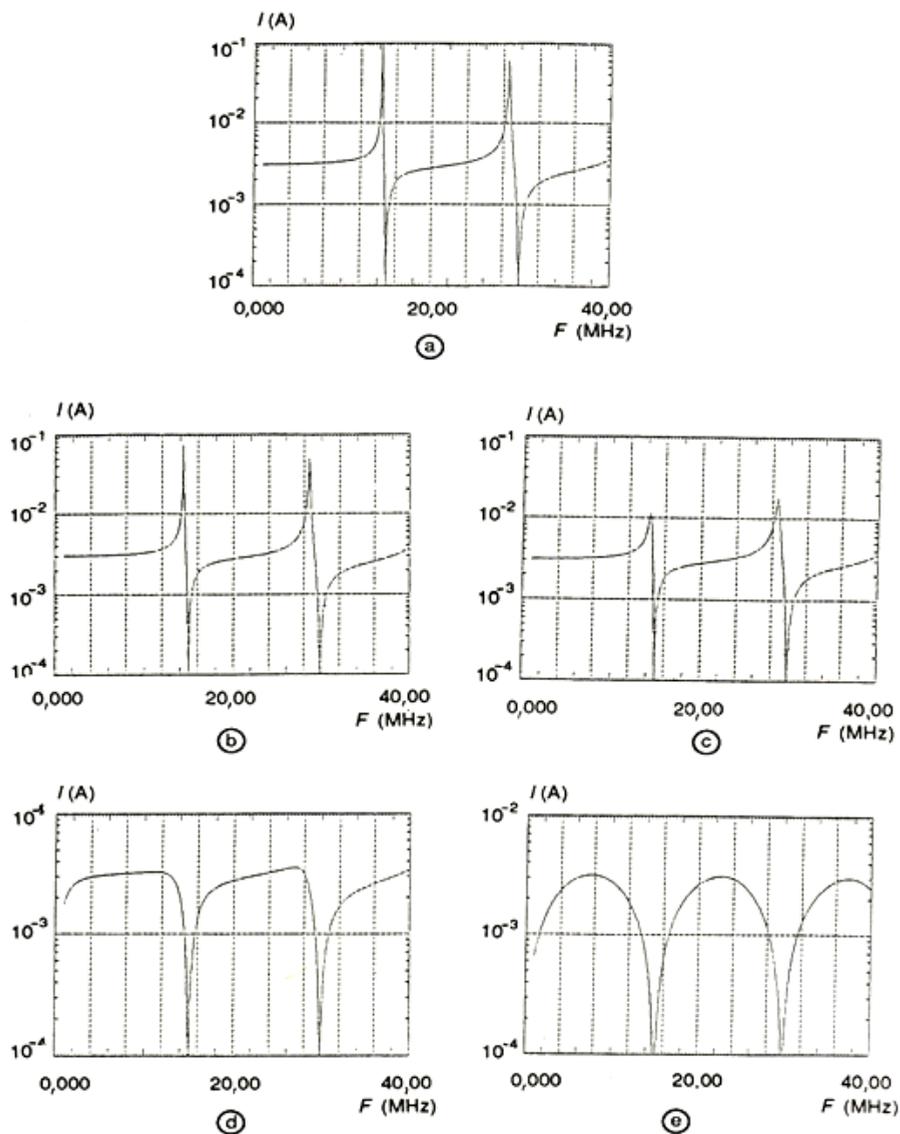


Figure IV-8 : Variation du courant en bout de ligne en fonction de la fréquence pour différentes impédances de charge. Calcul mené par la théorie des antennes : a)  $0$ , b)  $1 \Omega$ , c)  $10 \Omega$ , d)  $100 \Omega$ , e)  $318 \Omega$ .

On constate qu'il existe des fréquences de résonances qui n'ont pas été prévues par la théorie des lignes, car cette dernière néglige les phénomènes de rayonnement et notamment celui de la partie verticale sur la partie horizontale.

## IV.2. Couplage à une ligne parallèle à la surface du sol :

### IV.2.1. Détermination des exposants linéiques de propagation :

#### IV.2.1.a. Equation modale :

On considère une ligne de longueur infinie, assimilée à un fil cylindrique de rayon  $a$ , située à une hauteur  $h$  au dessus du sol dont les caractéristiques électromagnétiques sont notées  $\epsilon_2$ ,  $\mu_2$  et  $\sigma_2$ .

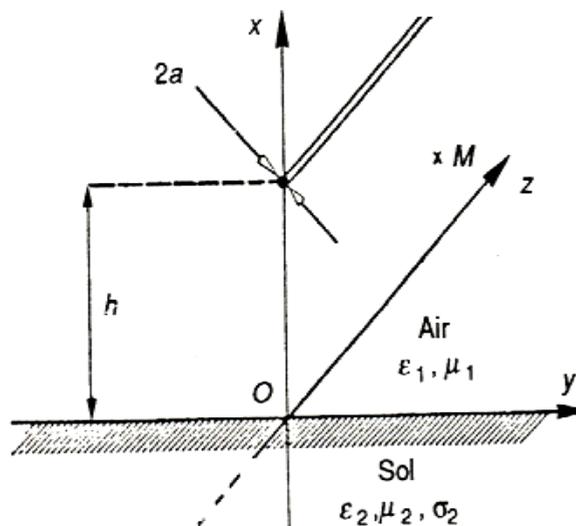


Figure IV-9 : Configuration géométrique de la ligne.

Le courant traversant cette ligne est donné sous la forme suivante :

$$I(z) = \sum_m I_{0m} \exp(\Gamma_m z + j\omega t) \quad [1] \quad (\text{IV.65})$$

.Avec :

$\Gamma_m$  = exposant de propagation inconnue.

Si la sommation sur l'indice  $m$  est continue, cela correspond aux modes rayonnés. Contrairement aux modes guidés qui sont caractérisés par des valeurs discrètes de  $m$ .

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

On définit l'exposant de propagation réduit, noté  $\eta_m$ , par :

$$\eta_m = \frac{\Gamma_m}{\gamma_1} \quad [1] \quad (IV.66)$$

Avec :

$\gamma_1$  = exposant de propagation intrinsèque dans l'air.

Tant que le rayon a reste faible par rapport à la longueur du fil, les calculs peuvent se simplifier en supposant que la présence du sol ne modifie pas la répartition du courant le long de la circonférence du fil.

