



République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

**Université des Sciences et de la Technologie d'Oran
Mohamed Boudiaf**

FACULTÉ DE GÉNIE ÉLECTRIQUE
DÉPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE

**MEMOIRE EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLOME DE
MAGISTER**

SPECIALITE : ELECTROTECHNIQUE

OPTION : COMPATIBILITE ELECTROMAGNETIQUE

Présenté par :

MEHDI HICHEM

Ingénieur en électrotechnique

Sujet du mémoire

**ÉTUDE DES PROBLÈMES DE COMPATIBILITÉ
ÉLECTROMAGNÉTIQUE LIÉS AU PASSAGE EN 400 KV
DES LIGNES DE TRANSPORT D'ÉNERGIE ÉLECTRIQUE**

| | | | |
|-----------|-------------------|----------------------|-------------|
| Encadreur | Mr KOTNI Lahouari | Maître de conférence | USTO « MB » |
| Président | Mr. AZZOUZ. Z | PROFESSEUR | USTO « MB » |
| Examineur | Mr .BOUTHIBA .T | PROFESSEUR | USTO « MB » |

*À ma mère et
à la mémoire
de mon défunt père.*

Le long de mes longues années d'étude je suis passé par des phases difficiles, mes parents ont été le soutien inconditionnel, je ne pourrais jamais les remercier assez.

La liste des personnes qui m'ont été proches, et qui d'une manière ou d'une autre m'ont aidé tout le long de l'élaboration de ce mémoire, est beaucoup trop longue pour que je la reporte ici. Cependant, il y a certaines personnes que je tiens absolument à mentionner : il s'agit du Dr Lhouari Kotni pour son soutien et sa compréhension.

Aussi, je remercie les membres du jury et tous les collègues.

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE I *Compatibilité électromagnétique des lignes extra haute tension*

| | |
|--|-----------|
| I.1 Introduction | 1 |
| I.2 Mécanisme de couplage des champs perturbateurs avec un système électrique | 1 |
| I.2.1 Couplage par impédance commune..... | 1 |
| I.2.2 Couplage conducteur à un plan de masse..... | 2 |
| I.2.3 Couplage d'un champ électrique avec un conducteur | 2 |
| I.2.4 Couplage d'un champ magnétique avec une boucle..... | 3 |
| I.2.5 Couplage par diaphonie inductive..... | 4 |
| I.2.6 Couplage par diaphonie capacitive..... | 5 |
| I.3 Action des champs perturbateurs sur les être vivant..... | 5 |
| I.3.1 Description des phénomènes physiques..... | 5 |
| I.3.2 Interaction des champs EBF avec la matière vivante..... | 6 |
| I.3.3 Induction de courants..... | 6 |
| I.3.4 Autres mécanismes..... | 7 |
| I.3.5 Conclusion sur les mécanismes..... | 8 |
| I.3.6 Estimation de l'exposition..... | 8 |
| I.3.6.1 Estimation de l'exposition fondée sur un code de câblage..... | 8 |
| I.3.6.2 Estimation de l'exposition fondée sur le calcul..... | 9 |
| I.3.6.3 Estimation fondée sur le calcul du champ magnétique produit par une ligne électrique en utilisant l'historique de sa charge..... | 9 |
| I.3.6.4 Estimation de l'exposition fondée sur des mesures en des lieux donnés..... | 9 |
| I.3.6.5 Estimation de l'exposition fondée sur des mesures personnelles | 10 |
| I.4 Champs électromagnétiques des lignes de transport d'énergie | 10 |
| I.4.1 Introduction..... | 10 |
| I.4.2 Question importante..... | 10 |
| I.4.3 Sources du champ électrique et magnétique..... | 11 |

| | |
|---|-----------|
| I.4.4 Solutions des équations de maxwell..... | 12 |
| I.4.5 Champs de rayonnement et quasi-statiques..... | 13 |
| I .5 Conclusion..... | 16 |

CHAPITRE II *Champ magnétique des lignes extra haute tension*

| | |
|--|-----------|
| II.1Introduction | 17 |
| II.2 Formulation mathématique du champ magnétique en deux dimensions... | 18 |
| <i>II.2.1Champ magnétique d'un fil rectiligne au-dessus d'un sol parfaitement conducteur</i> | <i>18</i> |
| <i>II.2.2Champ magnétique d'un fil rectiligne au-dessus d'un sol de conductivité finie.....</i> | <i>22</i> |
| II.3.Approche avec le plan de retour complexe..... | 25 |
| II.2.4 La méthode des courants de simulation..... | 31 |
| II.3 Validation du code de calcul..... | 33 |
| II.4 Paramètres influençant le champ magnétique d'une ligne de transport d'énergie..... | 34 |
| II.4.1 Paramètres constructifs | 34 |
| II.4.2 Paramètres de l'exploitation..... | 40 |
| II.4.2.1 Ordre optimal des phases | 40 |
| II.4.2.2 Le mode d'exploitation..... | 40 |
| II.4Application a la ligne 400KV double terne Oran Blida..... | 41 |

| | |
|--|-----------|
| II.5 Calcul du champ Magnétique en trois dimensions..... | 44 |
| II.5.1 Formulation mathématique du champ magnétique en trois dimensions | 44 |
| II.5.2 Influence des courants portés par les conducteurs des portées adjacentes sur la densité du flux magnétique dans un point d'observation. | 47 |
| II.6 Décroissance en fonction de la distance..... | 52 |
| II.6.1 Développement du champ magnétique d'une ligne multifilaire parallèle au sol en séries de puissances. | 52 |
| II.6.2 Configurations à champ magnétique réduit : | 54 |
| II.7 Conclusion..... | 55 |
| CHAPITRE III <i>Champ électrique des lignes extra haute tension</i> | |
| III.1 Introduction..... | 57 |
| III.2 Grandeurs de l'électrostatique..... | 57 |
| III.2.1 Force électrique..... | 57 |
| III.2.2 Potentiel électrique..... | 58 |
| <i>III.2.2.1 Potentiel électrique dû à une charge ponctuelle.</i> | 58 |
| III.3 Méthode des images..... | 61 |

| | |
|---|-----------|
| III.4 Méthodes de calcul du champ électrique | 63 |
| III.4.1 Formulation mathématique du champ électrique en deux dimensions. | 64 |
| III.4.2 Formulation mathématique du champ électrique en trois dimensions. | 67 |
| III.4.3 Validation des codes de calcul pour le champ électrique. | 71 |
| <i>III.4.3.1 En deux dimensions</i> | 71 |
| <i>III.4.3.1 En trois dimensions</i> | 72 |
| III.5 Résultats et discussions..... | 73 |
| III.5.1 Influence de l'arrangement des phases..... | 73 |
| III.5.2 Influence de la flèche | 80 |
| III.5.3 Influence de la transposition des phases. | 81 |
| III.6 Ligne à plus grand ordre de phases..... | 87 |

CHAPITRE IV *Perturbations radioélectrique des lignes extra haute tension*

| | |
|---|-----------|
| IV.1 Introduction..... | 93 |
| IV.2 Mécanisme de formation des perturbations radioélectriques..... | 93 |
| IV.3 Discussion des facteurs affectant les perturbations radio électrique..... | 95 |
| IV.3.1 Champ superficiel..... | 95 |
| IV.3.2 Effets de l'impulsion Couronne | 97 |
| IV.3.3 Le spectre de fréquence. | 97 |
| IV.3.4 Effet de l'impédance de ligne..... | 98 |

| | |
|---|------------|
| IV.3.5 Le rapport signal sur bruit..... | 98 |
| IV.3.6 Instrumentation..... | 99 |
| IV.3.6 .1 La bande passante..... | 100 |
| IV.3.6 .2La constante de temps de charge | 100 |
| IV.4 Méthode de calcul des interférences radio « Shibora » | 100 |
| IV.4.1 Principes fondamentaux..... | 100 |
| IV.4.2Niveau perturbateur par beau temps..... | 101 |
| IV.4.3Niveau perturbateur par temps pluvieux..... | 102 |
| IV.4.4 Correction pour la hauteur du conducteur : | 103 |
| IV.4.5 Profile du Niveau perturbateur. | 103 |
| IV.4.6 Valeur de la Correction pour une fréquence autre que 1 MHz. | 103 |
| IV.4.7 Les limites d'application de la méthode | 104 |
| IV.5 Application sur la ligne double terne Oran-Blida..... | 104 |
| IV.5.1 influence de l'ordre des phases..... | 106 |
| IV.5 | |
| Conclusion..... | 109 |

CHAPITRE IV *Réduction des Champs magnétiques et électriques des lignes extra haute tension*

| | |
|---|------------|
| V.1 Introduction..... | 110 |
| V.2 Blindage magnétique | 110 |
| V.2.1Principe du blindage par la boucle passive compensée | 110 |
| V.2.2 Calcul des courants d'une ligne avec blindage..... | 111 |
| V.2.3 Limites du modèle et hypothèses simplificatrices..... | 115 |
| V.2.4 Résultats et discussion..... | 120 |
| V.2.5 Discussion..... | 126 |

| | |
|---|------------|
| <i>V.2.5.1 Les composantes Alpha et Bêta.....</i> | 126 |
| <i>V.2.5.2 Impédance de boucle et de compensation.....</i> | 127 |
| <i>V.2.6 F.e.m induite dans un cadre.....</i> | 129 |
| V.3 Blindage Electrique..... | 131 |
| <i>V.3.1 Choix de du conducteur pour le blindage.....</i> | 132 |
| <i>V.3.2 Gradient de surface des conducteurs du blindage.....</i> | 132 |
| <i>V.3.3 Application à la ligne 400 KV d'Oran-Blida.....</i> | 133 |
| V.4 Conclusion | 137 |

Introduction générale

Avec la relance soutenue qu'a connue l'économie nationale la demande d'énergie n'a cessé d'augmenter, dans ce contexte économique l'offre doit anticiper la demande, Le processus de prévision de la demande électrique à moyen terme consiste à déterminer les prévisions énergétiques annuelles par niveau de tension et à les traduire en prévisions de puissance.

Des scénarii de la demande sont examinés relatifs à des prévisions de l'évolution de la demande en électricité qui sont établies en tenant compte des hypothèses macro-économiques et techniques pour le passage des énergies aux puissances.

L'évolution de la demande tien en compte plusieurs facteurs tel que :

- Produit Intérieur Brut.
- Taux d'Occupation par Logement.
- Taux d'équipement des ménages.
- Pertes de distribution et de transport d'électricité.

L'évolution des pertes de distribution et de transport électricité avec l'évolution de la demande impose le passage à des niveaux de tension de plus en plus élevés, le dernier palier franchi est les 400 000 volts.

Le réseau 400 et 220 kV permet de raccorder et d'évacuer les installations de production d'électricité supérieure à 400 MW. De tels niveaux de tension ont un bénéfice économique certain en vue d'une réduction des pertes de transport, toutefois l'impact des lignes travaillant à de tels niveaux de tension sur leur voisinage est aussi grand que diversifié, le principal acteur étant le champ électromagnétique.

Les lignes de transport se comportent comme de gigantesques antennes émettrices pour les ondes électromagnétiques de haute fréquence et spécialement les radiofréquences ces interférences radioélectriques surviennent principalement à cause des courants guidés par la ligne dus à l'effet couronne qui est un phénomène identifiable par le grésillement caractéristique des lignes à haute tension. Il se caractérise en fait par des décharges électriques au niveau des conducteurs des lignes, créant des champs perturbateurs à large bande dont le spectre s'étend de 150 kHz jusque 30 MHz. L'effet couronne apparaît lorsque le champ électrique local dépasse une valeur critique liée aux propriétés diélectriques de l'air. Ces interférences perturbent les télécommunications et les lignes de télécommunication par plusieurs mécanismes.

Les lignes de transport se comportent aussi comme un gigantesque guide ondes ouvert pour les ondes électromagnétiques de fréquences relativement basses et spécialement les fréquences industrielles. Ces champs interagissent avec le voisinage immédiat de la ligne de transport d'énergie en créant des courants et de la tension induite sur des victimes qui peuvent être aussi bien des appareils ou des êtres humains.

Le travail présenté dans ce mémoire traite des problèmes de compatibilité électromagnétique

Dans les ligne extra haute tension 400KV, le travail est structuré comme suit :

Dans le premier chapitre, nous présentons les Mécanisme de couplage des champs perturbateurs avec un système électrique puis nous parlerons des effets de ces champs sur les systèmes vivants.

Dans la deuxième partie de ce chapitre nous discuterons l'hypothèse du découplage du champ électromagnétique en deux champs électrique et magnétique.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons Formulation mathématique simplifiée du champ magnétique en deux dimensions puis une autre plus élaboré basé sur le même principe et en fin une méthode de calcul du champ magnétique en deux dimensions en trois dimensions et nous les appliquera sur des exemples de ligne existante ainsi qu'à la ligne de transport d'énergie Oran-Blida.

Dans le troisième chapitre, nous présentons une Formulation mathématique simplifiée du champ magnétique en deux dimensions et trois dimensions basées sur la méthode de charges fictives et la théorie des images, puis nous les appliquerons sur des exemples de lignes existantes ainsi qu'à la ligne de transport d'énergie Oran-Blida.

Dans le quatrième chapitre, Nous présentons les mécanismes de formation des perturbations radioélectrique ainsi qu'un survol des méthodes de calcul de ces perturbations et nous l'appliquerons sur la ligne de transport d'énergie Oran-Blida.

Dans le cinquième chapitre, Nous présentons une méthode encore plus précise pour l'évaluation du champ magnétique incluent le couplage électromagnétique entre conducteurs et l'évaluation des performances du blindage par une boucle compensée. L'évaluation des performances d'un blindage électrique horizontal est, aussi, incluse dans ce chapitre.

Aussi nous appliquerons ces méthodes de calcul à la ligne de transport d'énergie d'Oran-Blida, une ligne de 400 KV le champ magnétique et électrique au voisinage.

Nous calculerons aussi le niveau perturbateur radioélectrique de cette ligne et nous verrons comment réduire les valeurs du champ électrique et magnétique de cette ligne.

CHAPITRE

I

CHAPITRE I

Compatibilité électromagnétique des lignes extra haute tension

I.1 Introduction

La ligne de transport d'énergie interagit avec son environnement, cette interaction peut être classée en deux grandes catégories :

1. Couplage des champs perturbateurs avec des systèmes électrique ou électronique.
2. Action des champs perturbateurs sur les être vivant.

I.2 Mécanisme de couplage des champs perturbateurs avec un système électrique

Dans ce paragraphe, nous ferons un bref rappel de compatibilité électromagnétique, nous décrivons les différents types de couplages [1] se produisant entre des sources, quelles qu'elles soient, et les systèmes électroniques. Nous décrivons les phénomènes mis en oeuvre dans les cas de couplages avec les lignes filaires, qu'elles concernent les câbles de télécommunication ou du réseau électrique.

Le couplage se fait selon six modes:

- couplage par impédance commune,
- couplage conducteur / plan de masse,
- couplage du champ électrique sur un conducteur,
- couplage du champ magnétique sur une boucle,
- diaphonie inductive,
- diaphonie capacitive.

Le couplage des perturbations fait souvent, si ce n'est tout le temps, intervenir plusieurs modes simultanés, ce qui rend d'autant plus complexe leur l'étude.

I.2.1 Couplage par impédance commune

L'impédance d'un conducteur électrique n'est pas nulle. Tout courant, utile ou parasite, qui parcourt un conducteur génère une différence de potentiel entre ses extrémités. Ce phénomène est appelé couplage par impédance commune (figure I.1).

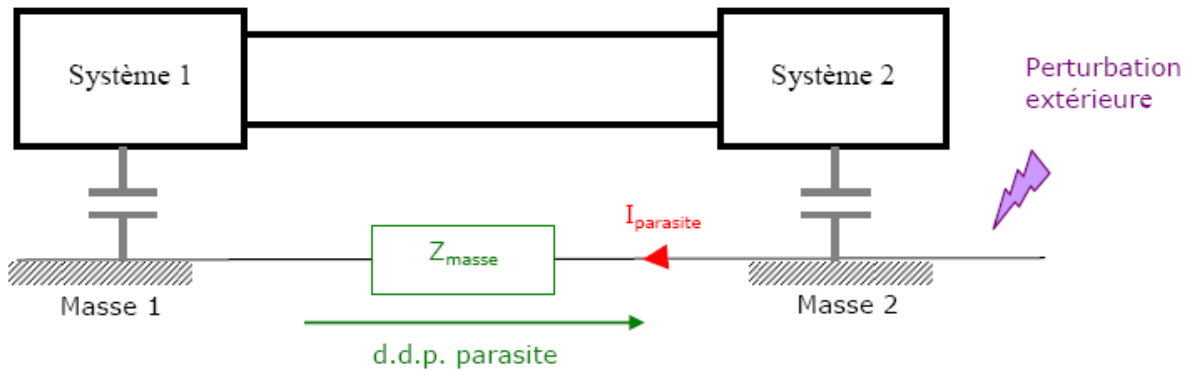


Fig. I.1 Couplage par impédance commune

Dans ce cas, toute perturbation engendrant un courant parasite au niveau de la masse, et du fait de la non nullité de l'impédance de celle ci, crée une différence de potentiel à ses extrémités. Par conséquent, en se référant à la figure I.1, la masse à laquelle est relié le *système 1* n'est donc plus la même que celle à laquelle est connecté le *système 2*, et un courant de mode commun est engendré entre les conducteurs de cuivre et la masse.

I.2.2 Couplage conducteur à un plan de masse

La capacité entre deux conducteurs voisins n'est jamais nulle. Sous l'action d'une perturbation extérieure, une différence de potentiel peut être engendrée entre ces deux conducteurs, donnant naissance à un courant de mode commun entre les deux systèmes. Ce phénomène est appelé couplage conducteur à plan de masse.

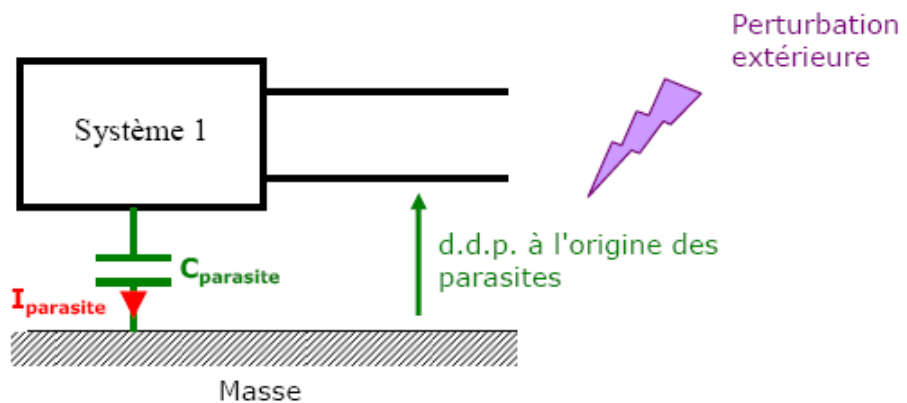


Figure .I.2-Couplage conducteur à plan de masse

I.2.3 Couplage d'un champ électrique avec un conducteur

Un champ électrique variable engendre sur les conducteurs parallèles à ses lignes de champ

un courant électrique. Ce phénomène est appelé couplage champ à câble (figure I.7). Dans le cas du réseau filaire cuivré, les lignes aériennes se comportent comme de véritables antennes vis-à-vis des multiples champs électriques alentours, qui y induisent des courants parasites de mode commun.

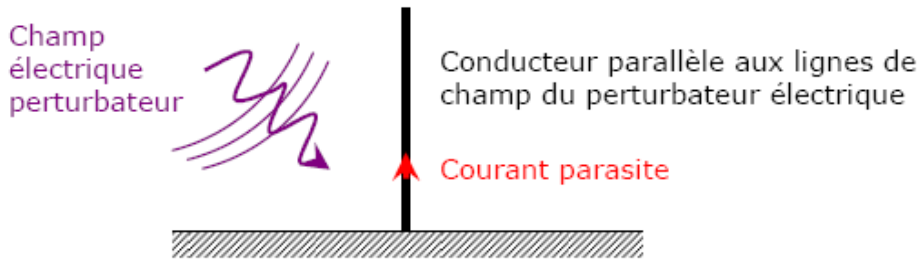


Fig.I. 3-Couplage d'un champ électrique avec un conducteur

I.2.4 Couplage d'un champ magnétique avec une boucle

Un champ magnétique variable traversant une boucle y induit un flux magnétique variable dont toute variation crée une différence de potentiel contre électromotrice. Ce phénomène est appelé couplage champ à boucle.

Dans le cas d'une ligne monofilaire, un courant de mode commun peut être induit par un champ magnétique externe dans la boucle formée par le câble, le plan de terre et les impédances de connexion des équipements à la terre. Ce mécanisme est présenté sur la figure I.4.

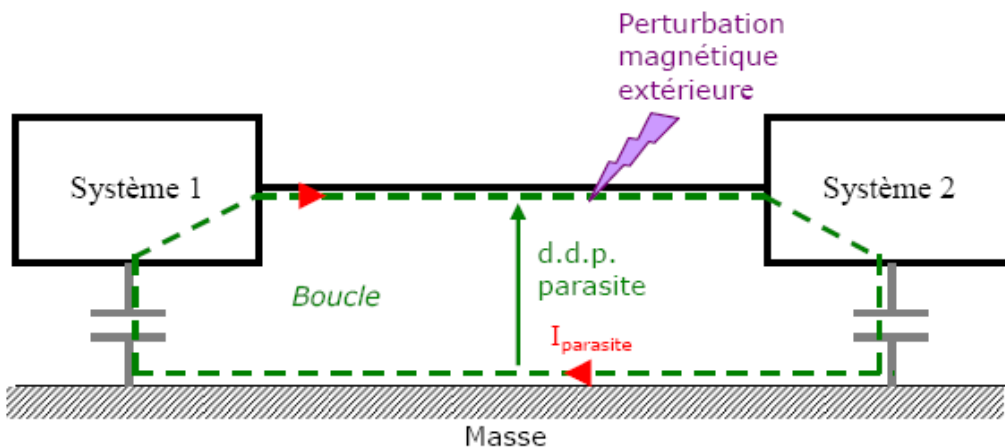


Fig .I. 4-Couplage d'un champ magnétique avec la boucle formée par un conducteur et la terre

I.2.5 Couplage inductif

Le courant dans un fil génère autour de ce fil un champ électromagnétique qui engendre sur le deuxième fil une tension longitudinale qui couplée à son impédance donne naissance à un courant.

I.2.5.1 Couplage par diaphonie inductive

La diaphonie est un mode de couplage qui se rapproche du couplage champ à câble. Et, selon qu'elle a pour origine une variation de tension ou une variation de courant, elle est nommée diaphonie inductive ou diaphonie capacitive.

Le courant dans un fil génère autour de ce fil un champ électromagnétique qui, à faible distance, peut être approximé comme un champ purement magnétique (figure I.5). Ce champ, s'il est variable, génère à son tour une différence de potentiel contre électromotrice dans les boucles voisines. Ce phénomène est appelé couplage par diaphonie inductive.