Pour une valeur particulière de  $\eta_m$ , l'onde se propageant sur le fil peut être décomposée en une onde transverse magnétique (TM) et transverse électrique (TE). D'où, les champs électromagnétiques dans l'air s'expriment en fonction du potentiel vecteur de Hertz électrique  $\pi_1 \vec{u}_z$  et d'un potentiel vecteur magnétique  $\pi_1^* \vec{u}_z$ . On a donc :

$$\vec{E}_1 = \overrightarrow{rot} \overrightarrow{rot} \pi_1 \vec{u}_z - j\omega \mu \overrightarrow{rot} \pi_1^* \vec{u}_z \quad [1] \quad (IV.67)$$

$$\vec{H}_1 = j\omega \varepsilon_1 \overrightarrow{rot} \pi_1 \vec{u}_z + \overrightarrow{rot} \overrightarrow{rot} \pi_1^* \vec{u}_z \quad [1] \quad (IV.68)$$

L'expression du champ électrique longitudinal créé dans l'air par un fil infiniment long est donnée par :

$$E_z = -\gamma_1^2 \xi^2 \pi_1 \quad [1] \quad (IV.69)$$

Avec :

$$\xi^2 = 1 - \eta_m^2 \quad [1] \quad (IV.70)$$

Le potentiel  $\pi_1$  peut être considéré comme la somme d'un potentiel primaire associé au rayonnement du fil dans un milieu homogène et infini et d'un potentiel secondaire traduisant la présence du sol.

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

Afin de pouvoir exprimer les conditions aux limites, il va falloir calculer le champ électrique  $E_z$  en un point situé à la surface du fil. Et d'après ce qui précède, l'amplitude du courant a une symétrie de révolution. Donc, les résultats peuvent varier selon le point choisi le long de la circonférence du fil. Afin d'éviter cela, on utilise une valeur moyenne du champ électrique qui a été proposée par Olsen et Chang, ce qui se traduit par :

$$\int_{-\pi}^{+\pi} \pi_1(\varphi, a) d\varphi = 0 \quad [1] \quad (\text{IV.71})$$

L'équation modale que doit vérifier l'exposant de propagation réduit  $\eta_m$  est donnée par l'expression suivante :

$$M(\eta)_{\eta=\eta_m} = 0 \quad [1] \quad (\text{IV.72})$$

Avec :

$$M(\eta) = \left\{ \xi^2 [H_0^{(2)}(A\xi) - H_0^{(2)}(2H\xi)J_0(A\xi)] + J_0(A\xi)[P(\eta) - Q(\eta)] \right\} J_0(A\xi) \quad [1] \quad (\text{IV.73})$$

Et ;

$$p(\eta) = \frac{2j}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-2hu_1)}{u_1 + u_2} d\lambda \quad [1] \quad (\text{IV.74})$$

$$Q(\eta) = \frac{2j\eta^2}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-2hu_1)}{u_1 + n^2u_2} d\lambda \quad [1] \quad (\text{IV.75})$$

$$u_1 = \sqrt{\lambda^2 - \xi^2}, \quad u_2 = \sqrt{\lambda^2 + \eta^2 - n^2} \quad [1] \quad (\text{IV.76})$$

$n$  est le rapport des exposants de propagation intrinsèques du sol et de l'air :

$$n = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \quad [1] \quad (\text{IV.77})$$

$J_0$  et  $H_0$  sont respectivement les fonctions de Bessel et de Hankel dépendant des variables  $A$  et  $H$  qui désignent respectivement le rayon et la hauteur du fil.

$$A = -j\lambda_1 a \quad \text{et} \quad H = -j\lambda_1 h \quad [1] \quad (\text{IV.78})$$

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

Dans le cas d'une approximation quasi TEM, l'équation modale se met sous la forme suivante :

$$M(\eta) \approx (1 - \eta^2) \ln \frac{2h}{a} + P_a - Q_a \quad [1] \quad (\text{IV.79})$$

Les formules approchées de  $P_a$  et  $Q_a$  étant données par :

$$P_a = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-2h|\lambda|)}{u_{2a} + |\lambda|} d\lambda \quad [1] \quad (\text{IV.80})$$

$$Q_a = \eta^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-2h|\lambda|)}{u_{2a} + n^2|\lambda|} d\lambda \quad [1] \quad (\text{IV.81})$$

Avec :

$$u_{2a} = \sqrt{\lambda^2 - \gamma_1^2 + \gamma_2^2} \approx \sqrt{\lambda^2 + \lambda_2^2} \quad [1] \quad (\text{IV.82})$$

### IV.2.1.b. Distribution du courant le long d'une ligne excitée en un point :

On considère un fil parallèle au sol, excité en une zone de largeur très petite au voisinage de  $z=0$ , par une source de tension parasite  $E_z^i \delta(z)$ . La valeur moyenne du champ électrique à la surface du fil et rayonné par celui-ci vérifie la relation suivante :

$$E_z(z) = -E_z^i \delta(z) \quad [1] \quad (\text{IV.83})$$

Avec :

$\delta$  = fonction de Dirac de surface unité.

Dans le cas d'un fil possédant une longueur de l'ordre de quelques longueurs d'onde dans l'air, le courant  $I(z)$  se détermine par la méthode des moments. Par contre, dans le cas d'une ligne très longue, le courant  $I(z)$  ne peut pas être déterminé par la même méthode à causes des problèmes de capacité mémoire sur ordinateur et de précisions de calculs trop importantes.

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

Dans le cas d'un fil de longueur infinie, à l'aide des présentations intégrales des fonctions de Bessel et Hankel, on montre que le champ  $dE_z$  créé à la surface du fil par élément de courant de longueur  $dz'$  situé à l'abscisse  $z'$  est donné par :

$$dE_z(z) = \frac{Z_0 \gamma_1^2}{8\pi} I(z') dz' \int_{-\infty}^{+\infty} M(\eta) \exp(-\gamma_1 \eta (z - z')) d\eta \quad [1] \quad (\text{IV.84})$$

Avec :

$Z_0$  = impédance d'onde du vide.

Le champ total en un point d'abscisse  $z$  s'obtient en intégrant la contribution de tous les éléments  $dz'$  le long de la ligne s'étendant de  $-l$  à  $+l$  :

$$E_z(z) = \int_{-l}^{+l} dE_z(z, z') dz' \quad [1] \quad (\text{IV.85})$$

Pour un fil parfaitement conducteur et de longueur infinie, la condition aux limites à sa surface s'écrit :

$$\frac{Z_0 \gamma_1^2}{8\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} N(z - z') I(z') dz' = -E_z^i \delta(z) \quad [1] \quad (\text{IV.86})$$

Avec :

$$N(z - z') = \int_{-\infty}^{+\infty} M(\eta) \exp(-\gamma_1 \eta (z - z')) d\eta \quad [1] \quad (\text{IV.87})$$

Le courant  $I(z)$  dans le cas d'une ligne de longueur infinie est donné par la relation suivante :

$$I(z) = \frac{2}{\pi Z_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-\gamma_1 \eta z)}{M(\eta)} d\eta \quad [1] \quad (\text{IV.88})$$

En particulier, le courant  $I_{LT}$  associé au mode ligne de transmission est donné par :

$$I_{LT} = \frac{4j}{Z_0} \frac{1}{\partial M / \partial \eta} \exp(-\Gamma_{LT} z) \quad [1] \quad (\text{IV.89})$$

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

Dans ce cas, l'onde se propage suivant l'axe des  $z$  avec l'exposant  $\Gamma_{LT}$ . Le courant total se décompose en trois termes :

$$I(z) = I_{LT} + I_R + I_{Rayonnés} \quad [1] \quad (IV.90)$$

Avec :

$I_R$  = courant associé au mode rapide.