La diaphonie inductive peut se manifester selon deux modes commun et différentiel.

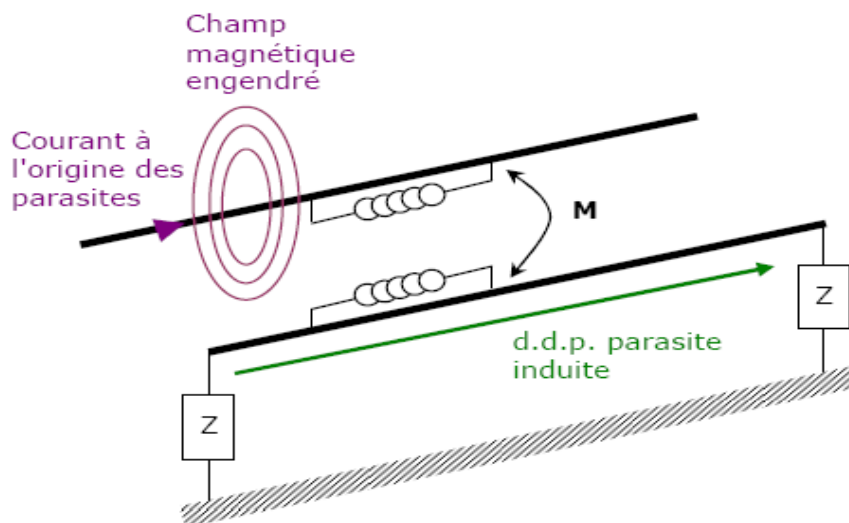


Fig .I. 5-Diaphonie inductive

La diaphonie inductive peut se manifester selon deux modes commun et différentiel.

I.2.6 Couplage capacitif

Un conducteur sous tension crée à son voisinage un champ électrique qui aux basses fréquences est prépondérant, l'intégral de ce champ du plan de masse ou sol au deuxième conducteur est la tension à laquelle celui-ci est porté.

I.2.7 Couplage par diaphonie capacitive

La différence de potentiel entre un conducteur et son environnement génère autour de ce conducteur un champ électromagnétique qui, à faible distance, peut être approximé comme électrique. Ce champ, s'il est variable, peut se coupler dans une autre structure filaire qui lui est parallèle et générer à son tour un courant, injecté sur les conducteurs proches. Ce phénomène est appelé couplage par diaphonie capacitive (figure I.6).

La diaphonie capacitive est nulle en continu et augmente avec la fréquence, elle peut se manifester selon deux modes commun et différentiel.

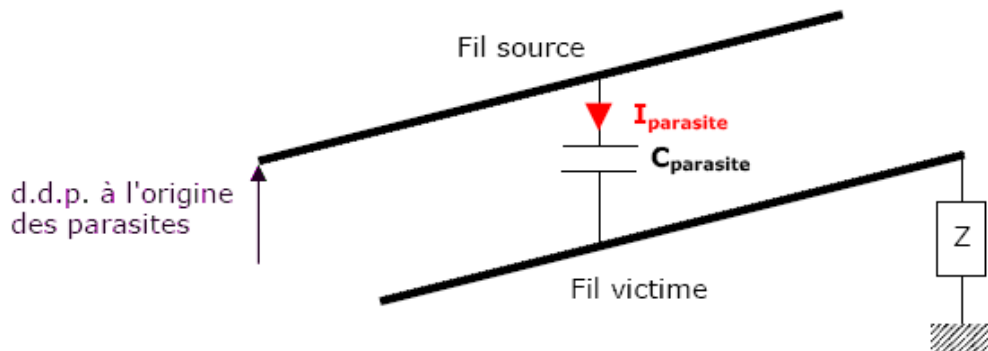


Fig.I.6- Couplage par diaphonie capacitive

I.2.8 Conclusion sur les couplages.

La question de la compatibilité électromagnétique apparaît comme quelque chose d'assez complexe, puisque les six modes de couplage ont tendance à apparaître simultanément en série ou en parallèle pour perturber de diverses manières les systèmes. De plus, ces modes couplages sont très préoccupants en hautes fréquences. Ce qui donne plus d'importance à l'action sur la source de perturbation en l'occurrence la ligne de transport d'électricité en vue d'une réduction des champs perturbateurs.

I.3 Action des champs perturbateurs sur les être vivant.

I.3.1 Description des phénomènes physiques

Une étude approfondie des phénomènes physiques impliqués dans les interactions des champs électriques et magnétiques EBF* est décrite dans le « livre bleu » de l'ICNIRP cité plus haut. Seuls quelques rappels sont donnés ci-dessous.

I.3.2 Interaction des champs EBF avec la matière vivante

On rappellera brièvement les définitions des champs électriques et magnétiques. À partir de la force exercée sur une particule de charge électrique q qui est soumise à la force $F = q(E + V \wedge B)$ où F est exprimée en newtons, E est le champ électrique en volts par mètre, V la vitesse de la particule en mètres par seconde et B , l'induction de champ magnétique, en teslas.

Les propriétés électriques de la matière sont définies par la permittivité relative ϵ_r et la conductivité σ . La permittivité est liée à la polarisation P de la matière sous l'effet du champ électrique E suivant la relation $P = \epsilon_0 E (\epsilon_r - 1)$ où ϵ_0 est la permittivité du vide. La conductivité est liée à la densité de courant j exprimée en ampères par mètres carrés par la relation $j = \sigma E$, quand seules les charges interviennent dans la conduction, ce qui est le cas dans la gamme de fréquence des EBF.

Les propriétés diélectriques des différents tissus qui composent la matière vivante dépendent essentiellement de leur teneur en eau. Le tableau ci-dessous donne les valeurs principales à 50 Hz.

| Tissu | Conductivité σ (S/m) | Permittivité |
|---------------|-----------------------------|-------------------|
| Sang | 0,7 | 5300 |
| Muscle | 0,23 | $1,8 \times 10^7$ |
| Matière grise | 0,075 | $1,2 \times 10^7$ |
| Os | 0,02 | $1,2 \times 10^7$ |
| Graisse | 0,02 | $1,5 \times 10^7$ |
| Peau sèche | 0,0002 | 1100 |

La conductivité augmente avec la teneur en eau des tissus et que la permittivité est élevée pour les principaux tissus dans la gamme de fréquence des EBF.

L'induction de flux magnétique B est donnée par $B = \mu_0 H (\mu_r - 1)$ où H est le champ magnétique en ampères par mètre et μ_r la perméabilité magnétique. La matière vivante n'est pas magnétique : les seules structures magnétiques présentes dans certains tissus sont les particules de magnétite décrites plus loin.

*EBF : extrême basse fréquence.

Ainsi, dans l'organisme, $B = \mu_0 H$ et le champ magnétique, qui contrairement au champ électrique, n'est pas atténué.

I.3.3 Induction de courants

Le champ électrique à l'intérieur de l'organisme est atténué par rapport au champ externe d'un facteur 10^8 à 50 Hz. Les courants induits dans les tissus par les champs externes sont donc négligeables. Ce n'est pas le cas pour le champ magnétique externe car les variations périodiques du champ magnétique à l'extérieur du corps induisent à l'intérieur de celui-ci un champ électrique qui lui est proportionnel

$E = -dB/dt$. La densité de courant qui en résulte $j = \sigma E$ est proportionnelle à B_0 , ω et R , où B_0 est l'amplitude du champ sinusoïdal ($B = B_0 \sin \omega t$), ω la pulsation ($\omega = 2\pi f$) où f est la fréquence, et R le rayon de la boucle de courant au sein de l'organisme. Ainsi, dans un champ de $1 \mu T$ à 50 Hz, une densité de courant de $6,5 \mu A/m^2$ est induite dans un circuit de 20 cm de diamètre à l'intérieur du corps.

Les courants induits, qui s'ajoutent à ceux qui sont produits in situ par l'organisme, ont des effets qui sont maintenant bien connus. Les limites d'exposition ont été déterminées à partir de ces effets avec un facteur d'incertitude.

I.3.4 Autres mécanismes

Plusieurs hypothèses ont été avancées pour expliquer d'éventuels effets biologiques liés aux courants et champs électriques sur la base d'autres mécanismes d'interaction que ceux décrits ci-dessus. Il s'agit de cristaux magnétiques présents en quantité faible dans certains tissus (cerveau, lymphocytes, etc.) mais sans qu'aucune preuve d'effets des champs magnétiques sur ces structures magnétiques ne soit apportée.

De même, l'hypothèse d'une action des champs sur la cinétique de recombinaison des paires de radicaux libres n'a pas trouvé de confirmation expérimentale dans un organisme vivant soumis à des champs magnétiques faibles.

En ce qui concerne la leucémie, l'hypothèse des courants de contacts passant à travers la moelle osseuse a été faite par [1-3].

1- Les études des groupes de chercheurs en Angleterre ont indépendamment mis en évidence des effets de champs électriques sur les neurones dans des coupes de cerveau de rats. Le seuil se

trouve à environ 1 V/m dans le tissu (correspondant à un champ magnétique extérieur de 50 mT à 50 Hz pour produire ce champ électrique au niveau des tissus).

2- Les magnétosphènes découverts par d'Arsonval en France il y a un siècle correspondent à des sensations lumineuses produites par des champs magnétiques EBF au niveau de l'oeil. Le seuil est de 10 mT à 20 Hz et un peu supérieur à 50 Hz. Il est possible que des phénomènes similaires se produisent dans d'autres parties de la tête sans que des sensations soient perçues.

3- Selon l'ICNIRP, l'effet aigu critique est celui de la stimulation des nerfs et des muscles [2 ;3], et la valeur de la densité de courant à 50 Hz pour le provoquer est de 100 mA/m² correspondant à un champ magnétique extérieur de 5 mT.

4- La restriction de base de l'ICNIRP est de 2 mA/m² pour le public soit 50 fois plus faible que la valeur correspondant à l'effet critique.

5- L'association entre niveau de champ et leucémie chez l'enfant a un seuil déterminé par les méta-études épidémiologiques de 0,4 µT environ, cette valeur étant moyennée sur 24 ou 48 heures. Elle n'est pas comparable aux valeurs citées plus haut qui sont des valeurs instantanées.

I.3.5 Conclusion sur les mécanismes

À ce jour, il n'existe donc pas de mécanismes établis, responsables d'effets biologiques en dessous de 5 mT, mais il est utile de résumer la situation actuelle en termes de connaissances scientifiques et de limites d'exposition. Ainsi, la relation entre champ électrique interne, densité de courant et champ magnétique externe est celle qui permet de passer de la restriction de base (densité de courant en mA /m) au niveau de référence (champ magnétique en teslas) :

I.3.6 Estimation de l'exposition

Les premières études épidémiologiques ont reposé sur des estimations indirectes de l'exposition, fondées sur un codage, puis sur des calculs. Ensuite sont apparues des études pour lesquelles l'exposition a été quantifiée par des mesures réelles effectuées à poste fixe, dans les lieux d'habitation ou de travail.

I.3.6.1 Estimation de l'exposition fondée sur un code de câblage

Il permet de classer un logement en fonction de sa distance à un type particulier de source de transport de courant. Cette approche ne considère que l'exposition aux champs magnétiques

générés par le système de distribution « visible » de l'électricité. D'autres paramètres comme les courants de réseau et de sol, le câblage de l'habitation, ou l'ensemble des appareils domestiques ne sont pas pris en compte.

I.3.6.2 Estimation de l'exposition fondée sur le calcul

Calcul théorique du champ magnétique effectué en utilisant les caractéristiques des lignes électriques (intensité du courant, distance entre les conducteurs...).

Ainsi est calculée l'intensité des champs magnétiques auxquels des enfants étaient soumis. La corrélation entre les expositions calculées et mesurées est assez bonne mais les expositions calculées ne prennent pas en considération le temps de présence des enfants à la maison.

I.3.6.2 Estimation fondée sur le calcul du champ magnétique produit par une ligne électrique en utilisant l'historique de sa charge.

Pour chaque sujet vivant à proximité d'une installation électrique haute tension, les champs magnétiques ont été calculés à partir d'informations sur la configuration de l'installation, la distance entre le logement et l'installation et le courant moyen annuel. L'exposition cumulée sur la vie du sujet est estimée en multipliant le nombre de mois d'exposition par le niveau moyen du champ magnétique dans la résidence.

Il est important de noter que ce type d'estimation indirecte est incontournable pour évaluer l'historique de l'exposition. Si dans certaines études, l'exposition contemporaine en un lieu donné est censée refléter l'exposition passée en tout lieu, ces estimations indirectes sont très souvent affinées au moyen de questionnaires, pour limiter les incertitudes temporelles ou spatiales.

I.3.6.3 Estimation de l'exposition fondée sur des mesures en des lieux donnés

Pour mesurer l'exposition ambiante, on dispose soit de mesures ponctuelles dans le temps, instantanées ou de très courte durée (inférieure à 30 s), soit des mesures en continu (24 à 48 heures) du champ magnétique, en des points fixes, la plupart du temps réalisées dans la chambre du sujet. Les mesures ponctuelles peuvent avoir pour but d'identifier les sources de champ élevé.

I.4 Champs électromagnétiques des lignes de transport d'énergie

I.4.1 Introduction

Pour diverses raisons, il est important de comprendre les champs électromagnétiques associés à la transmission de la puissance électrique via les systèmes de transport et distribution. Historiquement, c'était important pour assurer l'efficacité et la fiabilité des systèmes électrique. . Par exemple, L'analyse du champ électromagnétique a été utilisée pour déterminer les paramètres des lignes de transmission pour l'écoulement de puissance, l'étude de stabilité et des pertes. L'analyse électromagnétique a également été utilisée dans les études de protection contre la foudre et dans la rupture de l'isolation [15] [16]. Une autre préoccupation a été la prévention contre les risques de choc électrique. Ces chocs peuvent se produire à la fois par contact direct avec le système en question, ou indirectement, par contact avec des systèmes couplés électromagnétiquement au même system. Les lignes électriques peuvent perturber des systèmes tels que téléphone ; câble de communication et circuits de signalisation de chemin de fer. L'atténuation ces interférences nécessitent une compréhension des paramètres qui influent sur le couplage.

Les paliers de tensions des lignes électriques ont augmenté, d'autres effets des lignes électriques sur leur environnement sont devenus des préoccupations. Par exemple, les interférences radio du à l'effet couronne, ont été un problème depuis les années 1930. Plus récemment, les possibles effets sur la santé de l'exposition aux champs de très basse fréquence, champs électriques et magnétiques. C'est cette question qui a amené l'attention des médias à l'environnement des lignes électriques.

I.4.2 Question importante

Les ingénieurs doivent souvent répondre aux questions sur les caractéristiques des champs électrique et magnétique aux fréquences industriels. Certaines de ces questions sont :

- Quel est le pourcentage d'erreur en calculant les champs électriques et magnétiques en utilisant l'approche quasi-statique ?

Nous verrons dans ce qui suit une description des champs quasi-statiques et rayonnés des sources tridimensionnelles simples et le passage à une source bidimensionnelle. On verra que les approximations quasi-statiques ont comme conséquence une erreur est très faible pour des

champs calculés à 100 m ou moins de la ligne. Dans la référence [7] l'auteur expose la façon dont les champs quasi-statiques sont couplés ensemble par les équations de Maxwell. Il explique que le champ électrique d'une ligne peut formellement être déterminé à partir des champs magnétiques et que ceci ne peut être fait en pratique. Ainsi, les champs électriques et magnétiques sont considérés comme indépendants et liés à la tension et au courant respectivement. Il discute aussi les conditions dans lesquelles les champs électriques et magnétiques sont reliés par l'impédance du vide. En général, ce n'est pas le cas pour les lignes de transport d'électricité. En conclusion, il applique le théorème de Poynting est alors aux champs de la ligne pour décrire la puissance transférée suivant la ligne en raison des champs quasi-statiques et pour calculer la quantité insignifiante de puissance rayonnée latéralement loin de la ligne (de l'ordre de 2 x de 10." de la puissance transférée le long the line).

I.4.3 Sources du champ électrique et magnétique

Les sources des champs électriques et magnétiques sont des courants et des charges électriques existant sur la ligne ou sont induit par la ligne dans le sol et/ou des objets tels que les pipelines. Ces champs peuvent être déterminés en résolvant les équations de Maxwell.

La formule déterminant le champ magnétique d'une distribution de courants électriques dans l'espace en un point est [38]:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \int_v \frac{\mu_0 \mathbf{j}(t - \tau/c)}{4\pi r} dv \quad (\text{I.1})$$

c est la vitesse de la lumière dans un vide 300.000 km/s,

j est la distribution du courant dans l'espace,

r est la distance entre la source et le point d'observation,

μ_0 est la perméabilité de l'espace libre,

v est et le volume contenant la source de courant,

∇ est l'opérateur mathématique différentiel.

Les lettres en "gras" représentent des quantités vectorielles. Pour une distribution de courant au-dessus de la terre, \mathbf{J} inclut tous les courants dans l'espace y compris ceux qui sont induits dans le sol (s'il y en a). La présence du sol peut être remplacée par une distribution de courants

"équivalents" dans le vide [32]. C'est ainsi que les équations pour l'espace libre peuvent être employées pour déterminer les champs d'une ligne au-dessus du sol. La présence des charges est implicite dans (I.1) parce que les courants variables dans le temps sont liés aux charges elles aussi variables dans le temps par l'équation de continuité. Il faut souligner que (I.1) est valide pour déterminer les champs de n'importe quelle distribution de courants qu'elle soit sur une ligne de transport d'énergie, une antenne ou les courants équivalents d'une fibre optique. Tous des problèmes électromagnétiques peuvent être résolus en utilisant les équations du maxwell.

I.4.4 Solutions des équations de maxwell

Généralement, les champs électriques et magnétiques sont couplés (c.-à-d. si l'un est entièrement connu, l'autre peut être calculé à partir de celui-ci) bien qu'il y ait des circonstances dans lesquelles ils peuvent être déterminés comme si ils été découplés [8, 9, 11]. C'est souvent le cas pour des champs près des lignes de transport d'énergie parce que les champs varient si lentement dans le temps que les équations de maxwell deviennent presque découplées en des équations électrostatiques et magnétostatiques.

Des courants variables dans le temps peuvent être représentés comme une superposition de composantes variant sinusoidalement dans le temps en employant la transformée de Laplace ou de Fourier. Chaque sinusöide est caractérisée par une fréquence. Dans un milieu linéaire, le champ total est déterminé en calculant d'abord le champ de chaque composante sinusöidale et en superposant ensuite ces différents champs. La fréquence de chaque composante sinusöidale est un paramètre important pour déterminer une méthode appropriée pour évaluer les champs et pour choisir une image visuelle pour décrire les champs. Par exemple, aux basses fréquences comme les fréquences industrielles, la méthode quasi-statique peut être employée. Cette méthode emploie les équations de maxwell découplés ou statiques pour calculer les champs électriques et magnétiques (c.-à-d., les champs électrostatiques et magnétostatiques), alors avec cette approximation ces champs oscillent simplement dans l'amplitude à la fréquence du courant sinusöidal de la source [7].

Dans les hautes fréquences proches de celles de la lumière, les méthodes de l'optique géométrique ou le système de rayon peuvent être employés pour évaluer les champs. L'image correspondante est celle des rayons de lumière traversant l'espace, de telles techniques sont

utilisées dans l'étude des rayons de lumière passant par une lentille. Les méthodes quasi-statiques et optiques sont toute les deux des méthodes approximatives fournissant des solutions aux mêmes équations de maxwell mais chaque 'une pour une partie du spectre appropriée. Il n'est pas peu commun d'employer des méthodes approximatives dans l'analyse électromagnétique puisqu' il y a seulement quelques situations où la forme de la solution exacte est simple. Les justifications mathématiques pour ces approximations peuvent être établies en écrivant la solution exacte pour un cas donné et en prouvant que la solution se réduit à une solution approximative pour tel ou tel gamme de paramètres, comme est le cas des champs des lignes de transport d'énergie.

I.4.5 Champs de rayonnement et quasi-statiques

Pour illustrer les caractéristiques du champ électrique et magnétique, considérons une source élémentaire en l'occurrence une petite boucle de courant (Z) qui oscille sinusoidalement avec le temps tel que décrit par la figure 1.7.

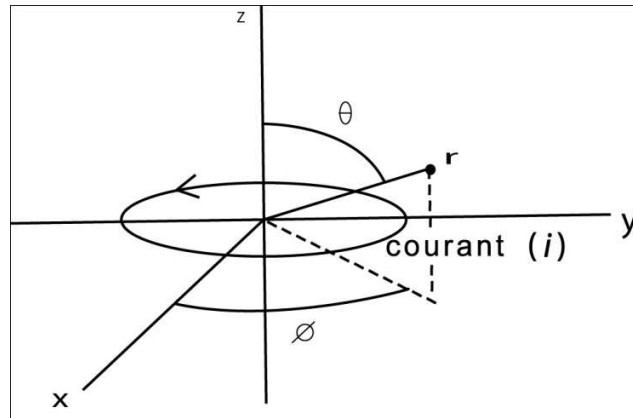


Fig.I.7 Boucle de courant

Les champs magnétiques associés à cette source dans l'espace libre sont [7]:

$$\mathbf{B}_\theta = \frac{\mu_0 \mathbf{I} a^2}{4} \left(\frac{\cos(\omega t - kr)}{r^3} - \frac{k \sin(\omega t - kr)}{r^2} - \frac{k \cos(\omega t - kr)}{r} \right) \sin \theta \quad (\text{I.2})$$

$$\mathbf{B}_r = \frac{\mu_0 \mathbf{I} a^2}{2} \left(\frac{\cos(\omega t - kr)}{r^3} - \frac{k \sin(\omega t - kr)}{r^2} \right) \cos \theta \quad (\text{I.3})$$

$$\mathbf{B}_\phi = 0 \quad (\text{I.4})$$

Où a est le rayon de la boucle,

k est le nombre d'onde = $2\pi /$ (longueur d'onde),

f est la fréquence,

r est la distance de la boucle au point d'observation,

Les trois termes de \mathbf{B}_θ dans (1.2) sont identifiés comme :

- 1) champ " statique" (terme en $1/r^3$),
- 2) champ "d'induction" (terme en $1/r^2$), et
- 3) champ "de rayonnement " (terme en $1/r$).

Les deux premiers termes seront groupés ensemble et marqués comme quasi-statiques. \mathbf{B}_r dans (I.3) n'a aucun terme de rayonnement et est complètement quasi-statique. La différence la plus évidente entre les termes quasi-statiques et les termes de rayonnement est le taux de décroissance en fonction de la distance. Le premier décroît au moins aussi rapidement que l'inverse de la distance au carré et domine pour les "petites" distances, tandis que le dernier décroît comme l'inverse de la distance et domine pour les "grandes" distances.

La ligne séparatrice pour distinguer les "petites" et "grandes" distances est la longueur d'onde (qui est égale au rapport de la vitesse de la lumière à la fréquence) qui est 6,000 km (300,000/50) pour 50 Hz. Par Exemple, à 100 m (qui est une "petite" distance) d'une source de 50 hertz, le rapport de l'amplitude du champ quasi statique à celle du champ de rayonnement est de l'ordre $1/K^2 r^2$ et lui est proportionnel et par conséquent, le champ peut être représenté par le terme quasi-statique seul, comme c'est habituellement le cas pour les champs des lignes de transport d'énergie. En retenant seulement la partie quasi statique, les équations (I.2) et (I.3) deviennent :

$$\mathbf{B}_\theta = \frac{\mu_0 I a^2}{4r^3} \sin \theta \cos(\omega t) \quad (\text{I.6})$$

$$\mathbf{B}_r = \frac{\mu_0 I a^2}{2r^3} \cos \theta \cos(\omega t) \quad (\text{I.7})$$

Puisque $kr \ll 1$ dans ces expressions, la nature mobile de l'onde de champ ou le mouvement de la distribution du champ dans le temps a été ignorée. Quand la limite kr tendant vers zéro, la distribution du champ ne change pas en fonction du temps, seulement l'amplitude le fait.

Une autre caractéristique importante des champs de rayonnement est qu'ils deviennent isolés de la source, ils s'éloignent de la source et continuent à exister après que la source ne se soit arrêtée.

En revanche, après que la source se soit arrêtée, l'énergie stockée dans le champ quasi-statique retourne à la source pour être dissipée dans les matériaux proche de celle-ci ou être rayonnée. Ceci peut être illustré en examinant le circuit équivalent d'une petite boucle de courant Fig I.7. Ici la source de courant (\mathbf{I}) est représentée par sa tension de Thevenin équivalente V , et la résistance R_T et la boucle est représentée par une réactance X (représente le stockage d'énergie dans les champs quasi-statiques), une résistance de perte R_L , (représente l'énergie perdue par effet joule) et une résistance de rayonnement R_r , (représente l'énergie perdue par rayonnement). Clairement si la source est arrêtée, l'énergie stockée dans la réactance est dissipée comme pertes dans la source, dans la boucle et dans le rayonnement.

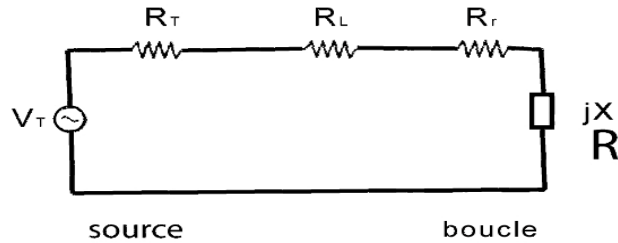


Fig.I.8-Circuit équivalent

Pour compléter, le champ électrique de la boucle est :

$$\mathbf{E}_\varphi = \frac{\eta \mathbf{I} a^2}{4} \left(\frac{k \sin(\omega t - kr)}{r^2} - \frac{k^2 \cos(\omega t - kr)}{r} \right) \sin \theta \quad (\text{I.8})$$

Où $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ F / m}$

$\eta = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0} = 120\pi \Omega = \text{L'impédance du vide.}$

La figure (1.9) représente une autre source élémentaire, un dipôle électrique (un élément de courant I de longueur dl qui oscille sinusoïdalement dans le temps. Les champs électriques et magnétiques dans l'espace libre sont:

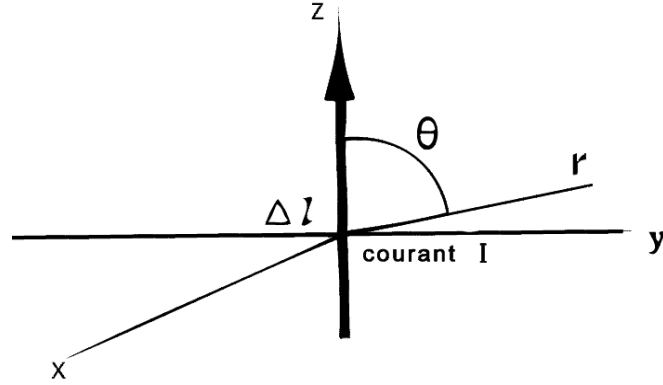


Fig.I.9-Un dipôle électrique

$$\mathbf{E}_\varphi = \frac{\eta \mathbf{I} \Delta l}{4\pi} \left(\frac{\sin(\omega t - kr)}{kr^3} + \frac{\cos(\omega t - kr)}{r^2} - \frac{k \sin(\omega t - kr)}{r} \right) \sin \theta \quad (\text{I.9})$$

$$\mathbf{E}_r = \frac{\eta \mathbf{I} \Delta l}{2\pi} \left(\frac{\sin(\omega t - kr)}{kr^3} + \frac{\cos(\omega t - kr)}{r^2} \right) \quad (\text{I.10})$$

$$\mathbf{B}_\varphi = \frac{\mu_0 \mathbf{I} \Delta l}{4\pi} \left(\frac{\cos(\omega t - kr)}{r^2} - \frac{k \sin(\omega t - kr)}{r} \right) \sin \theta \quad (\text{I.11})$$

Comme avec la boucle de courant, il y a des termes avec trois taux différents de décroissance. If $kr \ll 1$ et seulement le premier terme est retenue dans l'approximation quasi-statique, alors

$$E_\theta = \frac{\eta \mathbf{I} \Delta l}{4\pi k r^3} \sin \theta \sin(\omega t) \quad (\text{I.12})$$

$$E_r = \frac{\eta \mathbf{I} \Delta l}{2\pi k r^3} \cos \theta \sin(\omega t) \quad (\text{I.13})$$

I.5 Conclusion

L'exposition aux champs électromagnétiques peut engendrer dans un dispositif électrique une surintensité une surtension ou les deux en même temps, les effets de l'exposition à ces champs sur l'être vivant peut engendrer des maladies. Le calcul des champs reste incontournable pour évaluation des perturbations sur les dispositifs électrique et les effets sur l'être vivant, nous dédions le chapitre II III et VI au calcul des champs magnétique électrique et des perturbations radioélectriques des lignes (EHT) extra haute tension.

CHAPITRE

II

II.1 Introduction

Les influences du champ magnétique des lignes électriques aériennes sur l'environnement sont bien connues et analysées dans plusieurs travaux, [2-5]. Les méthodes comportent, principalement, des calculs analytiques et expérimentaux, ainsi que des calculs numériques [17-21]. Un intérêt particulier est dédié aux effets négatifs du champ magnétique engendré par les réseaux électriques à haute tension sur la santé humaine. Pour diminuer les effets négatifs, on minimise les valeurs du champ magnétique au voisinage des lignes par l'optimisation de leur structure et leurs conditions d'exploitation [20, 21]. À la recommandation du IEEE [6], les valeurs de l'induction magnétique sont limitées à $100\mu T$ - pour l'exposition publique est à $500\mu T$ pour l'exposition professionnelle.

Dans ce travail on présente un procédé d'analyse en deux et trois dimensions du champ magnétique engendré par une ligne de transport d'énergie aérienne. Le procédé basé sur le concept du potentiel vecteur magnétique s'applique aux configurations complexes des lignes électriques qui présentent un intérêt particulier.

L'objectif du travail dans ce chapitre est le calcul de l'intensité du flux magnétique au voisinage de la ligne au niveau du sol et à 1 m au dessus du sol ainsi que l'examen de l'influence des paramètres constructifs et d'exploitation sur le profile du champ magnétique. Aussi nous discuterons l'effet de la conductivité finie du sol et celui de la flèche sur le champ magnétique. Les valeurs déterminées par notre code de calcul seront comparées à ceux déterminées dans les travaux [22] et [23].

Le champ magnétique produit par une ligne électrique est étendu vers l'infini. Mais, les valeurs ne sont significatives qu'en voisinage de la ligne. Le domaine où se fait le calcul du champ doit, généralement, être fini pour l'analyse numérique. En conséquence, la limitation du domaine par une frontière est souvent nécessaire. Dans cette optique, la littérature présente plusieurs méthodes [21-28]. Cependant, il y a quelques autres méthodes moins populaires comme la méthode multipôle (MPM) ou les méthodes exploitant la loi de biot et savart basées sur le concept du potentiel vecteur magnétique qui peuvent être classées comme étant des techniques de frontière. La dernière a été fréquemment utilisée pour calculer les champs magnétiques des lignes électriques, elle repose sur la solution fondamentale de l'équation différentielle modélisant le problème par la noyau de green [24]. Cette technique de calcul Simplifiée du champ magnétique suppose que les conducteurs de la ligne sont des filaments rectilignes horizontaux de longueurs infinies. Cette hypothèse se traduit par un modèle dont le champ magnétique et quelque peut biaisé par rapport à la réalité, surtout lorsque l'analyse porte sur le champ magnétique à proximité immédiate des conducteurs de la ligne. En fait, les conducteurs sont portés par des caténaire périodiques, la flèche dépend des caractéristiques constructives de la ligne, des conditions d'exploitation et des conditions

climatiques. Peu de travaux dans la littérature font l'examen des effets de la caténaire, car le plus souvent, ils sont supposés être négligeable. Cependant, l'effet de la caténaire sur l'amplitude du champ magnétique peut être important dans certains cas [23, 25,26] et doit, par conséquent, être étudié. En général, le calcul du champ magnétique est effectué par l'intégration de la loi de Biot-Savart, sur un contour défini par la forme de la caténaire puis par superposition des contributions de l'ensemble des conducteurs de la ligne.

Dans ce chapitre, une solution est également rapportée [23] pour le calcul des champs magnétiques influencé par la flèche des conducteurs des lignes électriques. Il est supposé que l'équation de la caténaire décrit exactement la flèche des conducteurs. L'influence des courants induits dans le sol sur la distribution du champ magnétique sera prise en compte. Les résultats du calcul du champ magnétique produit par la flèche des conducteurs seront discutés et comparés au modèle classique constitué d'un conducteur horizontal suspendu à une hauteur située entre le maximum et le minimum des hauteurs de la caténaire.

II.2 Formulation mathématique du champ magnétique en deux dimensions

La plupart des configurations des lignes de transport d'énergie peuvent être ramenés à des problèmes en deux dimensions, le gain en coût calculatoire est significatif et la précision est relativement satisfaisante pour le calcul du profil du champ magnétique au sol.

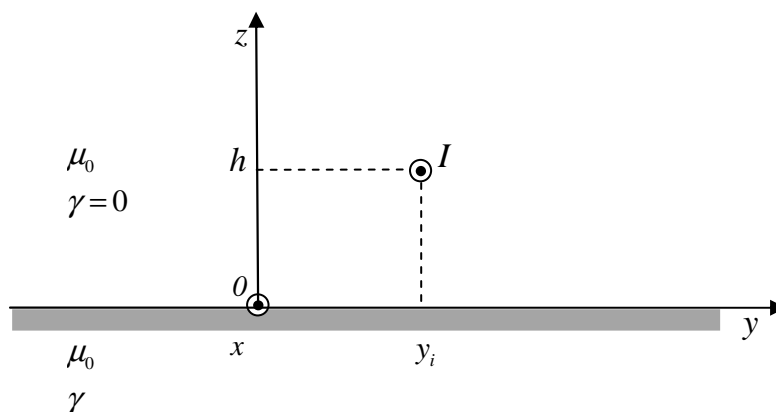
(Dans la suite, sauf mention, on entend par 'calcul au sol' le calcul à 1m au-dessus du sol.

II.2.1 Champ magnétique d'un fil rectiligne au-dessus d'un sol parfaitement conducteur

Le potentiel vecteur magnétique A est une fonction définie à un point dans l'espace libre entourant un élément de courant [27] :

$$A = \int \frac{\mu_0 I dl}{4\pi R} \quad (\text{II.1})$$

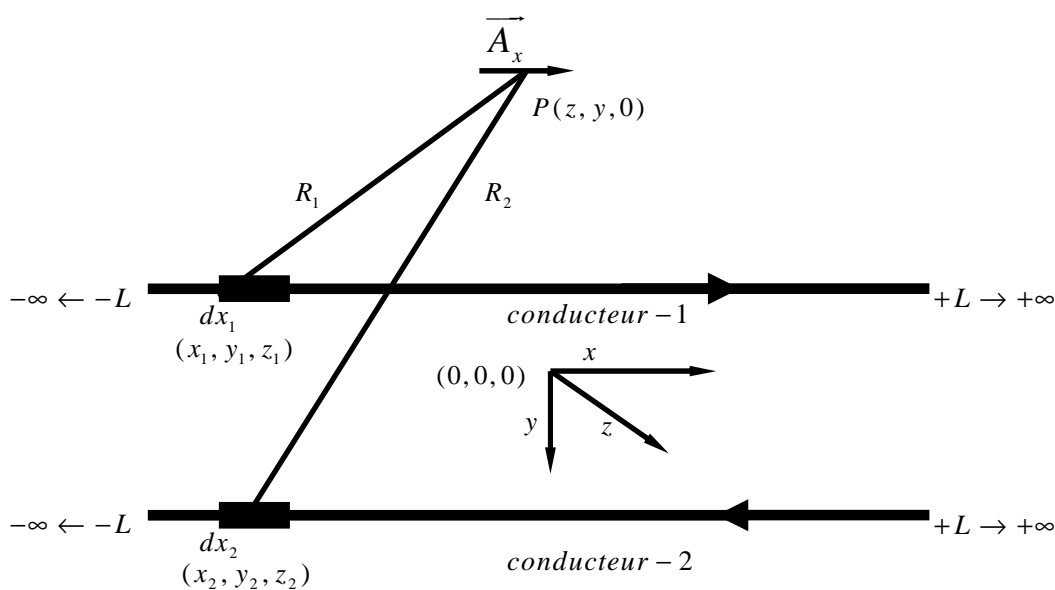
L'intégrale dans l'équation (1) est sur la longueur du conducteur, I est l'élément de courant différentiel de longueur dl situé au point (x', y', z') dans l'espace tridimensionnels et R est la distance entre le vecteur portant l'élément courant dl et le point $P(x, y, z)$ ou A doit être calculé.



FigII.1-Conducteur infiniment long portant un courant I au dessus d'un sol de conductivité γ

Le symbole μ_0 est la perméabilité de l'espace libre entourant l'élément de courant dl . La densité du flux magnétique peut être obtenue de l'équation. (II.1) en calculant le rotationnel de A [27,28] :

$$B = \nabla \times A \tag{II.2}$$



FigII.2-Le vecteur potentiel vecteur magnétique résultant de la ligne de transmission à deux conducteurs parallèle dans la direction de x

En faisant l'approximation de la conductivité infinie du sol, le système de la Fig.II.1 peut, en vertu de la théorie des images, être représenté par celui de la Fig.II.2. Considérant une ligne de transmission à deux conducteurs parallèle de longueur infinie dans l'espace libre (Fig.II.2). Un courant I est porté

dans un sens par un des conducteurs et retourne par le deuxième. Comme les conducteurs et les courants sont dans la direction de x , les composants du champ résultant varient seulement dans le plan $z y$. Ainsi c'est commode pour calculer les champs à un point $(z, y, 0)$, c.-à-d. dans le plan $x = 0$. Puisque les courants sont seulement dans la direction x . Le Potentiel Vecteur A de l'équation (II.1) est lui aussi dans la direction de x , Par conséquent les contributions des deux courants I1 et I2 au point $(z, y, 0)$ sont respectivement :

$$A_{x1} = \int_{-L}^L \frac{\mu_0 I_1 dx_1}{4\pi [(z - z_1)^2 + (y - y_1)^2 + x_1^2]^{1/2}} \quad (\text{II.3})$$

$$= \frac{\mu_0 I_1}{2\pi} \left[\ln \left\{ x_1 + [(z - z_1)^2 + (y - y_1)^2 + x_1^2]^{1/2} \right\} \right]_0^L$$

Et :

$$A_{x2} = \int_{-L}^L \frac{\mu_0 I_2 dx_2}{4\pi [(z - z_2)^2 + (y - y_2)^2 + x_2^2]^{1/2}} \quad (\text{II.4})$$

$$= \frac{\mu_0 I_2}{2\pi} \left[\ln \left\{ x_2 + [(z - z_2)^2 + (y - y_2)^2 + x_2^2]^{1/2} \right\} \right]_0^L$$

Puisque $I_2 = I_1 = I$ on a :

$$A_x = \frac{\mu_0}{2\pi} \left[I \ln \left\{ z_1 + [(z - z_1)^2 + (y - y_1)^2 + x_1^2]^{1/2} \right\} \right. \quad (\text{II.5})$$

$$\left. + (-I) \ln \left\{ x_2 + [(z - z_2)^2 + (y - y_2)^2 + x_2^2]^{1/2} \right\} \right]_0^L$$

Quand L tend vers l'infinie l'équation (II.5) se simplifie en :

$$A_x = \frac{\mu_0}{4\pi} \left\{ -I \ln [(z - z_1)^2 + (y - y_1)^2] \right. \quad (\text{II.6})$$

$$\left. - (-I) \ln [(z - z_2)^2 + (y - y_2)^2] \right\}$$

En utilisant l'expression du rotationnel en coordonnées cartésienne et en substituant A_x à A dans l'équation (II.2) les deux composantes de la densité du flux magnétique B_z et B_y sont obtenues :

$$B_z = \frac{\partial A_x}{\partial y} = \frac{-\mu_0}{2\pi} \left[I \frac{y - y_1}{(z - z_1)^2 + (y - y_1)^2} + (-I) \frac{y - y_2}{(z - z_2)^2 + (y - y_2)^2} \right] \quad (\text{II.7})$$

$$B_y = -\frac{\partial A_z}{\partial x} = \frac{\mu_0}{2\pi} \left[I \frac{z - z_1}{(z - z_1)^2 + (y - y_1)^2} + (-I) \frac{z - z_2}{(z - z_2)^2 + (y - y_2)^2} \right] \quad (\text{II.8})$$

Il convient de noter que B_z est horizontal (parallèle à la surface du sol) et perpendiculaire à l'axe du conducteur tandis que B_y est vertical à l'axe de la ligne et à la surface du sol également. Le premier terme, entre crochets, de l'équation (II.7) est la composante de la densité du flux magnétique du au courant I dans conducteur 1 et le deuxième terme de la même équation résulte du courant $-I$ porté par le conducteur 2. Si l'on considère ce systeme comme étant équivalent à celui de la Fig.II.1 dans le cas où le sol est parfaitement conducteur, les courants de retour dans le sol sont ramenés à $-I$ en vertu de la théorie des images [29]. Dans les cas réel les sols sont de conductivités finies, les courants de retours ne circulent plus sur la surface du sol mais passent par contre à travers tout le demi plan inférieur de sorte que la somme de ces courants soit égal à $-I$ en valeur ou éventuellement en module, leurs contributions sont fortement affaiblies par leurs distances au point d'observation. D'autre part, l'influence des courants de retours dans le sol ne peut être ignorée dans le calcul de l'intensité du champ électrique et magnétique induits au dessus la surface du sol. La connaissance du champ électrique induit est nécessaire pour le calcul des impédances propres et mutuelles des conducteurs au-dessus du sol à conductivité finie. Ensuite, la distribution spatiale du champ magnétique de la ligne peut être obtenue par le biais des la formules (II.7) (II.8) et le principe de superposition.

II.2.2 Champ magnétique d'un fil rectiligne au-dessus d'un sol de conductivité finie

Un conducteur infiniment long est placé à une hauteur h au-dessus de la surface du sol, (Fig.III.1) et porte un courant dont la direction est suivant l'axe des abscisses. Le courant varie avec le temps comme $\exp(i\omega t)$ où ω est la pulsation en radian. Le plan (x, y) représente la surface du sol. Le sol est supposé isotrope, homogène de conductivité finie γ . La perméabilité magnétique du sol et de l'air est μ_0 . Les courants de déplacement dans les deux régions: l'air et le sol sont négligés. Pour ce problème en deux dimensions Le potentiel vecteur du champ électromagnétique n'a que la composante x $A_x(y, z)$ solution des équations différentielles :

Équation de poisson dans l'air:

$$\frac{\partial^2 A_x(y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_x(y, z)}{\partial z^2} = I\mu_0 \delta(y - y_i) \delta(z - z_i) \quad (\text{II.9})$$

Équation de Helmholtz dans le sol:

$$\frac{\partial^2 A_x(y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A_x(y, z)}{\partial z^2} = k^2 A_x(y, z) \quad (\text{II.10})$$

Où, δ est l'impulsion de Dirac, $k^2 = i\omega\mu_0\gamma$.

Le potentiel vecteur \vec{A} dans l'air peut être obtenu en utilisant la transformée de Fourier et en imposant, comme condition aux limites, la continuité de la composante normale de la densité du flux magnétique ainsi que la prise en compte de la composante tangentielle de l'intensité du champ électrique et magnétique.

D'où la composante suivant x du potentiel vecteur dans l'air peut être écrite sous la forme [23]:

$$A_x(y, z) = \frac{I\mu_0}{2\pi} \int_0^\infty \left[\frac{e^{-u|z-h|}}{u} + \frac{(u-\alpha)e^{-u|z+h|}}{u(u+\alpha)} \right] \cos[(y-y_i)u] du \quad (\text{II.11})$$

Où

$$\alpha = \sqrt{u^2 + k^2} \quad (\text{II.12})$$

Il convient de noter que la formule (II.11) est la même que celle obtenue par Carson [30].

La densité de flux magnétique \vec{B} peut être obtenue à partir de l'équation:

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A} \quad (\text{II.13})$$

Dans le cas présent:

$$\vec{B} = \vec{j} \frac{\partial}{\partial z} A(y, z) - \vec{k} \frac{\partial}{\partial y} A(y, z) \quad (\text{II.14})$$

Où \vec{j} et \vec{k} sont les vecteurs unitaires suivant y et z, respectivement.

A partir des équations (II.14) et (II.11), sont obtenues les deux composantes spatiales de la densité du flux magnétique dans l'air ($z \geq 0$):

$$B_y(y, z) = \frac{I\mu_0}{2\pi} \int_0^\infty \left[e^{-u|z-h|} + \frac{(u-\alpha)e^{-u|z+h|}}{u+\alpha} \right] \cos[(y-y_i)u] du \quad (\text{II.15})$$

$$B_z(y, z) = \frac{I\mu_0}{2\pi} \int_0^\infty \left[e^{-u|z-h|} + \frac{(u-\alpha)e^{-u|z+h|}}{u+\alpha} \right] \sin[(y-y_i)u] du \quad (\text{II.16})$$

En tenant compte des égalités suivantes:

$$\int_0^\infty e^{-px} \cos(qx) dx = \frac{p}{p^2 + q^2} \quad (\text{II.17})$$

$$\int_0^\infty e^{-px} \sin(qx) dx = \frac{q}{p^2 + q^2} \quad (\text{II.18})$$

Chaque composante de la densité du flux magnétique peut être séparée en deux termes:

$$B_y(y, z) = B_{yu}(y, z) + B_{ye}(y, z) \quad (\text{II.19})$$

$$B_z(y, z) = B_{zu}(y, z) + B_{ze}(y, z) \quad (\text{II.20})$$

Le premier terme $B_{yu}(y, z)$ donné par la relation :

$$B_{yu}(y, z) = -\frac{I\mu_0}{2\pi} \frac{z-h}{(z-h)^2 + (y-y_i)^2} \quad (\text{II.21})$$

Peut être interprétée comme la composante y de la densité du flux magnétique produite par les courants portés par le conducteur dans l'air, qui peut être obtenue directement à partir de la loi de Biot-Savart.