$I_{Rayonnés}$  = courant associé aux modes dits « rayonnés ».

La figure (IV-10) représente la contribution du courant le long d'une ligne située à une hauteur de 9 m et pour une fréquence de 1,5 MHz. Les paramètres du sol étant  $\sigma_2 = 10^{-2}$  S/m et  $\epsilon_{r2} = 5$ , les conditions d'approximation quasi TEM sont vérifiées ( $\sigma_2/\omega \epsilon_2 = 24$  et  $h/\lambda = 0,045$ ). L'amplitude du courant est normalisée à 100 dB au voisinage de la zone d'excitation.

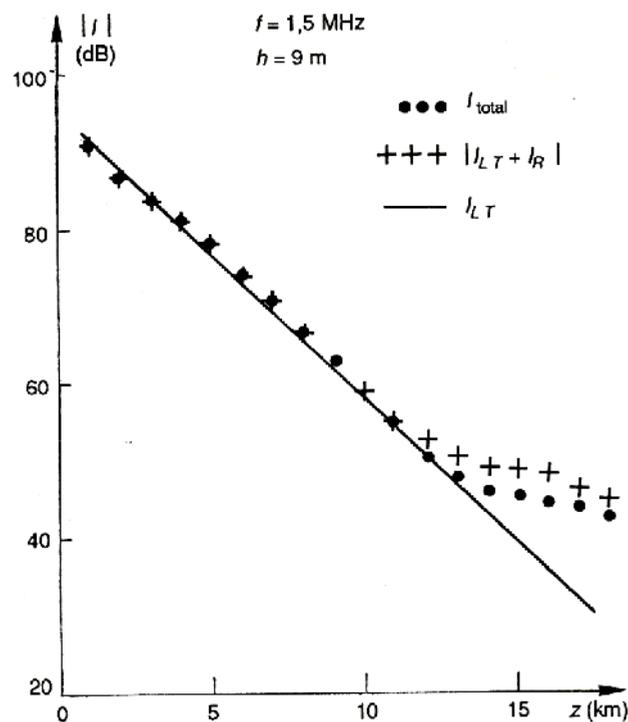


Figure IV-10 : Distribution du courant.

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

On remarque que lorsqu'on se place loin de l'émetteur, le courant décroît exponentiellement dans les dix premiers kilomètres. Le coefficient d'affaiblissement est celui du mode ligne de transmission. Lorsque la distance devient plus importante, la loi de la distribution du courant s'écarte fortement de la décroissance exponentielle car le mode rapide représente un coefficient d'affaiblissement linéique plus faible que celui du mode ligne de transmission.

### IV.2.2. Courant induit par une onde plane incidente :

#### IV.2.2.a. Cas d'une ligne infinie :

On peut généraliser le cas précédent, excitation ponctuelle de ligne, à un couplage d'un fil à une onde électromagnétique et on aboutit à l'équation intégrale que doit satisfaire le courant et qui, à partir de l'équation ( ) se met sous la forme :

$$-\frac{Z_0 \gamma_1^2}{8\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} N(z-z') I(z') dz = E_z^i(z) \quad [1] \quad (\text{IV.91})$$

Avec :

$$N(z-z') = \int_{-\infty}^{+\infty} M(\eta) \exp(-\gamma_1 \eta (z-z')) d\eta \quad [1] \quad (\text{IV.92})$$

En utilisant les propriétés des transformées de Fourier et du théorème de convolution, on obtient :

$$I(z) = \frac{2j}{\pi Z_0 \gamma_1} \int_{-\infty}^{+\infty} E_z^i(z') R(z-z') dz \quad [1] \quad (\text{IV.93})$$

Avec :

$$R(z-z') = -j\gamma_1 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp[-\gamma_1 \eta (z-z')]}{M(\eta)} d\eta \quad [1] \quad (\text{IV.94})$$

Des formules analytiques simples sont obtenues si on prend compte d'une seule constante de propagation qui est celle déterminée à l'aide de l'approximation quasi-TEM. On a dans ce cas :

$$M(\eta) = \frac{4}{\omega \mu_1 Y_a} [Z_a Y_a - \gamma_1^2 \eta^2] \quad [1] \quad (\text{IV.95})$$

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

$Z_a$  et  $Y_a$  étant les paramètres linéiques homogènes respectivement à une impédance et à une admittance. Tel que :

$$Z_c = \sqrt{\frac{Z_a}{Y_a}} \quad [1] \quad (IV.96)$$

Lorsque le champ incident  $E_z^i(z)$  est constant le long du fil, l'expression du courant devient :

$$I(z) = \frac{E_z^i}{\Gamma Z_c} \quad [1] \quad (IV.97)$$

Avec :

$$\Gamma = \text{exposant de propagation du mode quasi TEM } (\Gamma^2 = Z_a \cdot Y_a).$$

### IV.3.2.b. Cas d'une ligne de longueur finie :

En utilisant la théorie des lignes de transmission, l'application des conditions limites sur les extrémités du fil devient plus facile. Afin d'étudier un fil au-dessus du sol, on applique la même théorie approchée utilisée lors de l'étude d'une ligne en présence d'un plan infiniment conducteur. Comme il s'agit d'une théorie approchée, on trouve des difficultés de définir les différences de potentiel dans un plan transversal car l'onde qui se propage peut être décomposée en une onde transverse magnétique TM et une onde transverse électrique TE.

Dans le cas d'une onde TE, la théorie des lignes de transmission est généralisable, en introduisant une pseudo-différence de potentiel en calculant la circulation du champ électrique dans un plan transversal. Le résultat obtenu est indépendant du contour suivi. Par contre dans le cas d'une ligne au-dessus du sol, en absence de symétrie de révolution, cette pseudo-différence de potentiel ne peut pas s'obtenir de façon unique à cause de l'apparition de la composante TE.

Pour pouvoir appliquer la théorie des lignes, il va falloir supposer que la composante TE étant faible.