Le deuxième terme $B_{ye}(y, z)$ désigne la composante de la densité du flux magnétique produite dans l'air par les courants circulants dans le sol, qui peut être extraite à partir de l'équation (II.15) et qui peut être écrite sous la forme algébrique:

$$B_{ye}(y, z) = \frac{I\mu_0}{2\pi} \left[\begin{array}{l} \left(\frac{z+h}{(z+h)^2 + (y-y_i)^2} \right. \\ \left. -2|k| \int_0^\infty nbe^{-(z+h)|k|n} \cos[(y-y_i)|k|n] dn \right) \\ +j \left(\frac{-4(z+h)[(z+h)^2 - 3y^2]}{[(z+h)^2 + (y-y_i)^2]^3 |k|^2} \right. \\ \left. +2|k| \int_0^\infty nae^{-(z+h)|k|n} \cos[(y-y_i)|k|n] dn \right) \end{array} \right] \quad (\text{II.22})$$

De même, dans la relation (II.20) $B_{zu}(y, z)$ désigne la composante suivant z de la densité du flux magnétique produite par les courants portés par le conducteur dans l'air libre:

$$B_{zu}(y, z) = \frac{I\mu_0}{2\pi} \frac{y-y_i}{(z-h)^2 + (y-y_i)^2} \quad (\text{II.23})$$

alors que $B_{ze}(y, z)$ désigne la composante z de la densité du flux magnétique produite dans l'air par les courants circulant dans le sol, qui peut être calculée à partir de l'équation (II.16), et qui peut être écrite sous la forme algébrique:

$$B_{ze}(y, z) = \frac{I\mu_0}{2\pi} \left[\begin{array}{l} \left(\frac{-(y-y_i)}{(z+h)^2 + (y-y_i)^2} \right. \\ \left. +2|k| \int_0^\infty nbe^{-(z+h)|k|n} \sin[(y-y_i)|k|n] dn \right) \\ +j \left(\frac{4(y-y_i)[3(z+h)^2 - (y-y_i)^2]}{[(z+h)^2 + (y-y_i)^2]^3 |k|^2} \right. \\ \left. -2|k| \int_0^\infty nae^{-(z+h)|k|n} \sin[(y-y_i)|k|n] dn \right) \end{array} \right] \quad (\text{II.24})$$

Les formules (II.22) et (II.24) sont obtenues à partir d'équations (II.15) et (II.16), si les relations (II.25- II.28) sont utilisées:

$$u = |k|n \quad (\text{II.25})$$

$$\sqrt{n^2 + j^2} = a + ib \quad (\text{II.26})$$

Où:

$$a = \sqrt{\frac{\sqrt{n^4 + 1} + n^2}{2}} \quad (\text{II.27})$$

$$b = \sqrt{\frac{\sqrt{n^4 + 1} - n^2}{2}} \quad (\text{II.28})$$

II.3.Approche avec le plan de retour complexe

Comme alternative à la méthode précise, le concept de la profondeur complexe peut être appliqué pour l'évaluation de l'influence des courants induits dans l'ensemble du sol sur le champ magnétique. Ce concept, a été initialement proposé par Dubanton à EDF et reporté par Gary et Moreau [31], développé pour le calcul des impédances, simple et suffisamment précis pour les lignes de transport d'énergie, valable pour l'ensemble du spectre des fréquences. La preuve formelle de l'exactitude de l'approche du plan de retour complexe pour le calcul des impédances d'une ligne de transmission a été présentée dans la référence [32]. Selon les auteurs cette référence, le retour du courant dans le sol homogène peut être modélisé par un plan parfaitement conducteur se trouvant à une profondeur complexe p au dessous de la surface du sol, comme le montre la Fig.II.3.

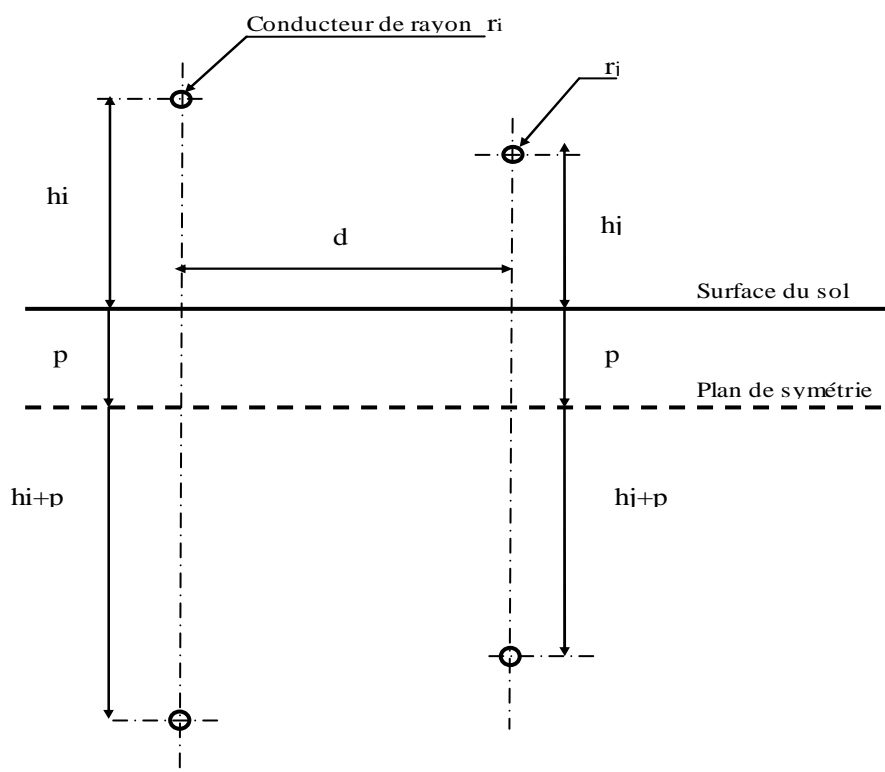


Fig.II.3-Illustration de la profondeur de retour du courant

Comme nous l'avons indiqué avant, on suppose que les courants de retour dans le sol sont concentrés sur une surface plane fictive, parallèle à la surface du sol, et placée à une profondeur complexe :

$$p = \frac{1}{\sqrt{i\omega\mu_0\gamma}} = \frac{\delta_s}{2}(1-i) \quad (\text{II.29})$$

Où δ_s est l'épaisseur de peau dans le sol.

$$\delta_s = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_0 \gamma}} \quad (\text{II.30})$$

La partie réelle de p donne la célèbre approximation :

$$\alpha = 503 \sqrt{\frac{1}{\gamma f}} \quad (\text{en mètre}) \quad (\text{II.31})$$

Grâce à cet artifice, on peut utiliser, pour le calcul des impédances propres et mutuelles, la théorie classique des images. Si l'on introduit le module de p , les flux magnétiques seront

réels. Mais si l'on introduit la valeur complexe de p , les valeurs des flux magnétiques seront eux même complexes.

La partie réelle de ce champ est due à l'induction purement dite. On notera, qu'en raison de la variation de la profondeur de pénétration p avec la fréquence, les paramètres de la ligne, comme les coefficients d'induction deviennent dépendants de la fréquence.

La raison physique de la valeur complexe des impédances est que :

- Le champ électrique dû à un courant est déphasé par rapport à celui-ci.
- Les courants dans le sol sont en couches et déphasés les uns par rapport aux autres et par rapport aux courants dans les conducteurs.

Il en résulte que le flux électromagnétique, qu'un circuit ii' envoie dans un circuit jj' , ou réciproquement, n'est pas en phase avec le courant qui lui donne naissance.

Dubanton a formulé les expressions pour les impédances linéiques mutuelles et propres [29,32]:

$$Z_{ii} = i\omega \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left(\frac{2(h_i + p)}{r_i} \right) \quad (\text{II.32})$$

$$Z_{ij} = i\omega \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{g}{a} \quad (\text{II.33})$$

Où

$$g = \sqrt{(h_i + h_j + 2p)^2 + d^2} \quad (\text{II.34})$$

$$a = \sqrt{(h_i - h_j)^2 + d^2} \quad (\text{II.35})$$

d est la distance horizontale entre les conducteurs i et j et r_i est le rayon du conducteur Fig.II.3.

Ces équations fournissent un substitut remarquablement simple et précis aux équations de Carson pour les impédances propres et mutuelles sur toute la partie du spectre de fréquences où les équations de Carson sont valides. En général, l'impédance mutuelle Z_{ij} est définie comme le ratio négatif de la force électromotrice induite sur le conducteur j par le courant circulant dans le conducteur i . Par conséquent

$$Z_{ij} = -\frac{\int_{CD} \vec{E} \cdot d\vec{l}}{I} \quad (\text{II.36})$$

Où le contour d'intégration l coïncide avec l'axe du conducteur.

S'appuyant sur les formules (27) et (30), l'intensité du champ électrique induit dans un point d'observation (y, z) peut être exprimé sous la forme:

$$E_x(y, z) = -i\omega \frac{\mu_0 I}{2\pi} \ln \frac{\sqrt{(z_i + h_i + 2p)^2 + (y - y_i)^2}}{\sqrt{(z_i - h_i)^2 + (y - y_i)^2}} \quad (\text{II.37})$$

La densité du flux magnétique peut être obtenue à partir des équations de Maxwell:

$$\text{rot } \vec{E} = -i\omega \vec{B} \quad (\text{32}) \quad (\text{II.38})$$

La substitution de la relation (II.37) dans l'équation (II.38) donne les composantes de la densité du flux magnétique :

$$B_{yG} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left[-\frac{z_i - h_i}{(z_i - h_i)^2 + (y - y_i)^2} + \frac{z_i + h_i + 2p}{(z_i + h_i + 2p)^2 + (y - y_i)^2} \right] \quad (\text{II.39})$$

(33)

$$B_{zG} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left[\frac{y - y_i}{(z_i - h_i)^2 + (y - y_i)^2} - \frac{y - y_i}{(z_i + h_i + 2p)^2 + (y - y_i)^2} \right] \quad (\text{II.40})$$

L'indice G indique que le champ magnétique est calculé selon l'approximation du plan complexe.

De même que dans la première méthode, chaque composante donnée par les équations (II.39) et (II.40), peut être divisée en deux termes. Il est facile de montrer que :

$$B_{yuG} = B_{yu}(x, y) = -\frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{z_i - h_i}{(z_i - h_i)^2 + (y - y_i)^2} \quad (\text{II.41})$$

$$B_{zuG} = B_{zu}(x, y) = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \frac{y - y_i}{(z_i - h_i)^2 + (y - y_i)^2} \quad (\text{II.42})$$

Ces termes peuvent être considérés comme les composantes y - z de la densité de flux magnétique produit, dans l'aire, par un courant I porté par un conducteur infiniment long au-

dessus d'un sol homogène de conductivité finie. Par conséquent, le deuxième terme dans les équations (II.39) et (II.40) peut être interprété comme la composante de la densité du flux magnétique produit dans l'air par les courants circulant dans le sol. Ainsi:

$$B_{yeG} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left[\frac{z_i + h_i + 2p}{(z_i + h_i + 2p)^2 + (y - y_i)^2} \right] \quad (\text{II.43})$$

$$B_{zeG} = -\frac{\mu_0 I}{2\pi} \left[\frac{y - y_i}{(z_i + h_i + 2p)^2 + (y - y_i)^2} \right] \quad (\text{II.44})$$

Il peut être facilement démontré que, dans un point d'observation situé directement sous le conducteur, d'une ligne électrique $|B_{eG}| \square |B_{uG}|$.

Dans le tableau.II.1, une comparaison est faite entre la contribution dans le champ magnétique de la composante liée aux courants dans le conducteur et celle liée aux courants dans le sol. Les proportions et les grandeurs sont évaluées à partir des équations (II.41- II.44).

| S/m | B(%) | Bu(%) | Be(%) | Be/Bu |
|-----------------|------|-------|-------|-------|
| 10 ¹ | 100 | 98.38 | 2.16 | 0.022 |
| 10 ² | 100 | 99.45 | 0.71 | 0.007 |
| 10 ³ | 100 | 99.73 | 0.23 | 0.002 |

Tableau II.1-*Proportion des contributions Bu(0,0) et Be(0,0) dans la valeur de B(0,0) au niveau du sol h=10m.*

| S/m | B(%) | Bu (%) | Be (%) | Be /Bu |
|-----------------|------|--------|--------|--------|
| 10 ¹ | 100 | 97.23 | 3.71 | 0.038 |
| 10 ² | 100 | 99.06 | 1.28 | 0.013 |
| 10 ³ | 100 | 99.07 | 0.41 | 0.004 |

Tableau II.2-*Proportion des contributions Bu(0,0) et Be(0,0) dans la valeur de B(0,0) au niveau du sol h=5.5m.*

La proportion de la densité du flux magnétique obtenue à partir des équations (II.41- II.44) ramenée à la densité du flux total obtenue par la relation (II.39) et(II.40) peut être évaluée.

Nous avons effectué le calcul pour un conducteur, portant un courant unitaire, à une hauteur h au dessus du sol. Le point d'observation est directement sous le conducteur (y,z)=(0,0),le calcul a porté sur trois valeurs de conductivité du sol 0.1, 0.01, 0.001 S/m et une hauteur de 10 et 5.5m. Les résultats du calcul sont rassemblés sur letableau.II.1 et II.2 respectivement.

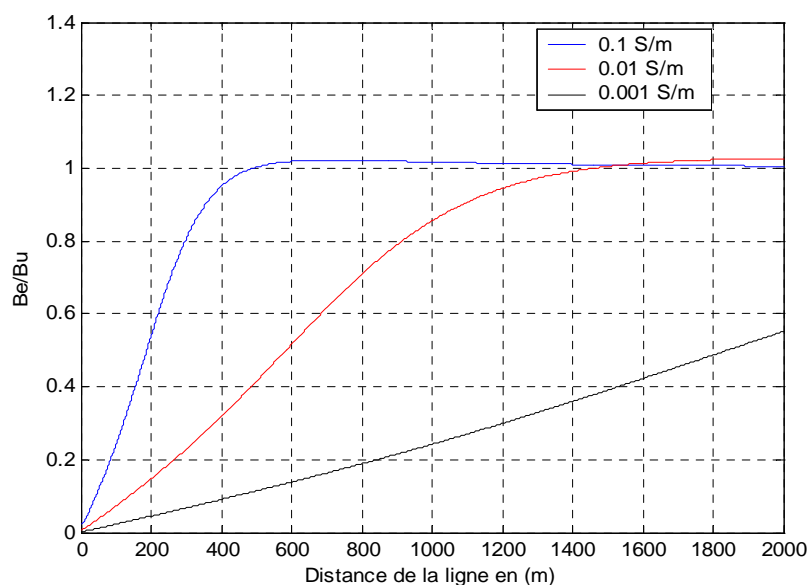


Fig.II.4-le rapport B_e/B_u , fonction de la distance latéral y de la ligne

Il paraît clair des résultats que, pour les faible distance de l'ordre du droit de passage, La contribution dans la densité du flux magnétique des courants dans le sol est minime et donc négligeable dans la pratique. Ceci est valable sous et à proximité immédiate de la ligne ; car pour les grandes distances le champ magnétique est affecté par les courants dans sol. LaFig.II.4 montre le rapport B_e/B_u , fonction de la distance latérale de la ligne, il ressort de la Fig.II.4 que les courants de retours dans ces cas, ne sont importants que pour les grandes distance, loin du droit de passage.

Loin de la ligne, la contribution des courants induits dans le sol dans le champ magnétique au sol est dans le même ordre de grandeur que la contribution des courants dans les conducteurs. Il résulte des calculs présentés dans la section II.3.1, que les effets des courants induits dans le sol sur l'ensemble du champ magnétique produit sous la de la ligne électrique sont négligeables comparés à ceux dus aux courants dans les conducteurs. Si la distance radiale entre le conducteur et le point d'observation est petite devant la profondeur de pénétration δ_s , alors, les formules de B_y et B_z sont réduites aux formules (II.41) et (II.42), ce qui signifie que le champ magnétique peut être calculé directement en utilisant la loi de Biot-Savart. Les valeurs typiques de δ_s à 50 (60) Hz sont 350m à 1600m (pour une résistivité du sol située dans les limites 50 à 1000 Ω m), les formules approximatives sont valables pour les points d'observations de l'ordre du périmètre de droit de passage.

II.2.4 La méthode des courants de simulation

Des techniques plus adaptées à la simulation des lignes de transport d'énergie et leurs particularités tel que les conducteurs en faisceaux on vu le jour, ces méthodes prennent en considération les contraintes posées par la géométrie des lignes de transport, les propriétés du sol ainsi que les conditions d'exploitation. La méthode conventionnelle précédemment décrite d'évaluation du champ magnétique autour d'une ligne de transmission consiste à représenter chaque conducteur d'un faisceau par un filament de courant, se prolongeant le long de son axe. La valeur du courant du filament est simplement égale au courant du conducteur.

Dans cette section, une méthode de calcul du champ magnétique des lignes à plusieurs ternes basée sur une technique de simulation est appliquée [22], Dans cette Technique, chaque conducteur est simulé par un nombre fini de filaments de courants distribués dans le conducteur lui-même. Le nombre et les coordonnées des courants de simulation ne sont pas arbitraires mais dépendent du nombre de conducteurs et de leur arrangement dans l'espace.

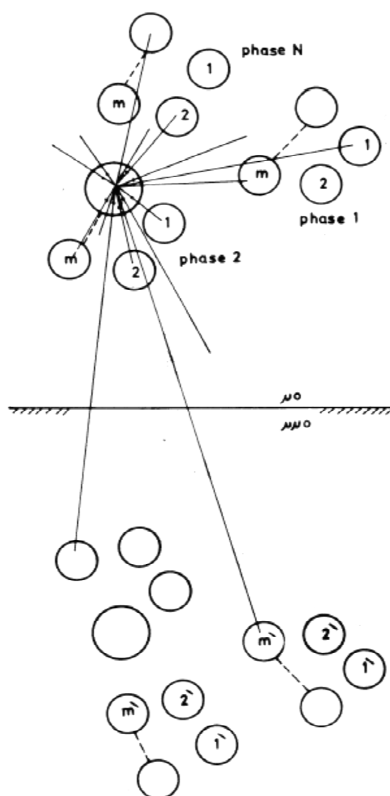


Fig.II.5-faisceaux de conducteurs au dessus du sol

La technique est appelée simulation efficace de courant (ECS), appliquée pour le calcul du champ magnétique au voisinage des lignes transmission multi-phasées.

Considérons la ligne de transmission à N phases et m conducteurs par phase (Fig. II.5).

Le nombre de conducteurs est $N \times m$ situés au-dessus d'un sol de conductivité $\gamma(S/m)$. Aussi $N \times m$ images sont utilisées pour satisfaire les conditions aux limites à la surface du sol. Chaque conducteur est simulé par les images des autres conducteurs sur celui-ci, c à d qu'il est simulé par $n = 2(N \times m) - 1$ filaments. L'image d'un conducteur donné dans le k^{eme} conducteur se situe le long la ligne joignant les deux conducteurs à une distance R_k^2/l du centre du k^{eme} où R_k est le rayon du k^{eme} conducteur et l est la longueur de la ligne les joignant.

Les courants de simulation. $i_k, k = 1, 2, \dots, Nm$ doivent satisfaire les conditions suivantes :

1. La composante du champ magnétique normal à la surface des conducteurs égale à zéro.
2. La somme des courants filaments simulant un conducteur doit être égale au courant du conducteur.

Pour déterminer les courants filaments inconnus, un système d'équations est formulé à un certain nombre de points sur la surface des conducteurs pour satisfaire le condition aux limites comme suit :

$$\sum_{k=1}^{Nm} p_{kj} i_k = 0, j = 1, 2, \dots, Nm(n-1) \quad (II.45)$$

$$\sum_{k=(q-1)n+1}^{nq} i_k = I_{cq}, q = 1, 2, \dots, Nm$$

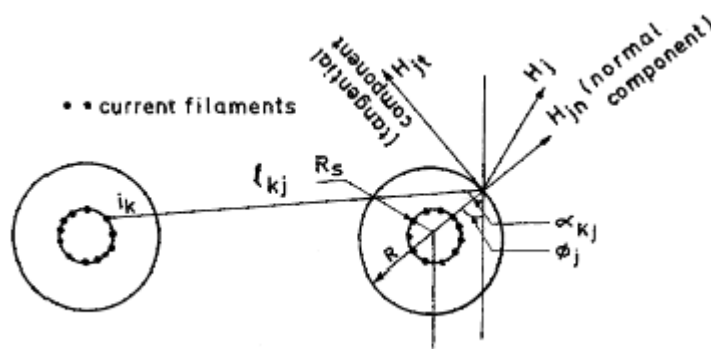


Fig.II.6-composantes normal et tangentiel du champ magnétique

Où p_{kj} est le coefficient magnétique du champ normal déterminé par les coordonnées du j^{eme} point aux limites et le k^{eme} filament de courant ; ce coefficient est donné par :

$$p_{kj} = \frac{1}{2\pi l_{kj}} \sin \theta_{kj} j^{eme} \quad (II.46)$$

Où

$$\theta_{kj} = \alpha_{kj} - \phi_j \quad (II.47)$$

L'équation décrivant ce qu'a précédé sont :

$$\sum_{k=1}^{Nm} \left[p_{kj} + \frac{\mu-1}{\mu+1} p'_{kj} \right] i_k = 0, j=1, 2, \dots, Nm(n-1) \quad (II.48)$$

$$\sum_{k=(q-1)n+1}^{nq} i_k = I_{cq}, q=1, 2, \dots, Nm \quad (II.49)$$

II.3 Validation du code de calcul

Dans notre travail nous avons développé un code de calcul exécutant les étapes précédemment décrites est nous l'avons testé sur la ligne électrique à double terna de la référence [22].

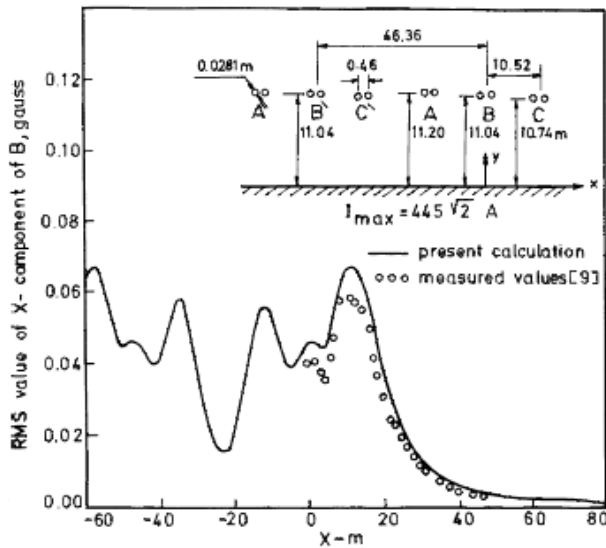


Fig.II.6-(a) champ magnétique B_x de la référence [22]

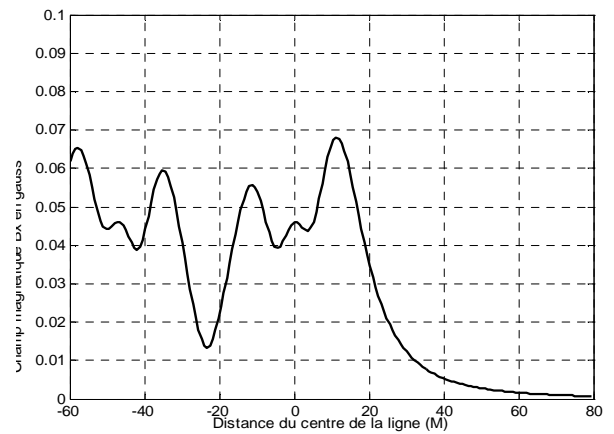


Fig.II.6-(b) composante B_x (Code de calcul)

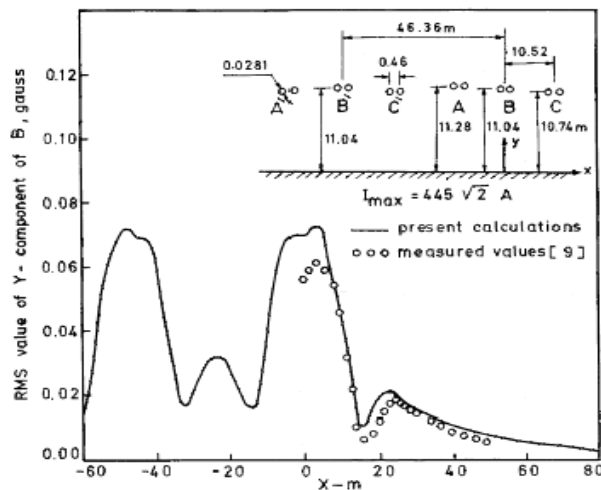


Fig.II.7-(a) *champ magnétique By de la référence [22]*

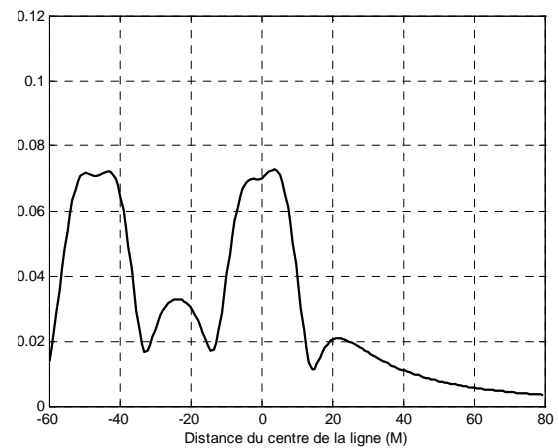


Fig.II.7-(b) *composante By (Code de calcul)*

Une légère différence se dégage de la comparaison des quatre profils, celle-ci est due au fait que les auteurs de la référence [22] utilise l'équation pour prendre en compte la conductivité finie du sol. Ils prennent aussi en compte la perméabilité du sol.

II.4 Paramètres influençant le champ magnétique d'une ligne de transport d'énergie

II.4.1 Paramètres constructifs

Une ligne aérienne est caractérisée par sa tension entre phases [33]. Cette tension définit l'isolement de la ligne qui est obtenu en maintenant, en toutes circonstances, entre les conducteurs et les objets au potentiel de la terre et entre les conducteurs eux-mêmes des intervalles d'air de longueur suffisante. Ces intervalles sont soumis en permanence à la tension de la ligne, mais ils subissent également des contraintes exceptionnelles, les plus gênantes étant les surtensions provoquées par la foudre [34]. Ils peuvent, varier en fonction des conditions climatiques (température ambiante, vitesse du vent, surcharge de givre ou de neige) ou sous l'effet d'efforts électrodynamiques provoqués par un défaut.

La détermination de la géométrie de la ligne est essentiellement régie par le souci isolement est de ce fait doit satisfaire au condition suivant:

- Distances verticales au-dessus du sol des constructions et des voies de circulation ;
- Distances aux obstacles latéraux ;
- Distances aux autres lignes aériennes.

La géométrie des faisceaux et le nombre de conducteurs et leurs diamètres liée à :

- La puissance transportée ;
- Les pertes couronne et bruits radioélectriques.

La FigII.8 montre quatre différentes configurations de lignes de transmission; en nappe, vertical, en delta et en delta inversé. Pour une comparaison rigoureuse du champ magnétique, les lignes ont le même degré de compactage, la même tension simple, le même courant par conducteur. Les profils latéraux du champ magnétique des quatre systèmes, calculés à 1 m de hauteur au-dessus du sol, sont présentés dans la FigII.9. Il ressort clairement de la La FigII.9 que la configuration en nappe cause la plus grande valeur du champ magnétique tandis que la configuration en delta inversé a la plus faible valeur avec une valeur maximale de 11,8 mG au centre de la ligne qui correspond à un courant de 100 Ampers. Les valeurs maximales du champ sous le centre de la ligne pour la configuration en nappe, verticales, en delta et en delta inversé sont respectivement, 23.1, 15.4, 14.3 et 11.8 mG.

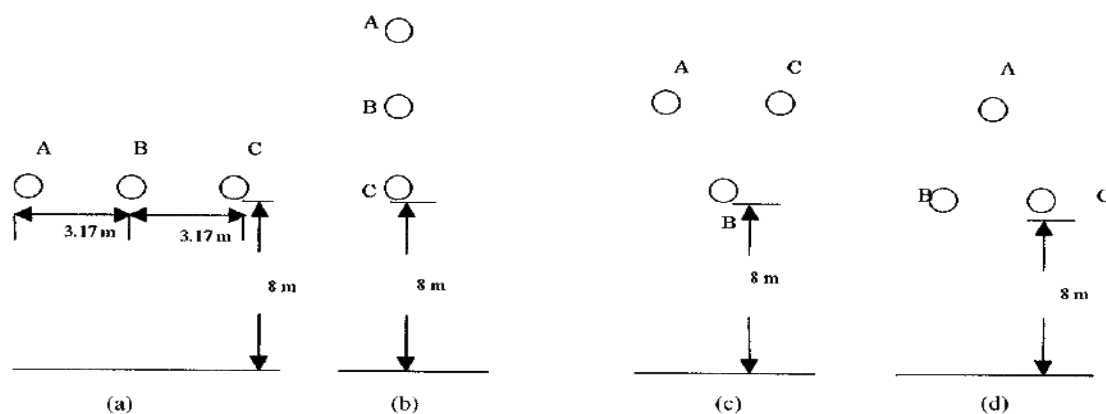


Fig.II.8-configurations de lignes de transmission; en nappe, vertical, en delta et en delta inversé

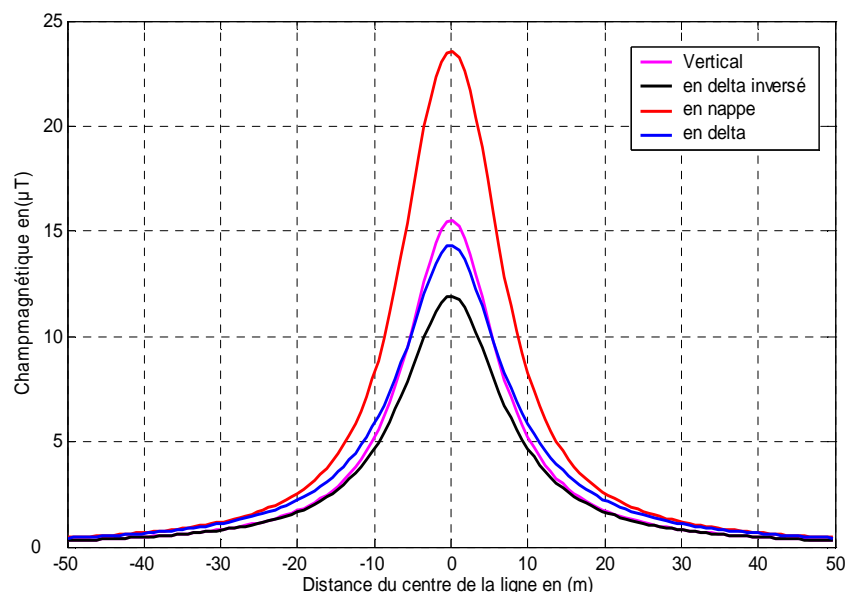


Fig.II.9-Profils du champ magnétique pour les configurations de lignes :
en nappe, vertical, en delta et en delta inversé

Étant donnée la linéarité de la relation entre la densité du flux magnétique et le courant par conducteur, On peut déterminer la largeur du couloir de droit de passage correspondant à un certain courant par conducteur et à un certain maximum admissible imposé par la réglementation en vigueur.

La Fig.II.10 montre quatre configurations de lignes de transmission; en delta, en delta inversé, ligne à 6 phases et celle à 12-phases. Les quatre lignes ont une même tension de 138kV et un même courant par conducteur 100 A. Les conducteurs de ces lignes de transmissions sont disposés sur un cercle d'un Rayon=3,66 m. Les distances entre phases des quatre configurations (a) (b) (c) et (d) sont respectivement, 6.34, 6.34, 3.66, et 1.89.

Ces distances sont choisies de tel sort que le gradient de tension entre les phases soit le même pour toutes les configurations. Les lignes sont choisies pour avoir le même degré de compactage pour une bonne comparaison du champ magnétique.

Chaque phase de la ligne à 12 phases, n'est constituée que d'un seul conducteur, les phases de la ligne hexa-phasée sont constituées de deux conducteurs ou un conducteur dimensionné pour porter un courant de 200 A. En outre, chaque phase de la configuration en delta et en delta inversé contient quatre conducteurs transportant chacun un courant de 100 A ou un conducteur dimensionné pour porter un courant de 400 A.

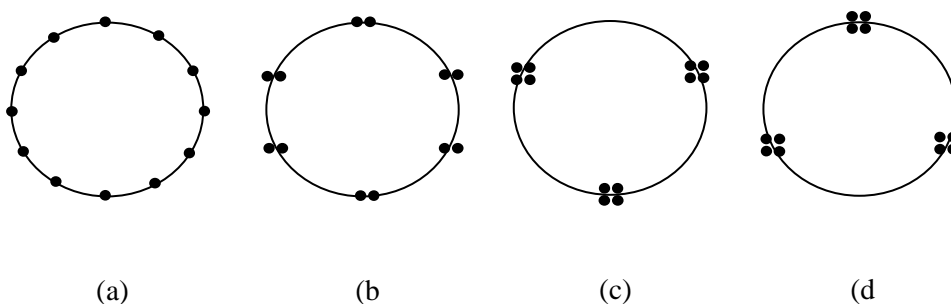
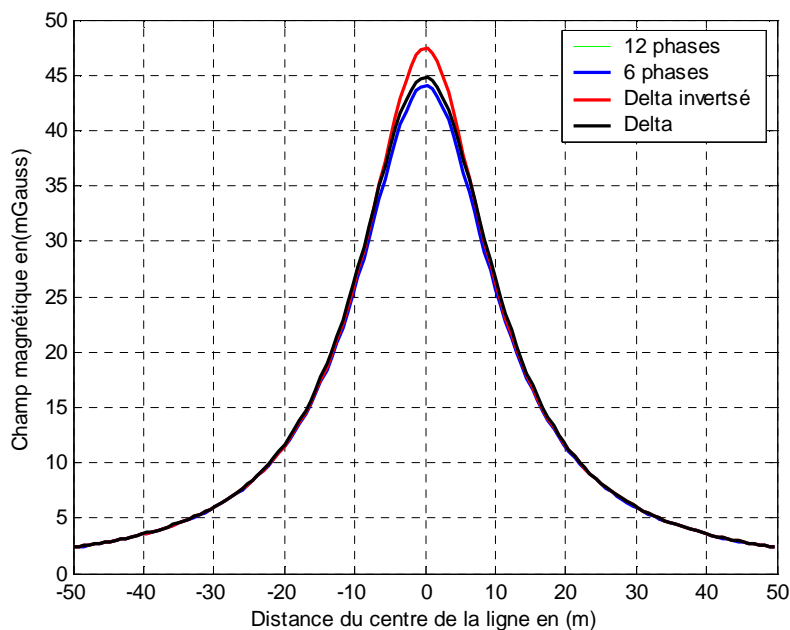
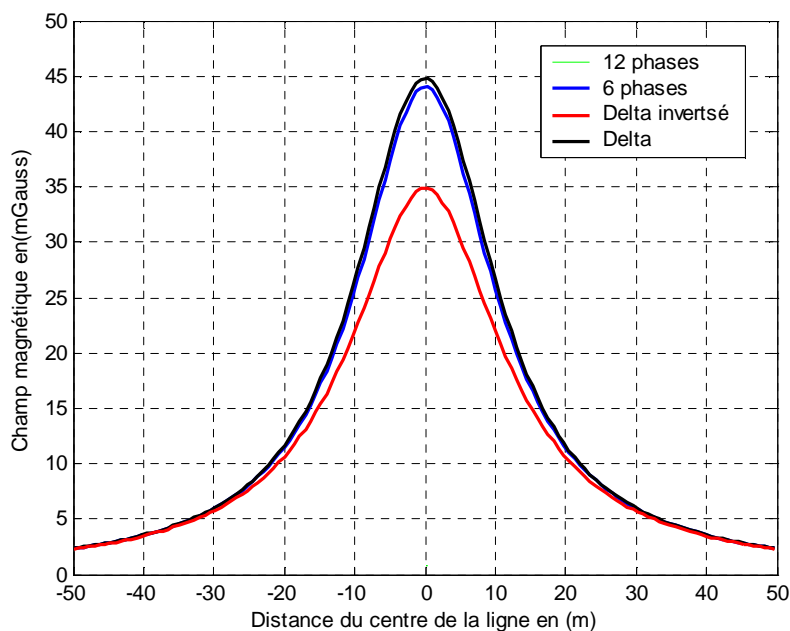


Fig.II.10-configurations de lignes : (a) ligne à 12-phases ; (b) ligne à 6-phases (c) ; ligne à 3-phases en delta inversé (d) ; ligne à 3-phases en delta.

La Fig.II.11 montre la distribution latérale du champ magnétique à 1m de hauteur au-dessus du sol pour les quatre configurations. Les valeurs maximales du champ magnétique pour les lignes (a), (b), (c) et (d) sont respectivement, 47.6, 45, 44.1 et 44.1 mG. Il ressort clairement de la Fig.II.11 que trois des quatre profils coïncident presque totalement alors que le profile de la configuration en delta inversé se distingue par de plus grandes valeurs du champ magnétique.



La Fig.II.11-profile du champ magnétique pour les configurations de lignes : (a) ligne à 12-phases ; (b) ligne à 6-phases (c) ; ligne à 3-phases en delta inversé (c) ; ligne à 3-phases en delta (les conducteurs du bas alignés).



La Fig.II.12-profile du champ magnétique pour les configurations de lignes : ligne à 12-phases ; (b) ligne à 6-phases (c) ; ligne à 3-phases en delta inversé (d) ; ligne à 3-phases en delta (les conducteurs du haut alignés).

Il convient de noter que la distance entre le conducteur le plus bas de chaque configuration et le sol est de 8m. La Fig.II.12 montre les profils du champ magnétique des quatre configurations lorsque leurs conducteurs les plus hauts ont la même hauteur, en l'occurrence 15.32 m. Les valeurs maximales de B dans ce cas sont 45, 35, 43.8 et 43.8 mG pour la ligne en delta, en delta inversé, en 6 et 12 phases, respectivement.

Dans ce cas, le profil du champ des lignes à 6 - 12 - et 3-phases en delta coïncident, tandis que celui de la ligne en delta inversé est plus faible, en particulier sous le centre de la ligne.

Les lignes triphasées à double terre ont été proposées pour remplacer les lignes triphasées à un seul terre parce qu'elles donnent un moindre champ au niveau du sol. Par conséquent, il importe de comparer le profil du champ magnétique de ces lignes avec celui de lignes à plus grand ordre de phases ayant le même degré de compactage, de mêmes tensions simples et de mêmes puissances. Étant donné que les champs magnétiques des lignes à 6 - et 12-phases et presque le même, il suffit de comparer les profils de champ de la ligne triphasées à double terre et celui de la ligne à 13 phases. Dans la Fig.II.12 on considère deux types de lignes avec les caractéristiques suivantes:

Ligne à 6-Phase ; La tension simple phases terre est de 138 kV. Les conducteurs sont disposés dans une cercle de diamètre $D=3,66$ m. La distance entre phases est 1,83m ce qui donne un gradient de tension de 37.5 kV / m. Deux conducteurs par phase, chacun d'eux transporte 100A de sorte que le courant par phase soit 200 A.

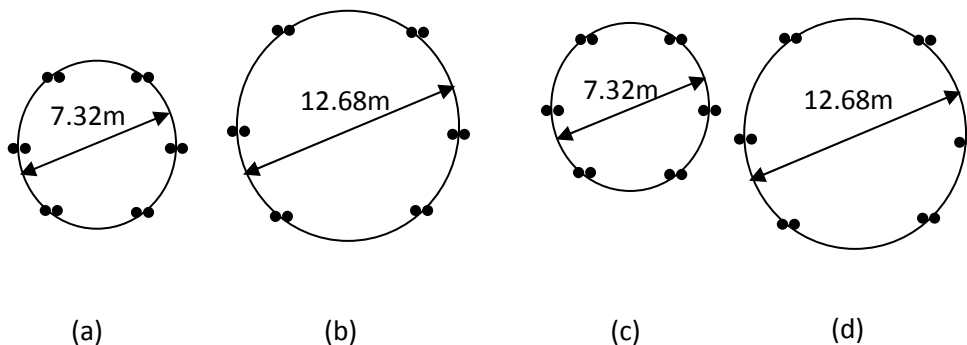


Fig.II.13-Ligne à 6 et 3-phases double terse avec le même degrés de compactage (a) 6-phases (b) 3-phases doubles ternes_ les conducteurs du bas sur la même hauteur.(c) 6-phases (c) 3-phases doubles ternes_ les conducteurs du haut sur la même hauteur.

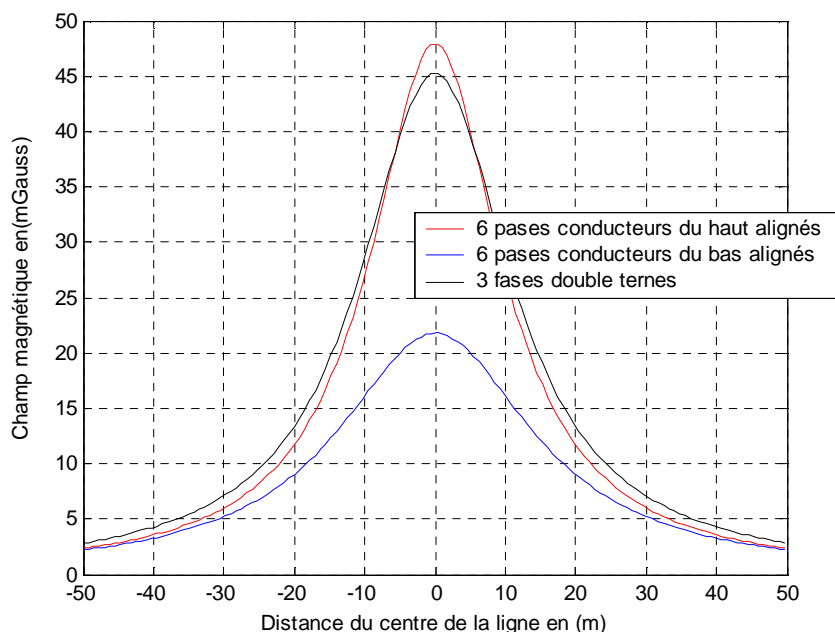


Fig.II.14-profile du champ magnétique de la ligne à 6-phases et 3-phases double terse quand les conducteurs les plus bas sont sur le même palier comme dans la FigII.13. (A) (b). Et profile du champ magnétique de la ligne à 6-phases et 3-phases double terse quand les conducteurs les plus bas sont sur le même palier comme dans la FigII.13. (c) (d).

Les lignes triphasées à double terne. La tension simple est de 138 kV. Ligne triphasée ; Les conducteurs sont disposés dans un cercle de rayon $r=6,34$ m. La distance entre phases est de 6.34m pour obtenir le même degré de compactage. Quatre conducteurs par phase, et 100 Ampers par conducteur.

Lorsque les deux configurations ont la même hauteur minimum, Les lignes triphasées à double terne dont les phases sont ordonnées en réactance faible, offrent de meilleures performances. Fig.II.14 montre la distribution du champ magnétique pour les deux lignes à une hauteur de 1m au-dessus du sol. Il est paraît clair à partir du graphique que Les lignes triphasées à double terne, dans ce cas, donnent un champ moindre. L'espace occupé par la ligne hexa-phasée est moindre par rapport à celui occupé par la ligne à double terne. Par conséquent, il est possible d'améliorer les performances, en terme d'impacte environnemental, de la ligne hexa-phasée tout en conservant la forme et les positions relatives des conducteurs, ceci est possible en augmentant la hauteur de l'ensemble de ligne jusqu'à ce que les conducteurs d'en haut soit sur le même palier que ceux de la ligne à double terne.

L'effet de cette translation se lie sur la Fig.II.14(courbe en bleu). Dans cette figure le champ magnétique de la ligne double terne reste toujours plus faible sous la ligne est sur toute la distance latérale à partir du centre de la ligne. Les valeurs de la figure indiquent également que le champ magnétique de la ligne hexa-phasée, dans ce cas, a diminué de façon très significative par rapport au cas précédent. La valeur maximum, dans le cas, de la configuration triphasée double terne représente 50% de la valeur maximum de la configuration hexaphasée.

II.4.2 Paramètres de l'exploitation

Les paramètres d'exploitation concernant le champ magnétique se limitent à l'ordre des phases pour les lignes à plusieurs ternes.

II.4.2.1 Ordre optimal des phases

Si une ligne comprend deux ternes ou plus, de même fréquence, les champs magnétiques peuvent se renforcer ou se compenser partiellement selon l'ordre des phases.

L'optimisation de l'ordre des phases relativement au champ magnétique n'est possible que si les directions des flux de charge de deux ternes au moins sont couplées. Dans le cas des lignes à un terne, il n'est pas possible d'optimiser les phases.