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

L'impédance linéique  $Z$  se met sous la forme :

$$Z = j\omega\mu \ln \frac{2h}{a} + Z'_s + \xi \quad [1] \quad (\text{IV.98})$$

$$Z'_s = \text{impédance superficielle du sol} : Z'_s = -E_{z_0}/I(z) \quad [1] \quad (\text{IV.99})$$

$E_{z_0}$  = composante horizontale du champ électrique à la surface du sol produite par un courant  $I(z)$  circulant sur le fil.

$\xi$  est un terme complémentaire, peu important en basses fréquences.

L'admittance linéique de la ligne provient de la capacité électrostatique  $C$  entre le fil et la surface du sol à laquelle s'ajoute un terme complémentaire

### IV.4. Exemple illustrant l'influence de la conductivité du sol :

Soit une ligne (figure IV-13) de 200 m de longueur, placée à une hauteur de 6m au-dessus du sol. Cette ligne est connectée à la terre par ses deux extrémités. On suppose que ses impédances terminales sont très faibles :  $Z_0 = Z_L = 1\Omega$ .

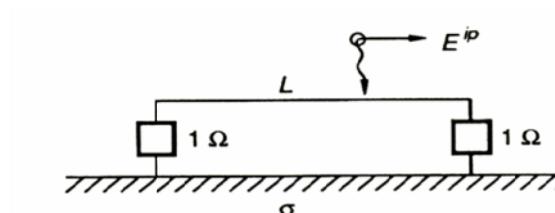


figure IV-13

On a vu précédemment dans le cas du couplage une ligne horizontale, qu'une ligne éclairée par une onde plane, incidente verticalement, ayant une amplitude  $E^{ip}$  normalisée à 1V/m, introduit des phénomènes de résonance et d'antirésonance.

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

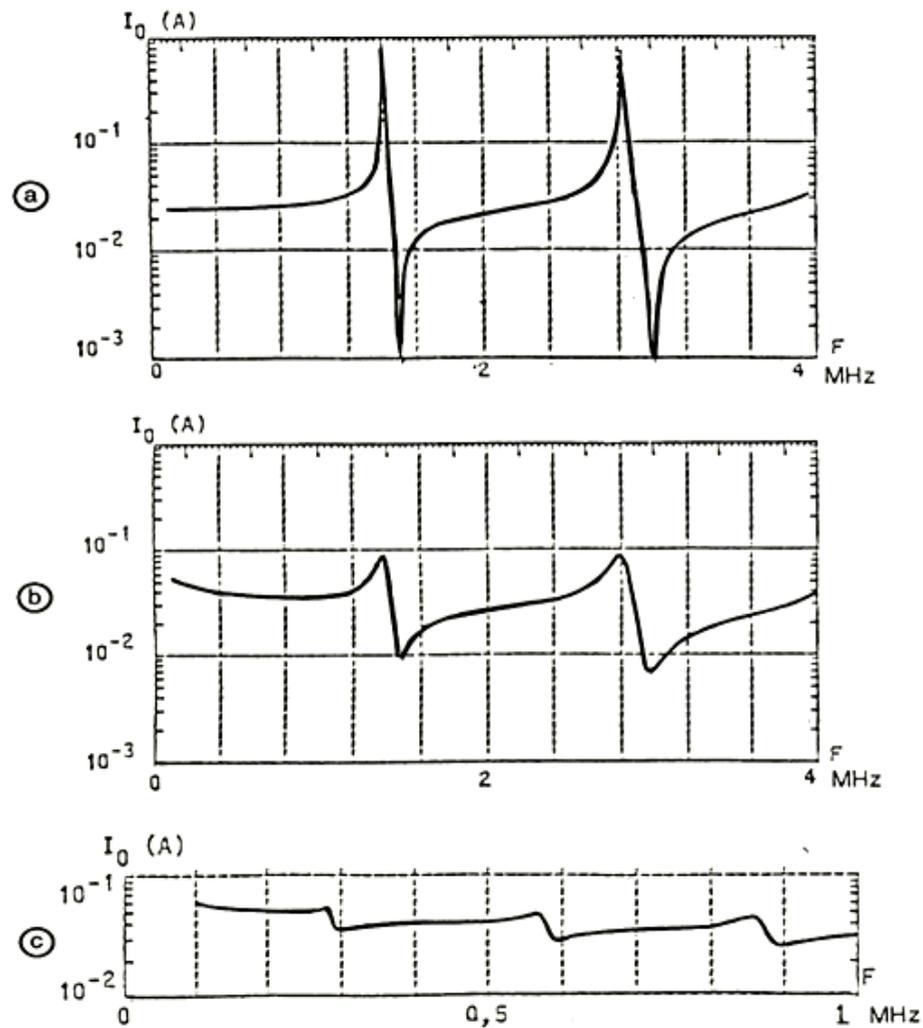


Figure IV-14 : Influence de la conductivité du sol sur l'amplitude du courant induit à une extrémité de la ligne.

a)  $\sigma \rightarrow \infty, L = 200m$ ;

b)  $\sigma = 10^{-2} S / m, L = 200m$ ;

c)  $\sigma = 10^{-2} S / m, L = 1000m$ .

La courbe de la figure (IV-14-a), qui représente la variation du courant à une extrémité de la ligne en fonction de la fréquence, est obtenue dans le cas d'un sol parfaitement conducteur. On remarque l'apparition des phénomènes de résonance.

La courbe de la figure (IV-14-b) est obtenue pour un sol de conductivité  $\sigma = 10^{-2} S / m$  et de perméabilité relative  $\epsilon_r = 5$ . On remarque un amortissement

## Chapitre IV : Couplage aux lignes au dessus d'un sol parfaitement conducteur

---

important des résonances dû à l'affaiblissement des ondes associées au courant se réfléchissant sur chaque extrémité de la ligne.

La courbe de la figure (IV-14-c) est obtenue dans les mêmes conditions que précédemment mais pour une ligne de 1000m de longueur. On remarque que les résonances ont pratiquement disparu et que le courant est presque indépendant de la fréquence lorsque  $f$  est inférieur à 100KHz .

On remarque aussi que la valeur moyenne du courant induit est pratiquement la même pour une ligne de 200m ou de 1000m de longueur.

### Conclusion :

Dans ce quatrième chapitre, nous avons exposé les équations de couplage entre une onde électromagnétique et une ligne placée au dessus d'un plan de masse. En se basant sur la théorie des lignes, nous avons vu que dans le cas d'une ligne parallèle à un plan de masse parfaitement conducteur, il suffisait de court-circuiter cette ligne et il n'aura plus d'apparition de phénomènes de résonance. Contrairement à cette théorie, la théorie des antennes permet de prévoir des résonances même si la ligne n'est pas court-circuitée à ses deux extrémités.

Le courant circulant le long d'une ligne excitée en un point, vérifiant les conditions de l'approximation quasi-TEM, ne suit pas la loi de décroissance exponentielle que sur une distance sur laquelle le courant subi un affaiblissement de 50dB.

La distribution du courant le long d'une ligne parallèle à la surface d'un sol parfaitement conducteur représente des phénomènes de résonances. Par contre, dans le cas d'un sol représentant des pertes et pour différentes longueurs de la ligne, les phénomènes de résonance et d'antirésonance s'atténuent et la valeur moyenne du courant le long de cette ligne reste presque constante quelque soit la longueur de la ligne. En effet, si les phénomènes de résonance et d'antirésonance peuvent être négligés dans le cas d'une ligne au-dessus d'un sol présentant des pertes. Cela signifie que la ligne se comporte comme une structure de longueur infinie.

### **Conclusion générale :**

L'étude des couplages en compatibilité électromagnétique est primordiale du fait de leur influence sur les systèmes électroniques. Au deuxième chapitre, nous avons présenté les modes, commun et différentiel, de propagation des signaux dans un système électronique. De plus, les méthodes consistant à convertir le mode commun, le plus perturbant, en mode différentiel le moins perturbant. La conversion MC-MD se calcule à l'aide d'un coefficient. On a constaté que parmi toutes les techniques permettant la réduction de ce coefficient, la fibre optique reste la meilleure solution car elle élimine le MC quelque soit la fréquence.

On s'est intéressé, au troisième chapitre, à définir les principaux modes de couplages existants en ayant proposé quelques remèdes plutôt géométriques que mathématiques. Il suffit donc de bien comprendre et de maîtriser le problème posé afin de réduire les perturbations électromagnétiques et de rendre le système plus compatible.

Au quatrième chapitre, nous avons étudié l'immunité d'une ligne de transmission à un champ électromagnétique externe. On a vu que la distribution du courant induit sur la ligne est obtenue en appliquant la théorie des lignes de transmission et on a vu que grâce aux impédances de transfert, on peut réduire facilement l'amplitude des tensions parasites à ses extrémités. De plus, on a vu l'influence de la conductivité du sol sur la distribution du courant : le courant induit le long d'une ligne placée au dessus d'un plan de masse parfaitement conducteur représente des phénomènes de résonances et d'antirésonances, tandis qu'un sol représentant des pertes ces phénomènes s'atténuent.

## Annexe :

### CEM : ETUDE DES DIFFERENTS MODES DE COUPLAGE

#### DES PERTURBATIONS ELECTROMAGNETIQUES

##### **I) Introduction :**

Le but de ce TP consiste à mettre en évidence les différents modes de couplage des perturbations par la mesure.

Le signal utile est matérialisé par une source de tension continue (une pile 9V) qui alimente une résistance R.

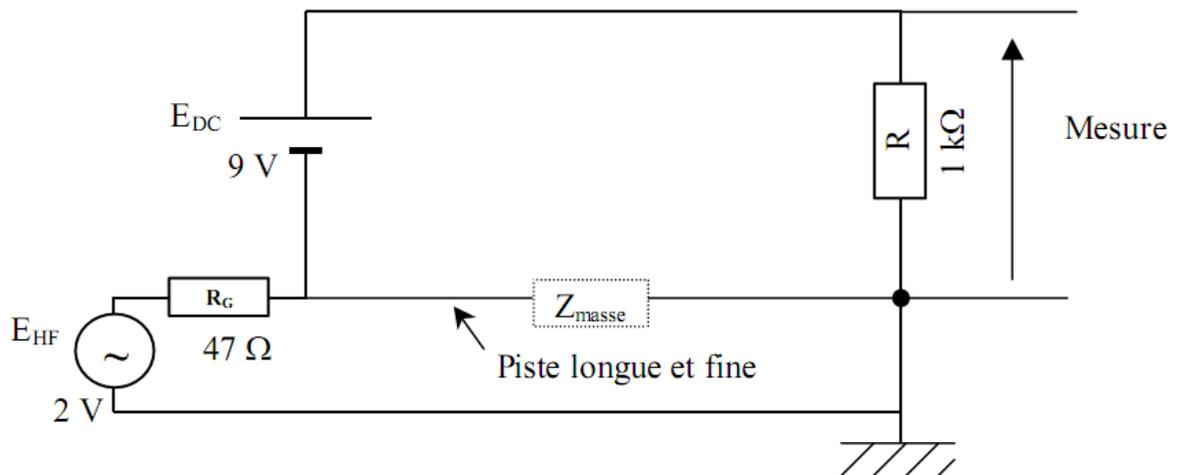
Les perturbations sont matérialisées par une source de tension alternative délivrée par un GBF. Six cartes permettent l'étude des différents couplages :

- ⊕ La carte CEM1 permet l'étude du couplage par impédance commune :  
L'impédance de la masse est élevée car la liaison de masse est réalisée avec une piste longue et très fine.
- ⊕ La carte CEM2 permet l'étude du couplage conducteur/plan de masse :  
La capacité parasite du conducteur est élevée car il est réalisé par une piste large.
- ⊕ 2 cartes CEM3 permettent l'étude du couplage par diaphonie inductive et par diaphonie capacitive :  
La mutuelle et la capacité parasite entre deux pistes sont élevées car ces pistes sont parallèles sur une grande longueur.  
Une carte avec une impédance terminale faible, l'effet de la mutuelle est prépondérant, il y a surtout de la diaphonie inductive.  
Une carte avec une impédance terminale élevée, l'effet de la capacité parasite est prépondérant, il y a surtout de la diaphonie capacitive.
- ⊕ 3 cartes CEM4 permettent l'étude du couplage champ électrique à conducteur : Chaque carte comporte une antenne fouet de longueur différente (monopole + plan de masse)
- ⊕ 3 cartes CEM5 permettent l'étude du couplage champ magnétique à conducteur : Chaque carte comporte une antenne boucle de diamètre différent.

3 cartes CEM6 CEM7 et CEM8 présentent la transformation du mode commun en mode différentiel par dissymétrie des impédances.