II.4.2.2 Le mode d'exploitation

Au début des années soixante dix , la notion de la transmission de puissance polyphasés (C.-à-d l'utilisation de plus de trois phases) a été proposée par un certain nombre d'auteurs et organismes de recherche. Les systèmes de puissance polyphasés, en particulier, les systèmes hétérophasés [45], offrent des caractéristiques avantageuses comparativement aux systèmes triphasés couramment utilisés, l'aspect principal est que, pour les mêmes dimensions, la capacité de transmission de la puissance est majorée de 70 pour cent, ce qui conduit à une utilisation plus efficace des servitudes. Il est possible d'exploiter les lignes à plusieurs ternes en n phase si elles comportent n faisceaux. Notons que, pour le nombre de phases, seuls les multiples de trois sont intéressants puisque n'importe quel élément d'un système polyphasé, si jamais réalisé, doit être intégré dans un autre système triphasé. Il est possible d'exploiter des lignes à plusieurs ternes comme une ligne triphasée un seul terne.

Application a la ligne 400KV double terne Oran Blida

Les paramètres géométriques de la ligne Oran-Blida ont été cités au premier chapitre. Dans ce qui suit nous étudierons la distribution du champ magnétique efficace à 1m du sol sous la ligne 400KV Oran Blida, cette ligne est d'une puissance de 600 MW/terne donc un courant de 980 Ampere par phase. Dans la Fig.II.15 le champ magnétique atteint son maximum sous les phases du bas de la ligne et décroît lentement pour atteindre 0.045 Gauss à 25 m et 0.0185 Gauss à 50 m. le champ magnétique Horizontal B_x atteint son maximum au milieu de la ligne et décroît rapidement pour atteindre 0.007 Gauss à 25 m et 0.01 Gauss à 50 m. Le champ magnétique B_x fortement atténué dans la zone entre la phase la plus à l'extérieur et le point de 28 m où il connaît un minimum local, pour la décroissance, ce ci est expliqué par l'éloignement combiné à la compensation ; cette dernière explique le rebondissement de la valeur de B_x à 0.01 Gauss à 40 m malgré l'éloignement. La compensation marque le champ vertical par une décroissance rude en allant vers le centre de la ligne pour descendre jusqu'à 1 mG. Le champ parallèle et le champ vertical sont du même ordre de grandeur et se superposent de façon à donner un profil qui décroît rapidement et avec monotonie à l'extérieur des phases.

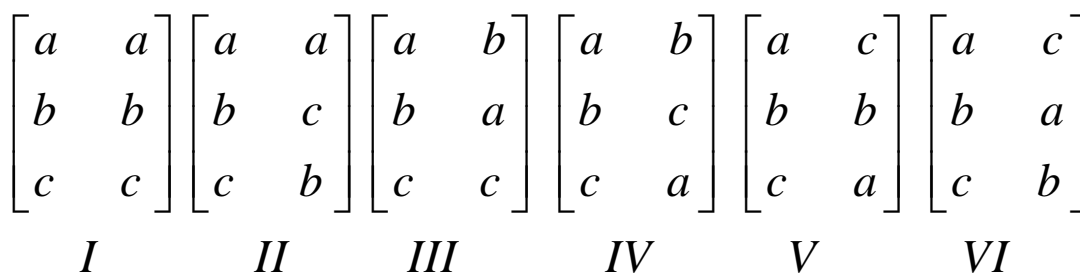


Fig.II.15-séquences d'arrangements possibles des phases

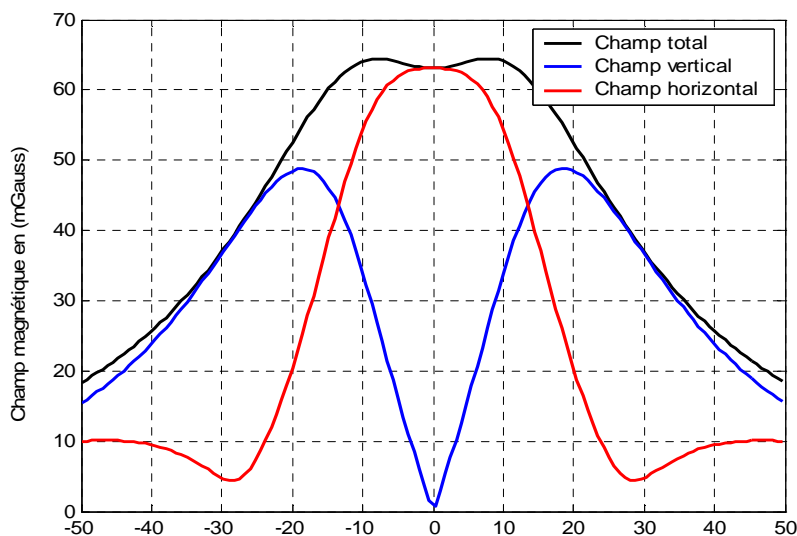


Fig.II.16-Champ magnétique en valeur efficace à 1m di sol ;
Champ horizontal vertical et total

Dans la Fig.II.17 est décrit le champ total en valeur efficace pour les trois premières séquences de phases. Les séquences 1 et 2 ont quasiment la même forme est atteignent les valeurs maximum respectivement de 0.064 et 0.063 Gauss et présentent une symétrie par rapport au centre de la ligne. La séquence 3 a la même forme que 1 et 3 avec un champ maximum inférieur de 0.061 Gauss. Les trois courbes marquent une décroissance lente.

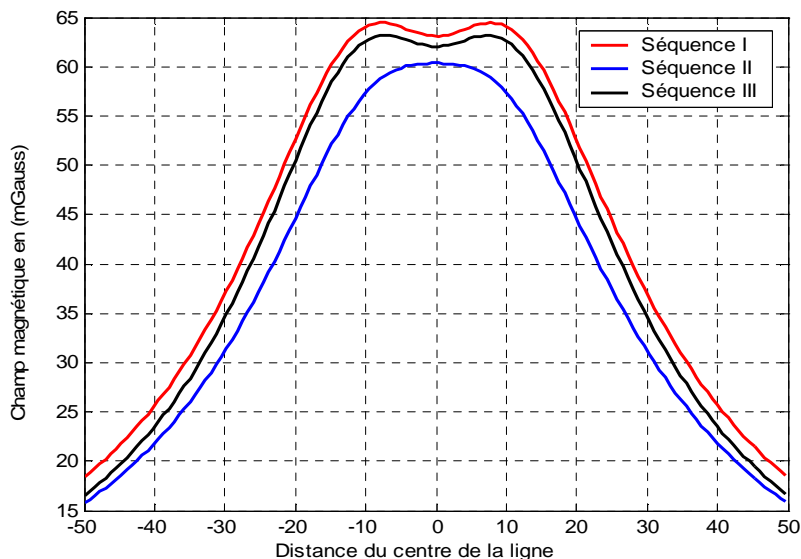


Fig.II.17-Champ magnétique B pour les séquences 1 2 3

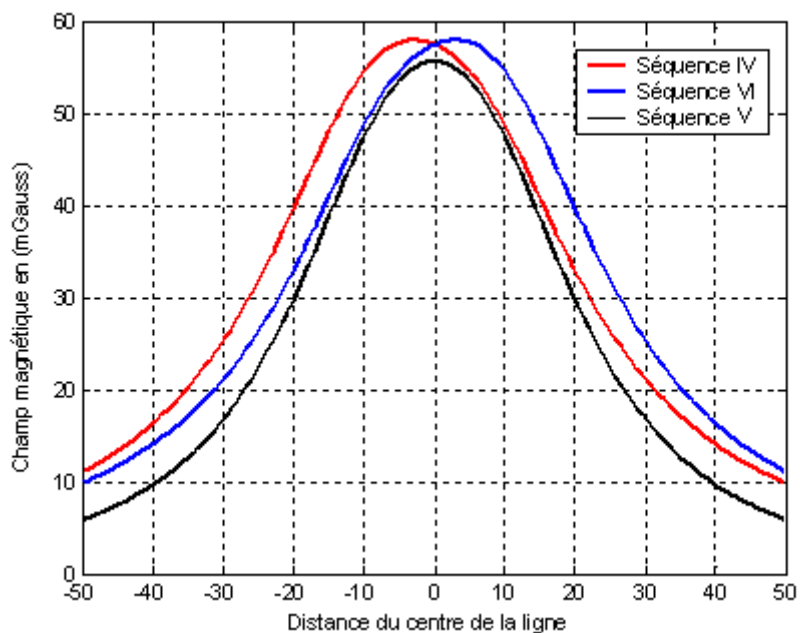


Fig.II.18-Champ magnétique B pour les séquences 4 5 6

Dans la Fig.II.18 le champ total en valeur efficace pour les séquences de phases 4 5 et 6 ressemblent a celle de la Fig.II.17 dans leurs variations au delà des phases extérieures, avec une différence dans les valeurs maximales 58, 58 et 55 mG respectivement. On remarque que les valeurs des maximums diminuent avec l'ordre croissant des séquences et la courbure des courbe et plus prononcée au centre de la ligne. Les séquences 4 5 et 6 ont quasiment la même

forme est atteignent les valeurs à 25 m respectivement de 0.034 0.027 0.023 Gauss. Les séquences 4et6 présentent une symétrie légèrement décalée par rapport au centre de la ligne.

II.5 Calcul du champ Magnétique en trois dimensions

Dans le but d'explorer la faisabilité de nouvelles configurations de lignes de transmission de l'énergie électrique avec des conducteurs en faisceaux de phases non parallèles, de nouvelles techniques adaptées au calcul des champs magnétique en trois dimensions sont indispensables pour la quantification de l'impact environnemental.

La modélisation tridimensionnelle (3D) peut être utilisée dans tous les cas. Par elle, on modélise la géométrie d'une ligne dans les trois dimensions de l'espace, flèche, longueurs de conducteurs finies et d'éventuels changements de direction inclus. La densité de flux magnétique peut être calculée pour l'ensemble de l'espace entourant la ligne électrique.

Dans cette optique, ce travail présente aussi une technique de calcul du champ magnétique basée sur le concept du potentiel vecteur.

II.5.1 Formulation mathématique du champ magnétique en trois dimensions

Équations Générales

Considérons le champ électromagnétique dans l'air produit par un élément de courant porté par un conducteur au dessus du sol (plan x, y), comme le montre la Fig.II.19. On suppose que le courant est le long de l'axe ox, que la longueur de la portée est L, que le maximum et le minimum des hauteurs de la caténaire sont H et h, respectivement, et que les courants de déplacement dans l'air et dans le sol sont négligés. En outre, on suppose que l'influence des courants de retour induits dans le sol sur le champ magnétique est négligeable en pratique, comme indiqué dans la section II.2. Le calcul analytique du champ magnétique dans l'air généré par un courant I peut être obtenu par l'application de la loi de Biot-Savart:

$$\vec{B} = \frac{I\mu_0}{4\pi} \int_l \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3} \quad (\text{II.50})$$

Où le vecteur unitaire $d\vec{l}$ coïncide avec la direction du courant I, r est le vecteur qui pointe du point source $x_i; y_i; z_i$ au point d'observation P (x, y, z) et la distance r est défini par la formule:

$$r = \sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2 + (z-z_i)^2} \quad (\text{II.51})$$

La courbe modélisée est située dans le plan x, z , le vecteur unitaire $d\vec{l}$ dans le système de coordonnées cartésiennes peut être écrit comme suit:

$$d\vec{l} = \vec{i}dx_i + \vec{k}dz_i \quad (\text{II.52})$$

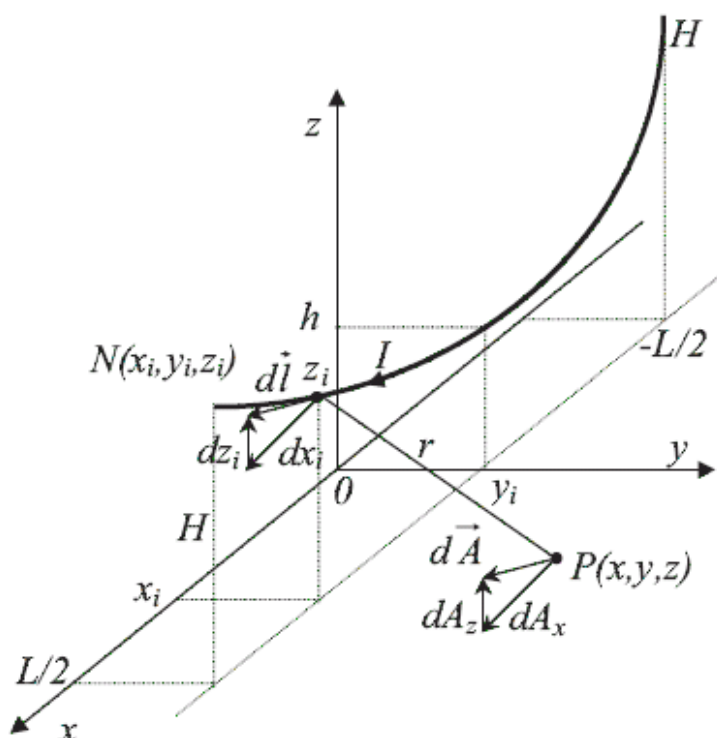


Fig.II.19-courant porté par un conducteur fléchi

Les conducteurs des lignes accusent une flèche sous l'action de la pesanteur et prennent la forme d'une courbe caténaire. Une approximation raisonnable de l'équation d'une caténaire est [25]:

$$z_i = h + \alpha \left[\cosh\left(\frac{x_i}{\tau}\right) - 1 \right] \quad (\text{II.53})$$

Où τ est un paramètre itératif obtenu à partir de l'équation (II.54):

$$H = h + \tau \left[\cosh\left(\frac{L}{2\tau}\right) - 1 \right] \quad (\text{II.54})$$

Tenant compte des relations:

$$dz_i = \sinh\left(\frac{x_i}{\tau}\right) dx_i \quad (\text{II.55})$$

Dans l'équation (II.53) et rappelons que:

$$\vec{r} = \vec{i}(x - x_i) + \vec{j}(y - y_i) + \vec{k}(z - z_i) \quad (\text{II.56})$$

Les composantes x, y et z, à partir de la formule (II.50), de la densité du flux magnétique deviennent :

$$\overline{B}_x = \frac{I\mu_0}{4\pi} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\sinh(x_i/\alpha)(y - y_i) dx_i}{\left[(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2\right]^{3/2}} \quad (\text{II.57})$$

$$\overline{B}_y = \frac{I\mu_0}{4\pi} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\sinh(x_i/\alpha)[(x - x_i) - (z - z_i)] dx_i}{\left[(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2\right]^{3/2}} \quad (\text{II.58})$$

$$\overline{B}_z = \frac{I\mu_0}{4\pi} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{(y - y_i) dx_i}{\left[(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2\right]^{3/2}} \quad (\text{II.59})$$

Sur la base des formules ci-dessus pour un conducteur unique le long d'une portée, et pour plusieurs conducteurs, le principe de la superposition peut être utilisé, La densité du flux magnétique peut être calculée à partir de la relation:

$$B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2} \quad (\text{II.60})$$

Les composantes x, y, et z de la densité du flux magnétique au voisinage d'une ligne triphasée, à n conducteurs actifs est m câble de garde, peut être obtenu par superposition, selon les équations (II.57- II.60):

$$B_x = \sum_{i=1}^{3n+m} B_{xi} \quad (\text{II.61})$$

$$B_y = \sum_{i=1}^{3n+m} B_{yi} \quad (\text{II.62})$$

$$B_z = \sum_{i=1}^{3n+m} B_{zi} \quad (\text{II.63})$$

Il convient de souligner que, lorsque les courants de la ligne changent sinusoidalement avec le temps avec un déphasage relatif entre eux (comme dans le cas de la ligne triphasée), le vecteur champ magnétique, dans le point d'observation, varie avec le temps, non seulement en l'amplitude, mais également en orientation. En général, la pointe du vecteur du champ magnétique décrit une ellipse dans l'espace [7].

II.5.2 Influence des courants portés par les conducteurs des portées adjacentes sur la densité du flux magnétique dans un point d'observation.

Le point d'observation Le plus intéressant concernant la valeur de la densité de flux magnétique produite par des courants portés par des caténaires se situe sous ces conducteurs à mi-portée. Une distribution de la densité du flux magnétique sur une surface au niveau du sol est représentée sur la Fig.II.20. L'influence des caténaires adjacentes a été négligée dans le calcul de la Fig.II.20, par contre dans la Fig.II.20, 5 portées de chaque coté ont été simulées ; la différence est significative près des pylônes à cause de deux facteurs.

Le premier, est la proximité de ces points d'observation des conducteurs des portées adjacentes. Le deuxième, est que la contribution de la partie du conducteur de la portée adjacente près du pylône est de valeur égal a celle de la même partie de la portée simulée, ce qui fait porté l'errer, s'il l'on néglige les portées adjacentes, à presque 50%. Dans la Fig.II.21 la continuité de la dérivée spatiale des valeurs du champ est visible, ce qui n'est pas le cas dans la Fig.II.20 sous les pylônes.

Le dispositif simulé dans la Fig.II.20et Fig.II.21 un conducteur parcouru par un courant unitaire dont le hauteur d'accrochage est 10m. La flèche est de 4m et la longueur de la porté est de 350m.

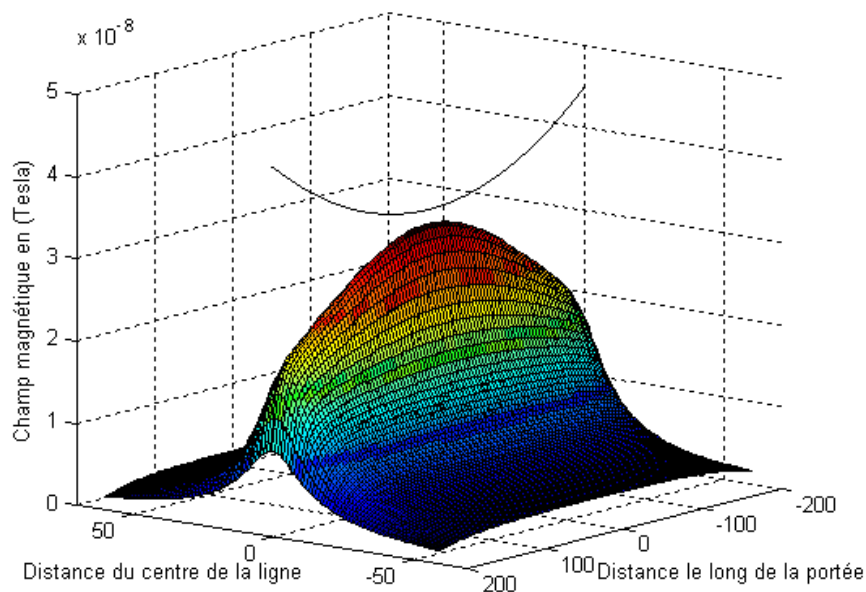


Fig.II.20-Densité du flux magnétique à 1m du sol (présence des portées adjacentes négligée)

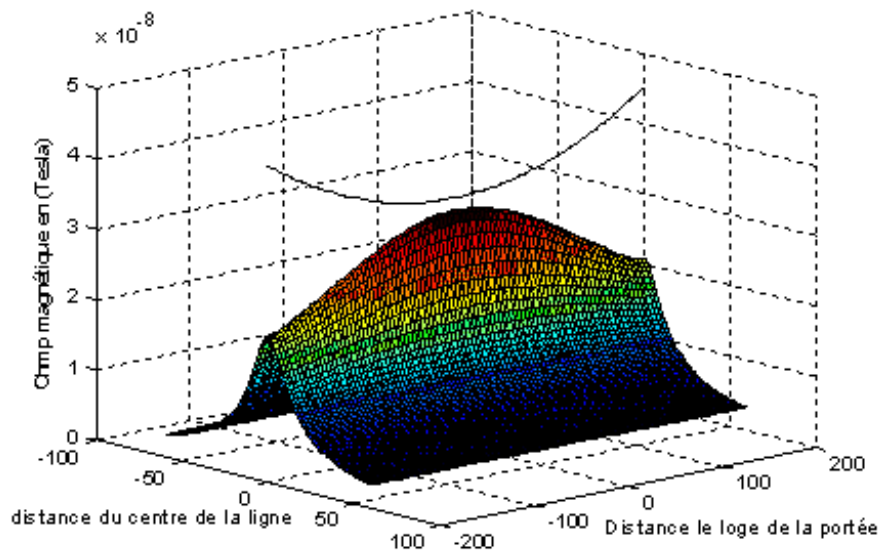


Fig.II.21-Densité du flux magnétique au niveau du sol (5 portées simulées)

L'erreur relative dans l'estimation de la densité du flux magnétique en négligeant les portées adjacentes par rapport aux valeurs obtenues en simulant 5 portées est décrite par la Fig.II.21. L'erreur est significative sous les pylônes où elle atteint 50%, elle diminue en allant vers le

centre de la ligne. L'erreur est plus grande à l'extérieur de la ligne qu'à l'intérieur et ceci est dû au rapport des distances séparant le point d'observation d'une part les points appartenant à la portée simulée et d'autre part les points appartenant aux portées adjacentes, plus ce rapport s'approche de 1, plus l'influence est grande et plus l'erreur est grande.

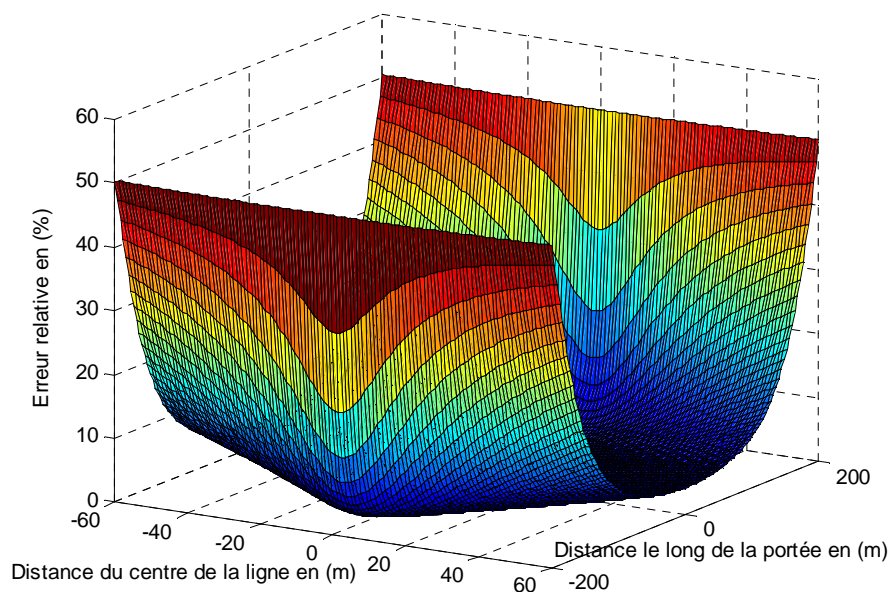


Fig.II.22-Erreur relative dans l'estimation de la densité du flux magnétique en négligeant les portées adjacentes par rapport aux valeurs obtenues en simulant 5 portées.