## II) Manipulation :

### 1. Couplage par impédance commune



$$Z_{\text{masse}} = R_m + jL\omega$$

$$R_m = \rho \frac{l}{S}$$

$$L = 0.210^{-6} l \left[ \ln \left( \frac{2l}{d+e} \right) + 0.5 + 0.22 \frac{d+e}{l} \right]$$

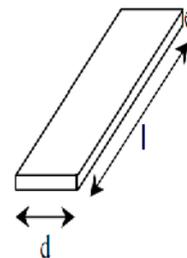
$\rho$  : résistivité du cuivre =  $1.7 \cdot 10^{-8} \Omega\text{m}$

$l$  : longueur de la piste

$S$  : section de la piste

$d$  : largeur de la piste

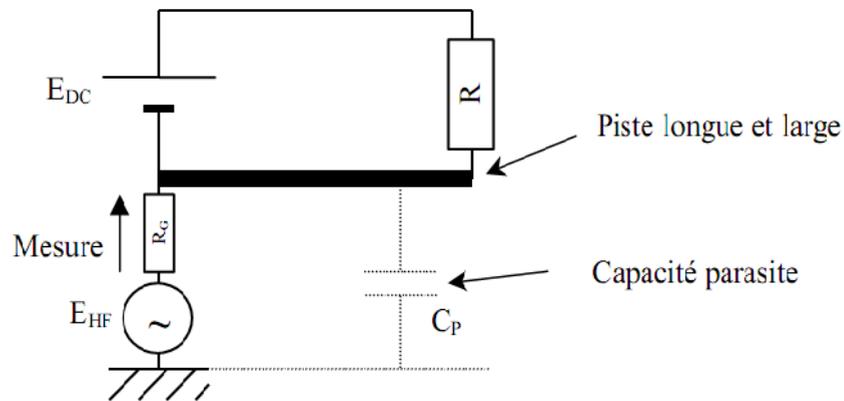
$e$  : épaisseur de la piste



Pour les fils, l'inductance vaut à peu près  $1 \mu\text{H/m}$  quelque soit le diamètre.

- 1.1. Calculer l'inductance de la piste, comparer avec la formule approchée de l'inductance d'un fil.
- 1.2. Monter que la résistance d'une piste de circuit imprimé d'épaisseur  $e = 35 \mu\text{m}$  vaut approximativement :  $R = \frac{l}{d} \cdot 0,5 \cdot 10^{-3}$ .
- 1.3. Relever les perturbations à l'oscilloscope, en mode AC, à 100 Hz et à 1MHz.
- 1.4. Evaluer l'impédance de la piste de masse.
- 1.5. Calculer le courant délivré par le générateur.
- 1.6. Calculer la tension parasite aux bornes de la piste de masse.
- 1.7. Comparer à la valeur de la tension mesurée en 1.1.

## 2. Couplage conducteur/plan de masse

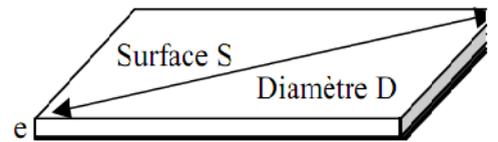


Capacité parasite  $C = C_p + C_i$

$C_p = \epsilon \frac{S}{e}$  : capacité plane de 2 plaques séparées par un diélectrique de permittivité  $\epsilon$ .

$C_i = 35 \cdot 10^{-12} D$  : capacité intrinsèque qui prend en compte les effets de bord.

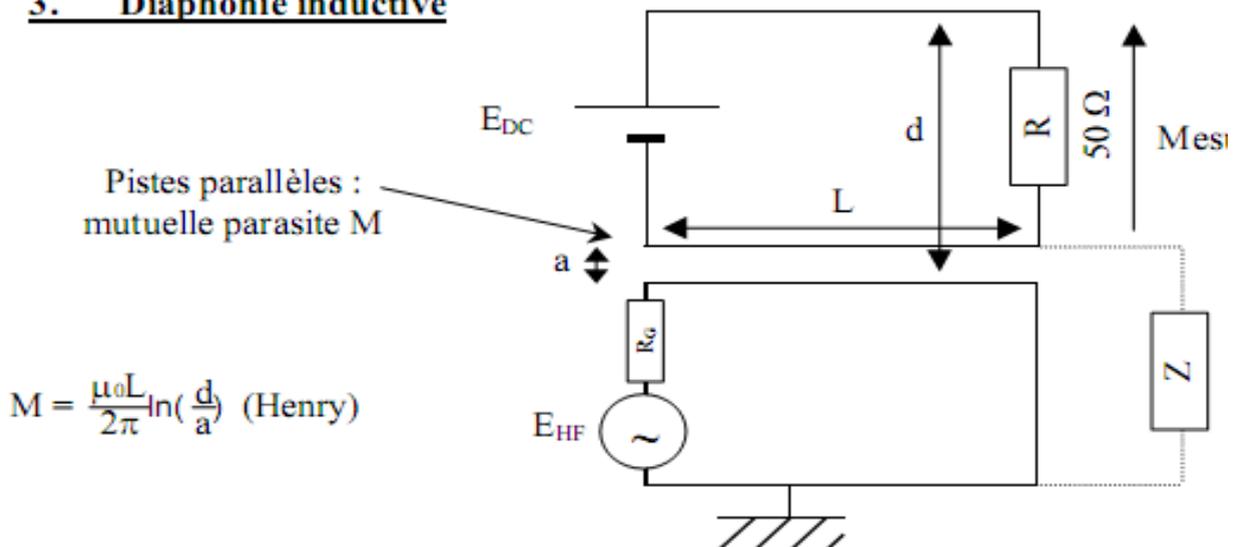
Circuit imprimé double face : verre époxy  $\epsilon_r = 4$  épaisseur 1.5 mm



$$\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi \cdot 10^9} \text{ F/m}$$

- 1.8. Relever les perturbations sur l'oscilloscope.
- 1.9. Calculer la capacité conducteur/plan de masse.
- 1.10. Calculer le courant parasite dans cette capacité.
- 1.11. Calculer la tension  $R_G$ , comparer avec 2.1.