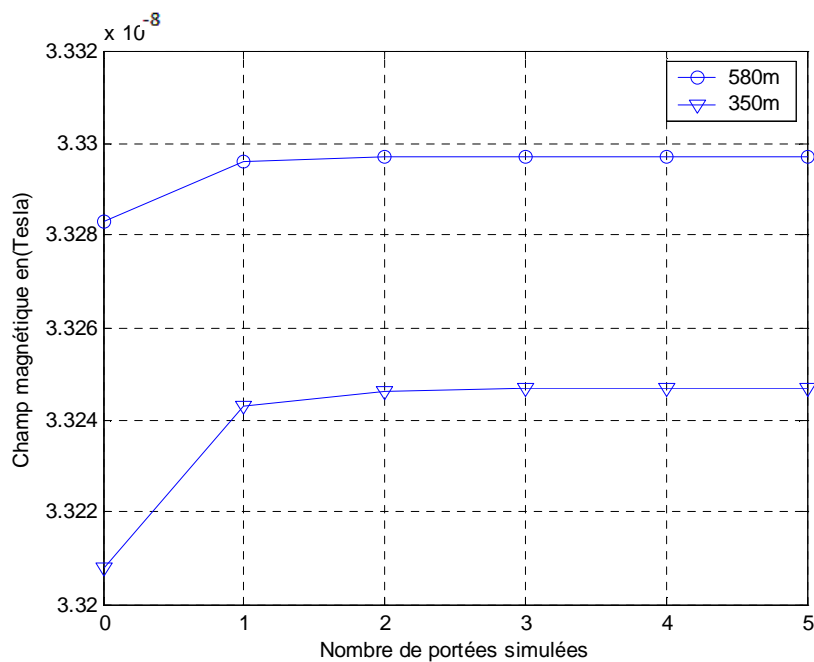


Fig.II.23-Valeur du champ magnétique en fonction du nombre de portées simulées

La Fig.II.23 donne les Valeurs du champ magnétique à la mi-portée en fonction du nombre de portées simulées pour deux longueurs de portées 580m et 350m. Il en ressort que la simulation d'une portée de chaque coté est suffisante pour converger vers la valeur exacte à moins de 0.01% d'erreur. Il faut noter que ce que l'on entend avec « valeur exacte » c'est la valeur du champ avec toutes les portées de la ligne simulées. On note aussi que plus la porté est grande et mois est sensible la valeur du champ au nombre de portées simulées.

Dans la Fig.II.24 est présentée la simulation du system de la figure avec les caractéristiques suivantes :

Hauteur du conducteur à la mi-portée (min) 6m.

La hauteur d'accrochage (max) du conducteur est de 10m.

Distance à la mi-portée 200m.

La ligne en noir (pointiés) est le champ magnétique calculé en deux dimensions avec la hauteur du conducteur à 6m.La courbe en bleu décrit le profil du champ magnétique le long de la portée. La ligne en noir (trais plein) est le champ magnétique calculé en deux dimensions avec la hauteur du conducteur à 10m.

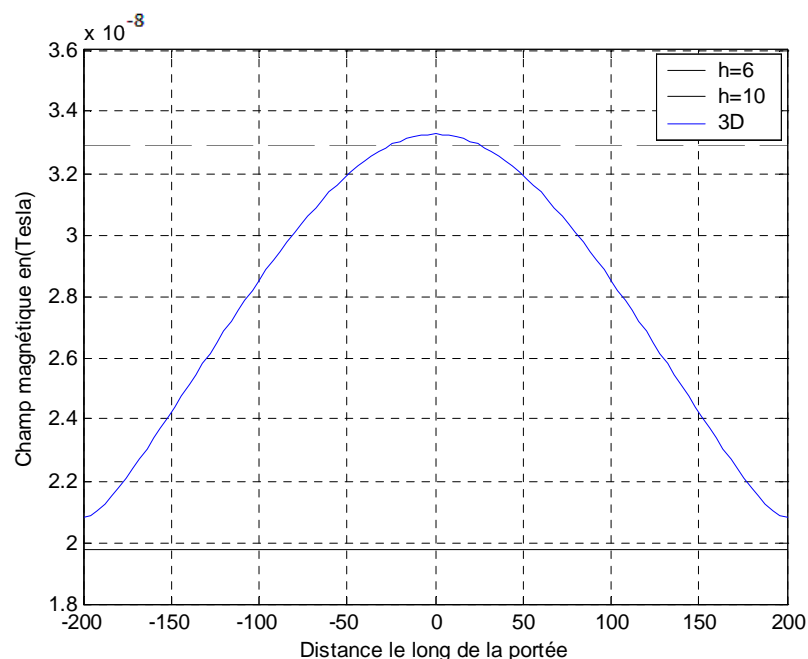


Fig.II.24-profile longitudinal du champ magnétique ; simulation du système de la Fig.II.1 en deux dimensions pour $h=6m$ et $h=10m$ et simulation en trois dimension

Influence de la flèche

L'on remarque que le champ calculé en deux dimensions donne une estimation assez bonne de la valeur du champ sous la ligne sans pour autant donner une bonne précision, car la

valeur du champ dépend directement de la hauteur de simulation, cette hauteur est estimée par celui qui fait la simulation. Généralement cette hauteur est au niveau du centre de gravité de la parable que décrit la caténaire.

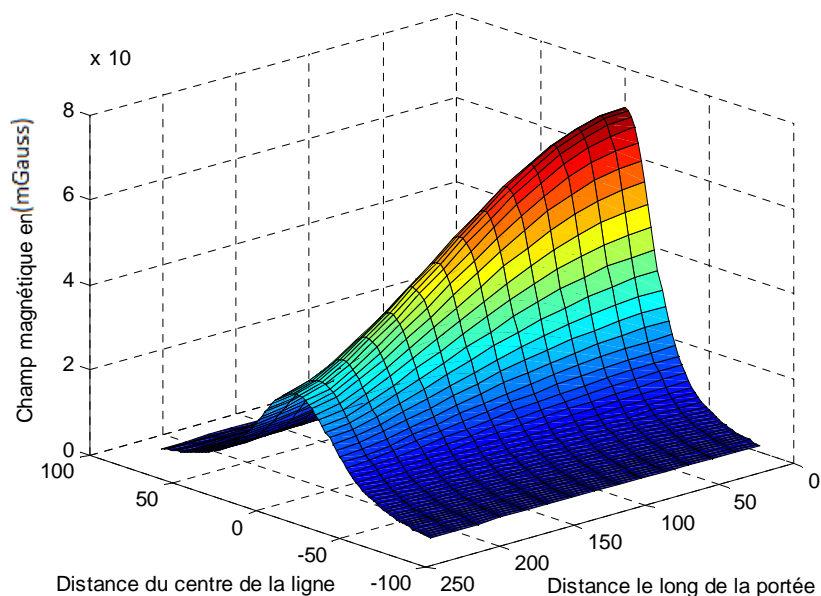


Fig.II.25-*Champ magnétique à 1 m du sol dans le rectangle entre le pylône et la mi-portée et 60m des deux cotés latéraux*

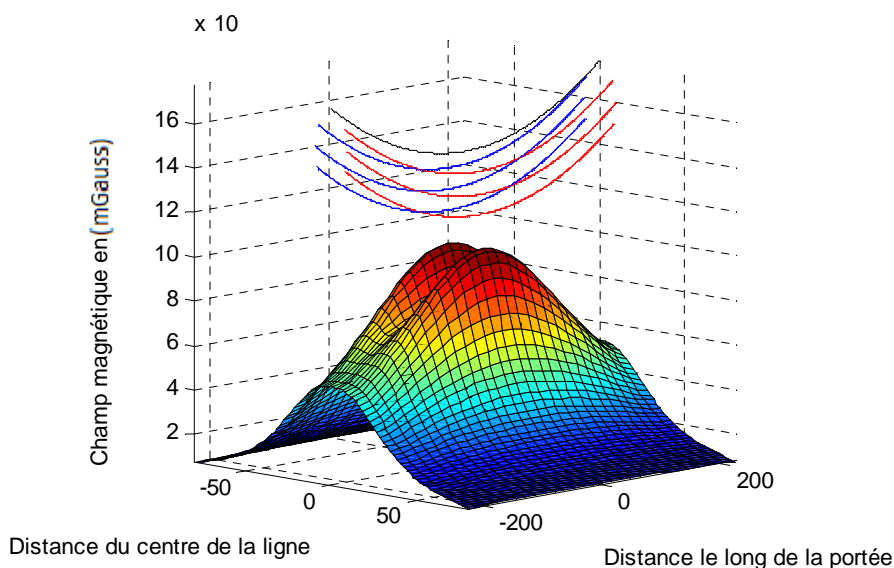


Fig.II.26-*Champ magnétique à 1 m du sol entre les deux pylônes et 60m des deux cotés latéraux*

La Fig.II.25 et La Fig.II.26 décrivent le champ magnétique en valeur efficace à 1m du sol sous la ligne 400KV d'Oran –Blida pour des flèches de 12 et 15 respectivement.

Pour la Fig.II.25 le champ atteint une valeur de 68 mG. L'augmentation de la flèche augmente les valeurs du champ partout sous la ligne et spécialement sous les conducteurs où ça atteint 90 mG, Le champ est modifié en valeur et en topologie par la flèche.

II.6 Décroissance en fonction de la distance

Les champs magnétiques générés par les lignes aériennes ont suscité l'intérêt en raison des préoccupations concernant leurs possibles effets sur l'être vivant [2-5]. Dans cette optique est née une famille de lignes à champ magnétique réduit à la quelle la ligne 400KV Blida –Oran appartient. Dans ce qui suit nous verrons pourquoi le champ de cette ligne décroît si vite.

Les courants sur une ligne de transport d'énergie exploitée peuvent être séparés en une composante qui varie lentement avec la variation et une autre qui varie plus rapidement dépendante de l'équilibre du système. Cette dernière composante est une variable aléatoire qui à un impact significatif sur les performances des lignes conçues pour avoir un champ magnétique faible au sol.

II.6.1 Développement du champ magnétique d'une ligne multifilaire parallèle au sol en séries de puissances.

Comme nous l'avons vu plus haut, à de faible distance de l'ordre du couloir de droit de passage, il est raisonnable de négliger la contribution de l'image du courant dans le champ magnétique. En outre, les premiers termes dans les équations (II-43)et (II-44) peuvent être développés en séries de Tylor pour $y=0$.

Si l'on suppose que:

$$d_n = d_a + \alpha_n \quad (\text{II.64})$$

Où d_a est la hauteur moyenne des conducteurs.

$$r_a = \sqrt{d_n^2 + x^2} \quad (\text{II.65})$$

Et $r_a \approx |\alpha_n|, |h_n|$, alors les termes dominant dans le développement en série de Tylor de (II.66)

et(II.67) sont :

$$B_x(x, y) = \frac{2\sin(\phi)}{r_a} \sum_{n=1}^N I_n + \frac{2(1+2\sin^2(\phi))}{r_a^2} \sum_{n=1}^N \alpha_n I_n \quad (mG) \quad (II.66)$$

$$- \frac{\sin(2\phi)}{r_a^2} \sum_{n=1}^N h_n I_n + \frac{2(1+2\sin^2(\phi))}{r_a^2} + f\left(\frac{1}{r_a^3}\right) + etc$$

$$B_y(x, y) = \frac{2\cos(\phi)}{r_a} \sum_{n=1}^N I_n - \frac{2(1+2\cos^2(\phi))}{r_a^2} \sum_{n=1}^N h_n I_n \quad (mG) \quad (II.67)$$

$$+ \frac{\sin(2\phi)}{r_a^2} \sum_{n=1}^N \alpha_n I_n + f\left(\frac{1}{r_a^3}\right) + etc$$

Où $\sin(\phi) = d_a / r_a$ et $\cos(\phi) = x / r_a$

Notez que le premier et le deuxième ou troisième terme de chaque série sont de l'ordre de $(1/r)$ et $(1/r_a^2)$, respectivement.

II.6.2 Configurations à champ magnétique réduit :

Afin de réduire la contribution de l'ensemble des conducteurs dans la valeur du champ magnétique, envisageons le cas où les trois premiers termes du développement en séries de Taylor expansions série (II.66) et (II.67) sont égales à zéro:

$$\sum_{n=1}^N I_n = 0 \quad (II.68)$$

$$\sum_{n=1}^N h_n I_n = 0 \quad (II.69)$$

$$\sum_{n=1}^N \alpha_n I_n = 0 \quad (II.70)$$

Manifestement, le premier terme (c'est-à-dire le terme $(1/r)$) peuvent être forcé à zéro en un system de courants équilibré. Sous cette condition le champ magnétique, décroît au moins aussi rapidement que $(1/r_a^2)$.

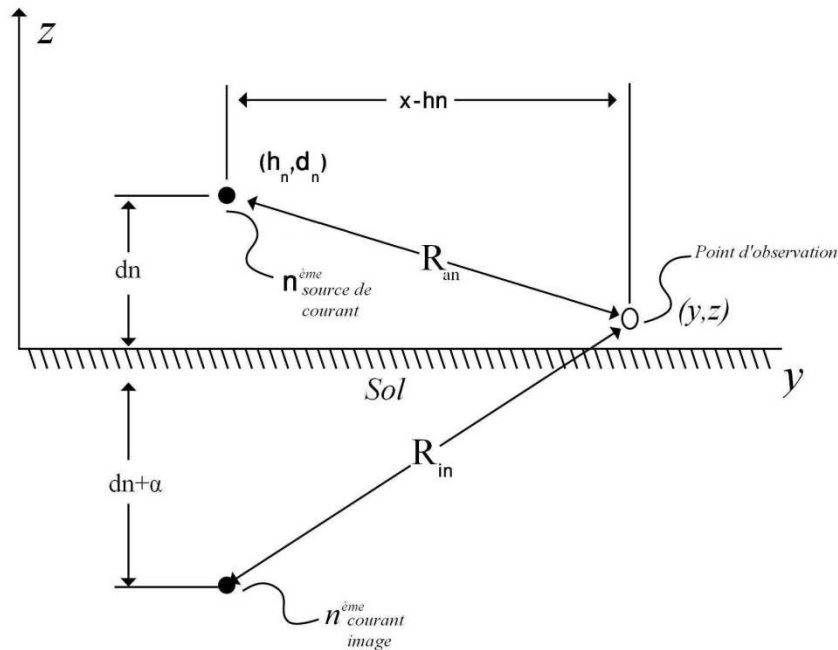


Fig.II.27-Illustration de la profondeur de retour du courant

Pour plus de réduction du champ magnétique, il faut que certaines contraintes géométriques soient respectées avec celle du courant net nul. Mathématiquement, ces contraintes sont données par les équations (II.69) et (II.70). Quelques exemples de lignes électriques triphasées qui répondent ces contraintes géométriques sont discutées dans [36].

L'une de ces lignes est la ligne armée en double drapeau exploitée en doubles ternes à faible réactance ou en triphasée à un seul terne. Pour annuler le terme en $(1/r_a^2)$, le courant dans les deux conducteurs, qui constituent une phase, doit être répartis également.

L'écoulement du courant dans les deux conducteurs est déterminé par les impédances de la ligne et peut ne pas être égal sur les deux faisceaux portant la même phase. Si tel n'est pas le cas, la compensation du terme en $(1/r)$ n'est pas complète et ce terme demeure.

Lorsque les courants sont équilibrés et répartis également dans les faisceaux d'une même phase, la géométrie satisfait les conditions (II.69) et (II.70) et la décroissance du champ est au moins aussi rapide que $(1/r_a^3)$. Cette propriété du champ fait que l'on qualifie ce type de ligne de « ligne à champ magnétique réduit » et l'intérêt est de plus en plus grandissant pour ces lignes.

Le champ magnétique d'une ligne de transmission peut être développé en séries de puissances de l'inverse de la distance de la ligne ($1/r$). Le terme ($1/r$) est proportionnel au courant net. Les lignes à champ magnétique Réduit sont conçues pour forcer les termes ($1/r$) et ($1/r_a^2$) à zéro. La conception des ces lignes est faite sur la base de l'hypothèse que le système de courants, dans la ligne, est directe. Ce type de système de courants est équilibré et donc le courant net est égal à zéro.

Les autres termes sont ($1/r_a^3$) ou d'ordre supérieur. Les champs magnétiques de ces lignes sont sensibles aux fluctuations et changements de la charge du système. Plus précisément, les deux ($1/r$) et ($1/r_a^2$), ces termes sont réintroduits dans l'expression du champ magnétique si le courant net n'est pas nul.

Conclusion :

Dans ce chapitre un code de calcul du champ magnétique en deux dimensions a été accompli, utile pour la quantification du champ au niveau du sol.

Plus l'intensité du courant, d'une ligne à haute tension, est élevée et plus la dimension spatiale du champ magnétique est importante. Les charges les plus élevées à proximité du sol se trouvent à mi-distance entre deux pylônes, là où les conducteurs sont le plus bas. Elles varient selon le type de construction de la ligne et l'intensité du courant. Le champ magnétique diminue avec la distance par rapport à la ligne; il est donc d'autant plus faible que la ligne est éloignée du sol.

Dans le cas de lignes à plusieurs termes ou de lignes à haute tension en parallèle, les champs magnétiques des différents termes peuvent se renforcer ou s'affaiblir mutuellement. La charge peut toutefois être diminuée par une optimisation de l'ordre des phases.

Il y a une différence entre la topologie du champ calculé en deux dimensions et celui calculé en trois dimensions. La configuration en réactance faible des lignes en double drapeau donne une décroissance rapide, par contre la valeur maximum est élevée, ce que ne révèle pas le calcul en deux dimensions.

La géométrie de la ligne influence fortement le champ magnétique ; la valeur du champ magnétique au voisinage de la ligne est devenue un critère du coix du type d'armement de la ligne de transport d'énergie.

CHAPITRE

III

III.1 Introduction

Avec l'intérêt croissant du public pour les champs électriques et magnétique, Beaucoup de travaux scientifiques font l'étude de ces champs et de l'interaction éventuelle avec les êtres vivants [13 ; 14 ; 17]. Les lignes de transport d'énergie sont des sources de champ à la fréquence industrielle, leur envergure et leur gabarit imposants les rendent sujet à débat. De ce fait, les études des champs de ces lignes se sont multipliées. Dans ce chapitre nous ferons, l'étude du champ électrique au voisinage des lignes extra haute tension.

Si le champ électrique en tout point dans l'aire ou sur la surface des conducteurs excède un seuil critique pour des conditions atmosphériques données, l'effet couronne prendra place avec tous les effets nuisibles tel que : la perte de puissance active, les interférences avec les appareils de téléphonie et de radio, la génération de l'ozone et de bruit audible [37]. Plusieurs procédures de conception sont, actuellement, appliquées pour atténuer ces effets. Elles incluent l'utilisation des lignes à plusieurs ternes, l'utilisation de faisceau de conducteurs [31 ; 38]. En plus, entre autre avantage, ces techniques mènent également à une réactance de phase plus faible et par conséquence, une meilleure aptitude pour le transport d'énergie (limite de stabilité au régime permanent). Généralement, le nombre de conducteurs par faisceau augmente avec la tension, atteignant jusqu'à huit conducteurs pour des lignes fonctionnant à une tension de 1000 kilovolts.

Le paramètre caractéristique le plus évident auquel on a coutume de rattacher l'intensité de l'effet couronne est le champ électrique à la surface du conducteur ou gradient superficiel. En raison de la grande sensibilité du phénomène couronne à la valeur de ce champ, et en raison de ses possibles effets sur la santé, il est nécessaire d'employer une méthode de calcul fournissant le champ avec une grande précision.

III.2 Grandeurs de l'électrostatique

Dans ce chapitre, nous allons présenter de manière démonstrative les grandeurs essentielles de l'électrostatique. Pour plus amples informations, il existe une abondante littérature [8 ; 31 ; 38 ; 39].

III.2.1 Force électrique

Il a expérimentalement été établi, par Coulomb, qu'une particule témoin subit une force d'une intensité \vec{F} proportionnelle à sa charge q , lorsqu'elle est placée au voisinage d'une ou plusieurs charges électriques Q_i , dans un milieu de permittivité ϵ (permittivité au champ électrique) donnée par :

$$\vec{F} = q \left(\frac{1}{4\pi\epsilon} \sum_i \frac{Q_i}{\|\vec{r} - \vec{r}_i\|^2} (\vec{r} - \vec{r}_i) \right) \quad (\text{III.1})$$

Où \vec{r}_i est le vecteur position d'une charge témoin.

En d'autres termes, deux corps chargés s'attirent ou se repoussent selon une force directement proportionnelle à leur charge et inversement proportionnelle au carré de la distance qui les sépare. Dans le cas d'un système à deux particules séparées par une distance r , nous avons la même relation simplifiée et nous retrouvons la forme plus commune de la force électrique ou "force de Coulomb" telle qu'elle est donnée dans la plupart des ouvrages (sous forme scalaire) :

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{qQ}{r^2} \quad (\text{III.2})$$

III.2.2 Potentiel électrique

III.2.2.1 Potentiel électrique du à une charge ponctuelle.

Soit deux point A et B dans une région de l'espace où il existe un champ électrique $\vec{E}(x,y,z)$ et soit un chemin Γ reliant ces deux points, alors dans le cas particulier où la source d'un champ \vec{E} est une sphère ou un corps ponctuel et que nous posons une charge à son voisinage, nous avons la formule suivante exprimant le travail effectué par la force pour déplacer la charge du point A au point B :

$$\begin{aligned} dW_{A,B} &= \vec{F} \circ d\vec{r} \Rightarrow \int_A^B \vec{F} \circ d\vec{r} = q \int_A^B \vec{E} \circ d\vec{r} = q \int_A^B E \cos \alpha dr = q \int_A^B E dr = q \frac{Q}{4\pi\epsilon} \int_A^B \frac{1}{r^2} dr \\ &= q \frac{Q}{4\pi\epsilon} \left(-\frac{1}{r_B} + \frac{1}{r_A} \right) = q \frac{Q}{4\pi\epsilon} \left(\frac{1}{r_A} - \frac{1}{r_B} \right) \end{aligned} \quad (\text{III.3})$$

Par ailleurs, ce travail est, comme nous le verrons plus loin, assimilable à l'énergie potentielle. Nous définissons ainsi la "différence de potentiel" ou simplement le "potentiel" donné par :

$$-\Delta U = \frac{Q}{4\pi\epsilon} \left(\frac{1}{r_B} - \frac{1}{r_A} \right) = U_B - U_A \quad (\text{III.4})$$

III.2.2.2 Potentiel électrique du à une charge linéaire porté par un fil rectiligne infini

Soit le vecteur unitaire:

$$\vec{u}_r = \vec{r} / \|\vec{r}\| \quad (\text{III.5})$$

Nous avons :

$$d\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{dq}{r^2} \vec{u}_r \quad (\text{III.6})$$

En faisant usage du concept de densité linéique, nous avons :

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int \frac{\gamma dl}{r^2} \vec{u}_r \quad (\text{III.7})$$

Considérons une ligne infinie de section négligeable, et portant une charge linéique continue γ . Le but est le calcul du champ électrique et le potentiel en tout point M de l'espace extérieur à cette ligne afin de connaître les influences des charges de cette ligne sur son environnement en ne considérant que l'influence du champ électrique (si les charges étaient en mouvement il faudrait également prendre en compte l'influence du champ magnétique).