## 3. Diaphonie inductive

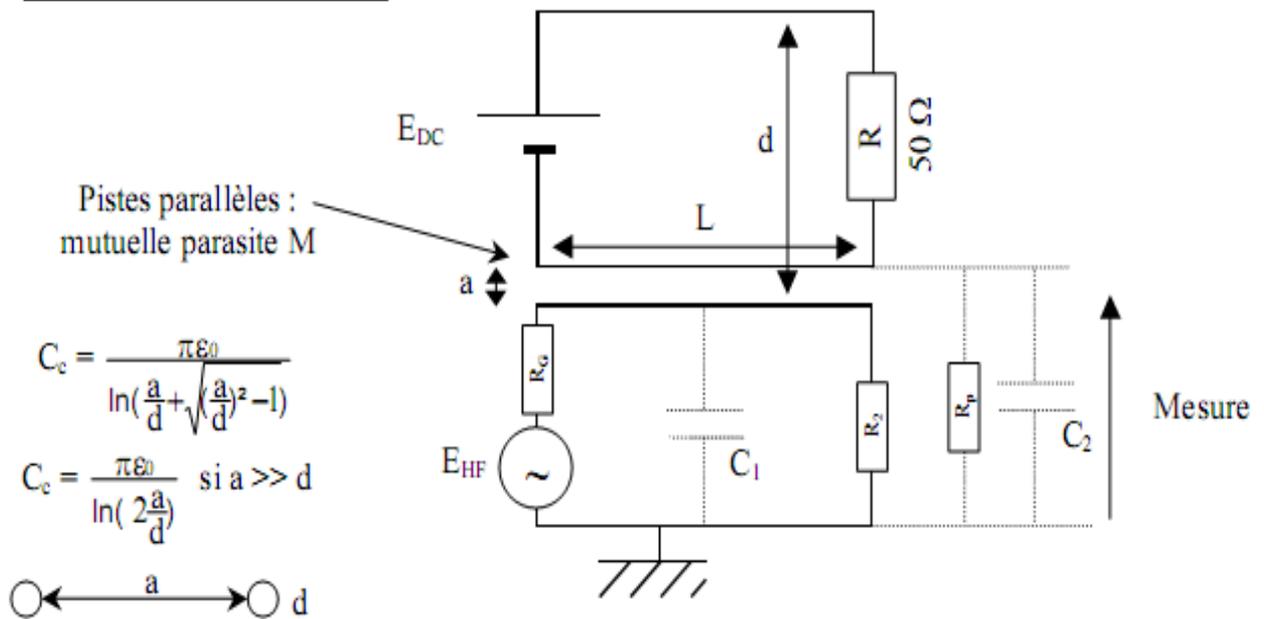


$$M = \frac{\mu_0 L}{2\pi} \ln\left(\frac{d}{a}\right) \text{ (Henry)}$$

Formule de la diaphonie :  $D = \frac{V_V}{V_C}$  : rapport de la tension victime sur la tension coupable.

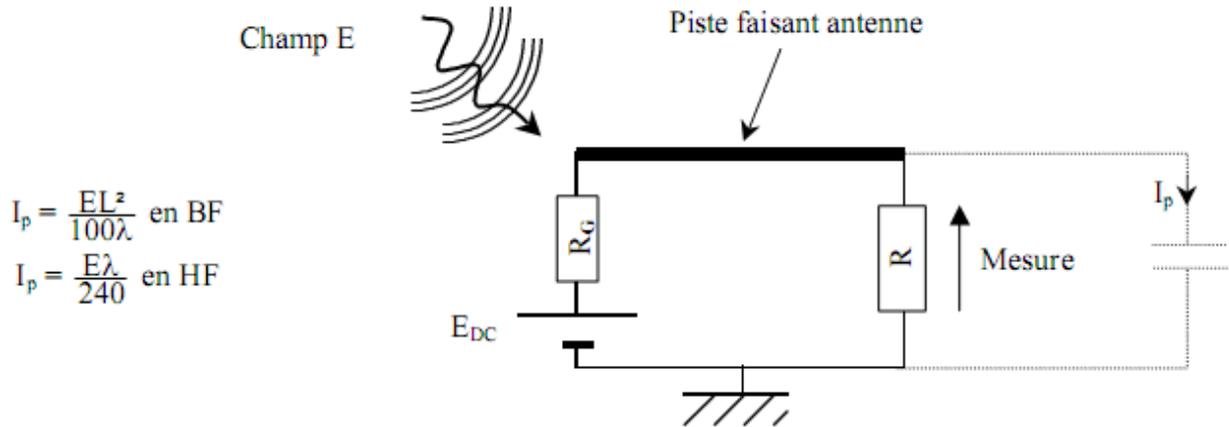
- 3.1. Relever les perturbations à l'oscilloscope.
- 3.2. Calculer la mutuelle parasie entre les deux circuits.
- 3.3. Calculer la tension induite dans le circuit victime.
- 3.4. Comparer avec la question 3.1.

#### 4. Diaphonie capacitive



- 4.1. Relever les perturbations à l'oscilloscope.
- 4.2. Calculer la capacité parasite entre les deux pistes  $C_c$ .
- 4.3. Calculer la tension induite sur la piste victime.
- 4.4. Comparer avec la question 4.1.

## 5. Couplage champ électrique à conducteur



BF : basses fréquences si  $F < F_{res}/2$

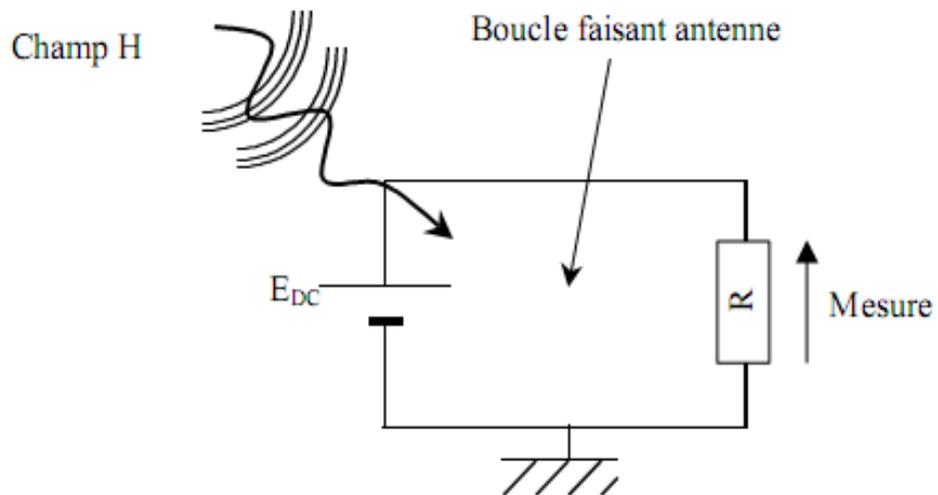
HF : hautes fréquences si  $F > F_{res}/2$

$F_{res}$  : fréquence de résonance telle que la longueur  $l$  du dipôle est égale à la moitié de la longueur d'onde :  $\lambda/2$  (monopoles avec plan de masse :  $l = \lambda/4$ )       $\lambda = c/F$        $c = 3.10^8$  m/s

5.1. Relever les perturbations à l'oscilloscope pour différentes longueurs d'antennes.

5.2. Calculer la fréquence de résonance.

## 6. Couplage champ magnétique à boucle



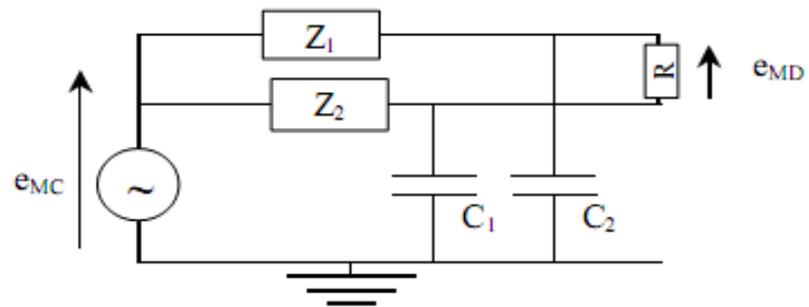
Tension induite dans la boucle :  $e = 2\pi F S \mu_0 H$

(si les dimensions de la boucle sont inférieures à  $\lambda/4$ )

6.1. Relever les perturbations à l'oscilloscope.

6.2. Vérifier que la question induite est proportionnelle à la surface de la boucle.

## 7. Transformation du mode commun en mode différentiel



7.1. Relever les perturbations en mode différentiel.

- Si  $Z_1 = Z_2$  et  $C_1 = C_2$
- Si  $Z_1 \neq Z_2$  et  $C_1 = C_2$
- Si  $Z_1 = Z_2$  et  $C_1 \neq C_2$

# Bibliographie

- [1] P. Degauque et J. Hamelin, « Compatibilité électromagnétique bruits et perturbations radioélectriques ». Edition 'Dunod 1990'.
- [2] Michel Mardiguian, « Manuel pratique de la compatibilité électromagnétique », 2<sup>ème</sup> édition revue et augmentée. Edition 'Serres Sciences' 2003.
- [3] Yvon Mori, « Compatibilité électromagnétique une introduction » volume VIII. Edition 'Serres Sciences' 2007.
- [4] Farhad RACHIDI, « immunité au rayonnement : analyse de couplage avec les lignes de transmission », compatibilité électromagnétique notes de cours.
- [5] Alain CHAROY AEMC « compatibilité électromagnétique : parasites et perturbations des électroniques TOME1 ». Edition DUNOD.
- [6] « Compatibilité électromagnétique de tous les jours », Ecole des techniques de base des détecteurs/P.NAYMAN-LPNHE Paris.
- [7] « Cours : introduction à la compatibilité électromagnétique des systèmes embarqués et des télécommunications », Oivier MAURICE.
- [8] « Notions de CEM », Jacques Cuvillier, IUT de Nantes, octobre 2000.
- [9] « La CEM, chapitre III, aspects physiques et technologies », compatibilité électromagnétique, CEM CRESITT Industrie.
- [10] « Compatibilité électromagnétique : couplages des perturbations », Ecole supérieure de Plasturgie.
- [11] « Premières notions sur la compatibilité électromagnétiques (C.E.M) », Jacques Bert, Université Lyon 1-IUTB, département du GEII.
- [12] « Chapitre I : base de la compatibilité électromagnétique », P.Poulichet, fevrier 2005.
- [13] « Chapitre I : introduction à la compatibilité électromagnétique », P.Poulichet, mars 2008.
- [14] USB LORIENT, IUP GEII2, « CEM », Nathalie JULIEN.

## Résumé

---

Dans ce chapitre, nous avons défini en premier ce qu'est la compatibilité électromagnétique, puis quelques notions de base et des rappels physiques indispensables à la compréhension des différents problèmes rencontrés en compatibilité électromagnétique. Ce qui nous permettra d'entamer et de mieux comprendre les prochains chapitres.

Dans ce chapitre, nous avons étudié les modes commun et différentiel qui représentent les deux méthodes de propagation des signaux électriques en conduction. Nous avons aussi traité le problème de conversion du mode commun en mode différentiel, dans les circuits symétriques et asymétriques, en exposant les différentes méthodes utilisées pour cette conversion.

Les méthodes de réduction par isolement galvanique ou par augmentation de l'impédance de MC sont très efficaces en BF, mais elles se dégradent en HF.

Les méthodes de réduction par neutralisation des courants de MC sont efficaces en HF et en THF, mais elles sont peu efficaces en BF.

La fibre optique reste la méthode la plus efficace car elle élimine le MC quelque soit la fréquence.

La meilleure façon de résoudre les problèmes de la CEM consiste à réduire au maximum les couplages entre sources de parasites et les circuits victimes. D'après ce que nous venons de présenter dans ce chapitre, la réduction de ces couplages s'effectue généralement par des modifications géométriques

Nous avons vu que le couplage par impédance commune rend tout circuit asymétrique sensible aux courants de mode commun qu'il faut réduire ou dériver. A cause du couplage carte à châssis, aucune carte ne supporte les  $dU/dt$  par rapport à son environnement. Ce type de couplage peut être presque complètement supprimé en reliant les 0V de traitement à la masse du châssis. La diaphonie inductive n'est à craindre que pour les circuits bas niveaux situés au voisinage de circuits à forts courants. En BF, la diaphonie capacitive est pratiquement inexistante sauf dans le cas des câbles non blindés. En HF, ce sont les liaisons en mode commun qui sont à bannir.

L'effet du champ électromagnétique sur les circuits électroniques en BF est négligeable. Par contre en HF, l'effet des champs électromagnétiques cause de sérieux problèmes. Il est alors nécessaire d'utiliser des effets réducteurs comme les écrans par exemple.

## Résumé

---

De ces faits, l'élimination complète des perturbations électromagnétiques créées ou subies par un montage exige une grande maîtrise de ces problèmes ainsi qu'une bonne compréhension des problèmes concrets. Cependant, nous n'avons presque pas besoin d'outils mathématiques plus élaborés que les quelques relations citées dans l'étude de chaque couplage.

Dans ce quatrième chapitre, nous avons exposé les équations de couplage entre une onde électromagnétique et une ligne placée au dessus d'un plan de masse. En se basant sur la théorie des lignes, nous avons vu que dans le cas d'une ligne parallèle à un plan de masse parfaitement conducteur, il suffisait de court-circuiter cette ligne et il n'aura plus d'apparition de phénomènes de résonance. Contrairement à cette théorie, la théorie des antennes permet de prévoir des résonances même si la ligne n'est pas court-circuitée à ses deux extrémités.

Le courant circulant le long d'une ligne excitée en un point, vérifiant les conditions de l'approximation quasi-TEM, ne suit pas la loi de décroissance exponentielle que sur une distance sur laquelle le courant subi un affaiblissement de 50dB.

La distribution du courant le long d'une ligne parallèle à la surface d'un sol parfaitement conducteur représente des phénomènes de résonances. Par contre, dans le cas d'un sol représentant des pertes et pour différentes longueurs de la ligne, les phénomènes de résonance et d'antirésonance s'atténuent et la valeur moyenne du courant le long de cette ligne reste presque constante quelque soit la longueur de la ligne. En effet, si les phénomènes de résonance et d'antirésonance peuvent être négligés dans le cas d'une ligne au-dessus d'un sol présentant des pertes. Cela signifie que la ligne se comporte comme une structure de longueur infinie.