Pour cela, la méthode consiste à découper la ligne en de petits éléments de ligne dl , chacun de ces éléments portant une charge dq . Le champ créé par la charge en P au point M à distance x et de projection orthogonale H sur la ligne est :

$$d\vec{E}_P(M) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{\gamma dl}{x^2} \vec{u}_x \quad (\text{III.8})$$

En prenant le symétrique P' de P par rapport à H (la projection orthogonale de M sur le fil) pour lequel nous avons identiquement :

$$d\vec{E}_{P'}(M) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{\gamma dl}{x^2} \vec{u}_x \quad (\text{III.8})$$

Le champ total est donc :

$$d\vec{E}(M) = d\vec{E}_P(M) + d\vec{E}_{P'}(M) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{\gamma dl}{x^2} \vec{u}_x + \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{\gamma dl}{x'^2} \vec{u}_x, \quad (\text{III.9})$$

Or, nous avons :

$$x = x', dl = dl', \vec{u}_x = \frac{\overline{PM}}{PM}, \vec{u}_x' = \frac{\overline{P'M}}{P'M} \quad (\text{III.10})$$

Donc :

$$d\vec{E}(M) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{\gamma dl}{x^2} \left(\frac{\overline{PM}}{PM} + \frac{\overline{P'M}}{P'M} \right) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{\gamma dl}{x^3} (\overline{PM} + \overline{P'M}) = \frac{2}{4\pi\epsilon} \frac{\gamma dl}{x^3} \overline{HM} \quad (\text{III.11})$$

Cette dernière relation montre bien que le champ est orthogonal à la ligne (au fil...).

La norme de $d\vec{E}(M)$ est :

$$dE(M) = \frac{2}{4\pi\epsilon} \frac{\gamma dl}{x^3} \|\overline{HM}\| = \frac{2}{4\pi\epsilon} \frac{\gamma dl}{x^3} r \quad (\text{III.12})$$

Cette relation comporte 3 variables dépendantes r, dl, x . La norme du champ total en un point est donc la somme des normes sur l'ensemble de la longueur du fil puisque tous les vecteurs $d\vec{E}(M)$ ont la même direction.

Pour effectuer ce calcul, nous allons introduire un changement de variable, et mettre r, dl, x en fonction de l'angle α entre la ligne et le vecteur \overline{PM} . Dans le triangle rectangle HMP :

$$\cos \alpha = \frac{\overline{HP}}{\overline{PM}} = \frac{z}{x} \quad (\text{III.13})$$

Si nous prenons l'origine des z en H . Nous avons aussi :

$$\sin \alpha = \frac{\overline{HM}}{\overline{PM}} = \frac{r}{x} \quad \tan \alpha = \frac{\overline{HM}}{\overline{HP}} = \frac{r}{z} \quad (\text{III.14})$$

Et :

$$dl = dz = -r \frac{(1 + \tan^2 \alpha)}{\tan^2 \alpha} d\alpha = -r \frac{(1 + \frac{\sin^2 \alpha}{\cos^2 \alpha})}{\frac{\sin^2 \alpha}{\cos^2 \alpha}} d\alpha = -r \frac{(\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha)}{\sin^2 \alpha} d\alpha = \frac{-r}{\sin^2 \alpha} d\alpha \quad (\text{III.15})$$

$$E = \frac{\gamma}{2\pi\epsilon r} \cos \alpha \Big|_0^{\pi/2} \quad (\text{III.16})$$

D'où :

$$dE = -\frac{\gamma}{2\pi\epsilon} \frac{r}{\sin^2 \alpha} d\alpha \frac{\sin^3 \alpha}{r^3} r = -\frac{\gamma}{2\pi\epsilon r} \sin \alpha d\alpha \quad (\text{III.17})$$

L'intégration est facile, mais il faut faire attention aux bornes. Nous devons intégrer sur une moitié de ligne, donc entre 0 et $\pi/2$:

Et donc :

$$\vec{E} = \frac{\gamma}{2\pi\epsilon r} \vec{u}_r \quad (\text{III.18})$$

Le potentiel se déduit aisément en prenant la primitive de E :

$$U = \frac{\gamma}{2\pi\epsilon} \ln(r) + c^{te} \quad (\text{III.19})$$

La constante est indéterminée puisque lorsque r tend vers l'infini, U tendant vers zéro, conduit à une constante infinie. Cette indétermination est due essentiellement à l'approximation de la ligne infinie. Ce problème est éliminé par le calcul de la différence de potentiel analogiquement à la démarche de l'équation (III.3)-(III.4).

III.3 Méthode des images

La méthode des images, souvent utilisée, est un cas particulier d'un théorème, en électromagnétisme, connu sous le nom du théorème de l'équivalence. (Les théorèmes de Thevenin et Norton's sont aussi des cas spécifiques du théorème de l'équivalence)[8]. Le concept fondamental derrière ce théorème est le suivant :

Il existe un nombre infini de sources qui peuvent être placées à l'intérieur d'une région de l'espace, tel qu'il se produit les mêmes champs en dehors de cette région. Par exemple, le champ extérieur d'un nuage de charge, de symétrie sphérique, de rayon a , et de charge totale Q est le même que celui due à une charge ponctuelle Q en son centre, ou à une surface uniforme de charge Q sur toute la surface d'une sphère de rayon inférieur ou égal à a . Ces trois sources sont décrites dans la Fig.III.1 (elles) sont équivalentes à l'égard de la région qui nous intéresse, dans ce cas, l'extérieur

de la sphère. (Notons qu'à l'intérieur des trois sphères le champ est différent). Il est possible de trouver des sources qui sont beaucoup plus simples que celle-ci. La méthode des images de charges au dessus d'un plan conducteur est un exemple d'une grande utilité pratique.

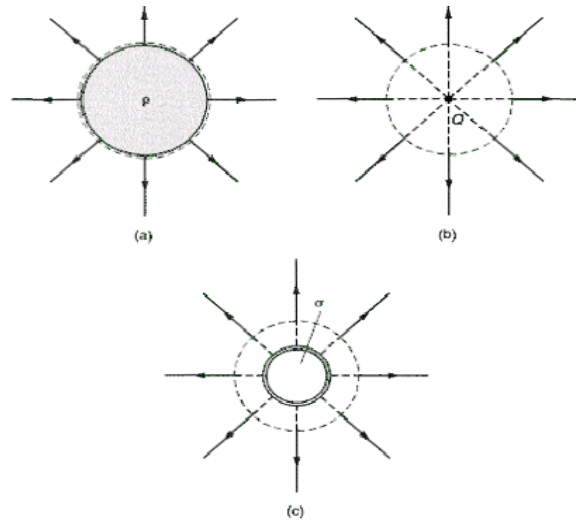


Fig.III.1-Distribution de Charges équivalentes pour la région en dehors de la surface sphère de rayon a : (a) sphère chargée en volume de rayon a , (b) charge ponctuelle, et (c) charge surfacique de la sphère de rayon $r < a$.

Soit une charge ponctuelle Q au-dessus d'un plan parfaitement conducteur constitué par une feuille conductrice "mise à la terre ». La feuille est un équipotentiel. (Par exemple, ce peut être la surface de la terre, habituellement considérée en tant que potentiel de référence). Selon la loi de Gauss, une charge $-Q$ est induite sur la surface supérieure de la feuille Fig.II.2 (a).

Nous savons que la charge induite est distribuée de manière à annuler le champ électrique à l'intérieur de la feuille ainsi que le champ électrique tangentiel E sur la surface.

Nous ne savons pas, cependant, à quoi ressemble cette distribution, et donc, nous ne pouvons pas évaluer le champ qu'elle produit au-dessus de la feuille.

Bien qu'il soit possible de déterminer la distribution à partir d'une équation intégrale [8], il ai une façon beaucoup plus simple de le faire : Deux charges de même valeurs et de signe opposé génèrent un champ électrique tangentiel nul sur le plan de la symétrie de ces deux charges.

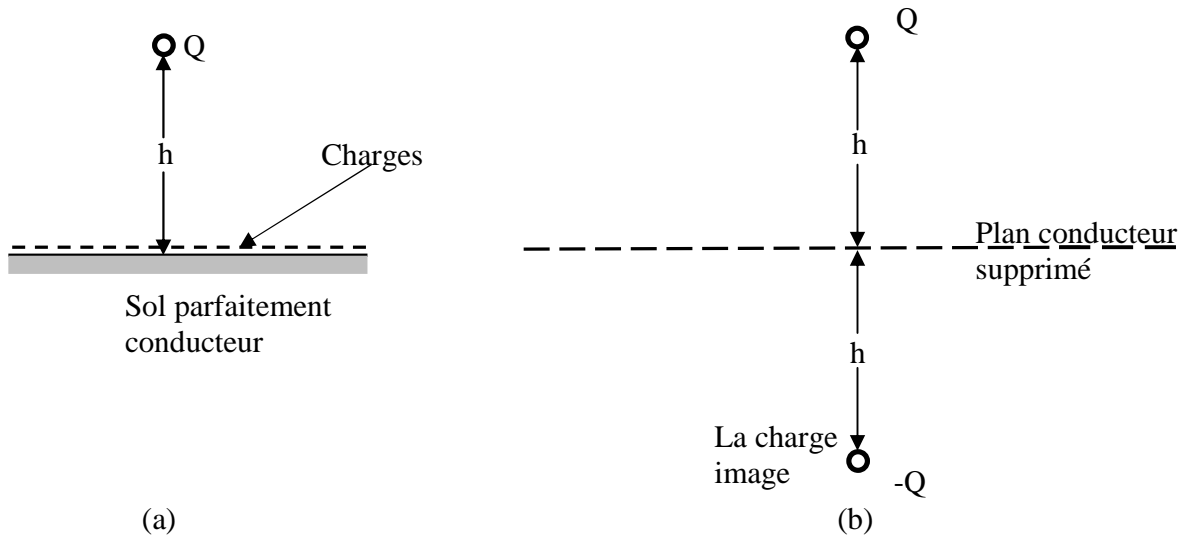


Fig.III.2-(a) Charge au-dessus d'un sol parfaitement conducteur, et (b) charges induites sur le sol remplacée par une charge équivalente

Ceci nous amène à la conclusion que la charge équivalente à toutes les charges inconnues induites, à l'égard de l'espace au-dessus du plan, est une seule charge ponctuelle $-Q$, placées de façon symétrique par rapport au plan. Ce système équivalent est décrit dans la Fig.II.2 (b). La source équivalente $-Q$, habituellement désignée par l'image de la charge Q dans le plan conducteur. Une fois le plan conducteur remplacé par l'image, le champ en dessous du plan de masse est différent de celui dans le système d'origine. Notons que, connaissant l'image, on peut également trouver la distribution des charges à la surface du plan conducteur.

Les images, de la distribution des charges au-dessus du plan conducteur, sont calculées de la même manière. Un exemple important est un fil à une hauteur h au-dessus du sol, ce peut être un conducteur d'une ligne électrique ou un câble de téléphone, avec une charge Q par unité de longueur. La source équivalente aux charges induites sur le sol est tout simplement un fil avec une charge $-Q$ par unité de longueur situé à une profondeur au-dessous du plan conducteur.

Dans un souci de clarté, nous avons noté la charge linéique Q . Dans ce qui suit Nous la noterons γ et Q désignera la charge totale.

III.4 Méthodes de calcul du champ électrique

L'étude de ces champs repose sur le modèle macroscopique de Maxwell qui conduit à des équations différentielles simples pour les champs statiques ou quasi-statiques. Les champs

magnétique et électrique sont découplés. Grâce à cette hypothèse simplificatrice, on obtient deux types de problèmes indépendants: électrostatique ou magnétostatique [7].

Si les équations sont simples, leur solution analytique ne peut être obtenue que dans de rares et dans de simples configurations. Dans la plupart des cas pratiques, l'emploi de méthode numérique de résolution s'impose, chose que le progrès rapide des technologies des ordinateurs, durant ces dernières années, a permis. Deux catégories de méthodes ont été successivement développées. D'une part les méthodes de différences finies et les méthodes variationnelles associées aux éléments finis, et d'autre part la méthode des intégrales de frontière. La plus connue est la méthode des éléments de frontières : Boundary Element Method (BEM) [19] [24]. Cependant, il y a quelques autres méthodes moins populaires comme la méthode des multipôles (MPM) [40] ou la méthode des charges fictives : Charge Simulation Méthode (CSM) [41], qui peuvent être considérées comme des techniques de frontière. Cette dernière (CSM) a été fréquemment utilisée pour modéliser des problèmes de haute tension [42].

III.4 .1 Formulation mathématique du champ électrique en deux dimensions.

Le calcul du champ électrique, près d'une ligne de transport d'énergie, se fait en supposant qu'il n'y a pas de charge d'espace libre. Le sol est supposé parfaitement conducteur, car le temps nécessaire aux charges à la surface du sol pour se redistribuer sous l'action du champ électrique (temps de relaxation) est extrêmement petit (0.1 à 10 nanosecondes) comparé à la période de la fréquence industriel. La permittivité de l'air est quasiment indépendante des conditions climatiques et est égale à la permittivité du vide.

$$\varepsilon = 8,854.10^{-12} F / m$$

Tous les conducteurs de la ligne sont caractérisés par une tension complexe $V = V_r + jV_i$, et un rayon. Pour les faisceaux de conducteurs symétriques, et loin de la surface des conducteurs, il convient de considérer le faisceau comme un conducteur unique au rayon équivalent :

$$r_{eq} = R \sqrt{\frac{nr}{R}} \tag{III.20}$$

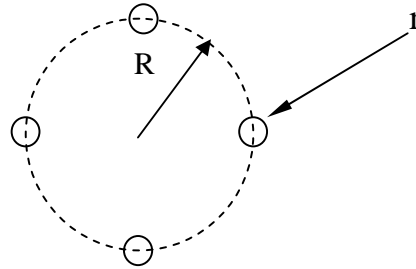


Fig.III.3-constitution d'un faisceau de quatre conducteurs $n=4$.

Où R (est le) rayon du cercle circonscrit au faisceau (cercle passant par les centres de tous les conducteurs). n est le nombre de conducteurs élémentaires par faisceau, et r le rayon des conducteurs élémentaires du faisceau. Cette approximation reste valable si le rayon du faisceau est petit devant la distance entre les phases. La relation générale que l'on emploie pour calculer les charges portées par les conducteurs d'une ligne multifilaire est l'équation matricielle suivante :

$$[\gamma] = [C][V] \quad (\text{III.21})$$

où $[\gamma]$ et $[V]$ sont respectivement les matrices uni-colonnes des charges et des potentiels des conducteurs (le sol étant au potentiel nul). On commence d'abord par calculer les coefficients de potentiel de la ligne $[P]$. Ces coefficients sont obtenus par application directe de la théorie des images ; on remplace le sol, considéré comme un plan de potentiel nul, par l'image des conducteurs par rapport à ce plan. Désignons par i, j, \dots les conducteurs parallèles au-dessus du sol, et par i', j', \dots leurs images respectives.

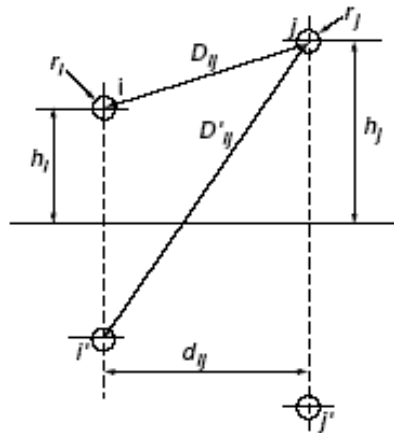


Fig.III.4-Détermination des coefficients de potentiel d'une ligne

En se conformant aux notations de la fig.III.4 les coefficients de potentiel s'écrivent :

$$p_{ii} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \ln\left(\frac{2h_i}{r_i}\right) \quad (\text{III.22})$$

$$p_{ij} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \ln\left(\frac{D'_{ij}}{D_{iji}}\right) \quad (\text{III.23})$$

En pratique, la hauteur des conducteurs varie le long d'une portée, ainsi que d'une portée à l'autre. Les hauteurs à introduire dans les calculs du champ sont les hauteurs moyennes définies par :

h (moyenne) = hauteur d'accrochage moyenne - $\frac{2}{3}$ flèche moyenne.

A l'aide des coefficients de potentiel ainsi obtenus, on forme la matrice carrée :

$$[p] = \begin{bmatrix} p_{11} \cdots p_{1i} \cdots p_{1n} \\ p_{j1} \cdots p_{ji} \cdots p_{jn} \\ p_{n1} \cdots p_{ni} \cdots p_{nn} \end{bmatrix} \quad (\text{III.24})$$

Par inversion on en déduit enfin la matrice des capacités :

$$[C] = [p]^{-1} \quad (\text{III.25})$$

La matrice [C] permet de calculer les charges linéiques portées par chaque conducteur en fonction de leurs potentiels respectifs, conformément à l'équation (III.26).

$$\gamma_r = [C][V_r] \text{ et } \gamma_i = [C][V_i] \quad (\text{III.26})$$

Dans le cas des lignes triphasées de transport d'énergie, la charge d'un conducteur, et par conséquent ses champs superficiels, ne sont pas nécessairement maximaux en même temps que la tension du conducteur lui-même. Ce phénomène est dû au déphasage entre les tensions du système triphasé.

Le champ électrique d'une charge électrique en coordonnées cartésiennes est :

$$\hat{E}_{x,i} = \frac{(\gamma_{ri} + j\gamma_{ii})(x_N - x_a)}{2\pi[(x_i - x_N)^2 + (y_i - y_N)^2]} - \frac{(\gamma_{ri} + j\gamma_{ii})(x_N - x_a)}{2\pi[(x_i - x_N)^2 + (y_i + y_N)^2]} \quad (\text{III.27})$$

$$\hat{E}_{y,i} = \frac{(\gamma_{ri} + j\gamma_{ii})(y_N - y_a)}{2\pi[(x_i - x_N)^2 + (y_i - y_N)^2]} - \frac{(\gamma_{ri} + j\gamma_{ii})(y_N + y_a)}{2\pi[(x_i - x_N)^2 + (y_i + y_N)^2]} \quad (\text{III.28})$$

Les composantes du champ électrique Horizontales $\hat{E}_{x,i}$ et verticales $\hat{E}_{y,i}$ sont calculées par la somme des contributions de tous les conducteurs.

$$\hat{E}_x = \sum_{i=1}^n \hat{E}_{x,i} \quad (\text{III.29})$$

$$\hat{E}_y = \sum_{i=1}^n \hat{E}_{y,i} \quad (\text{III.30})$$

III.4.2 Formulation mathématique du champ électrique en trois dimensions.

Avant de commencer, nous passerons en revue les hypothèses simplificatrices utilisées dans ce qui suit :

La première hypothèse est que la caténaire représentant un conducteur de la ligne est approximée par une parabole. Cette approximation est le terme du premier ordre du développement en série de Tylor de l'équation de chênnette, simple et suffisamment précise pour les lignes en dénivelée [43]. La deuxième hypothèse est que le champ électrique est solénoïdal, c'est à dire que le potentiel sur la surface des conducteurs en question est égal à la tension de leurs phases respectives. À la surface des câbles de garde, le potentiel est considéré nul.

La permittivité relative des isolateurs est considérée égale à l'unité et l'effet couronne est négligé. Les conducteurs sont remplacés par des charges linéaires en leurs axes. Cette dernière hypothèse est acceptable quand le champ est analysé assez loin du conducteur, par exemple près de la surface du sol.

Le potentiel électrique, dans un point donné de l'espace est la superposition des potentiels dus aux charges respectives. Ce potentiel est la solution de l'équation différentielle de Laplace dans

l'espace avoisinant la ligne électrique. Les densités de charge sont des fonctions inconnues satisfaisant l'équation intégrale de Fredholm de la première espèce [8] [43].

$$\sum_{i=1}^{NC} \int_{l_j} G(p, p_i) \gamma(p) dp = \varphi(p_i) \quad (\text{III.31})$$

Où

NC : Le nombre de segment de conducteurs.

l_j : La courbe représentant le j^{eme} segment

$\gamma(p)$: La densité de charge linéaire

$\varphi(p_i)$: Le potentiel électrique au point p_i .

Dans ce travail, les lignes Extra Haute Tension (EHT) sont à courant alternatif ce qui conduit à des densités de charges et des potentiels complexes.

La solution fondamentale spéciale de l'équation précédente (III.31) est antisymétrique par rapport au plan x, y et est donnée par [8] [43].

$$G(p, p_i) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right) \quad (\text{III.32})$$

Où

$$r = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2} \quad (\text{III.33})$$

$$r' = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z + z_i)^2} \quad (\text{III.34})$$

Dans cette méthode, l'équation intégrale est transformée en un système d'équations algébriques linéaires. Pour ce faire, les conducteurs de la ligne sont divisés en segments linéaires de longueur finie qui, mis bout à bout, reconstituent la trajectoire du conducteur. Le système d'équations algébriques correspondant est écrit sous la forme de l'équation : (III.33)

$$[P] * [\gamma_L] = [V] \quad (\text{III.35})$$

P : Matrice des coefficients de potentiel $N_s \times N_s$;

γ_L : Vecteur de N_s inconnus (charges linéaire) ;

N_s étant le nombre de segments.

Le résultat donne une matrice pleine et le système matriciel peut être résolu par la méthode de triangularisation de Gauss avec test du pivot et substitution inverse.

Les éléments de la matrice P sont calculés en fonction de la forme des segments et de l'approximation de la densité de charge correspondante.

Dan ce travail les segments sont des portions de ligne droite et l'approximation de la densité de charge est d'ordre zéro.

Les éléments de la matrice P sont donnés par l'intégrale

$$p_{ij} = \int_{l_j} G(p, p_i) dp \quad (\text{III.36})$$

Cette intégrale est calculée analytiquement. Pour ce faire, un nouveau système de coordonnées $\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}$ est établi comme le montre la Fig.III.3. Ce système est choisi de manière à ce que le segment de charge linéaire considéré coïncide avec l'axe \tilde{x} et commence à l'origine, ainsi l'intégrale de $(1/r)$ sur le j^{eme} élément de longueur l_j est calculée comme suite :

$$p_{ij} = \int_0^{l_j} \frac{1}{\sqrt{(\tilde{x}_i - \zeta)^2 + \tilde{y}_i^2 + \tilde{z}_i^2}} \quad (\text{III.37})$$

$$p_{ij} = \ln \frac{l_j - \tilde{x}_i + \sqrt{(l_j - \tilde{x}_i)^2 + \tilde{y}_i^2 + \tilde{z}_i^2}}{\tilde{x}_i + \sqrt{\tilde{x}_i^2 + \tilde{y}_i^2 + \tilde{z}_i^2}} \quad (\text{III.38})$$

Où $\tilde{x}_i, \tilde{y}_i, \tilde{z}_i$ sont les coordonnées du i^{eme} pôle de la fonction de Green dans le système.

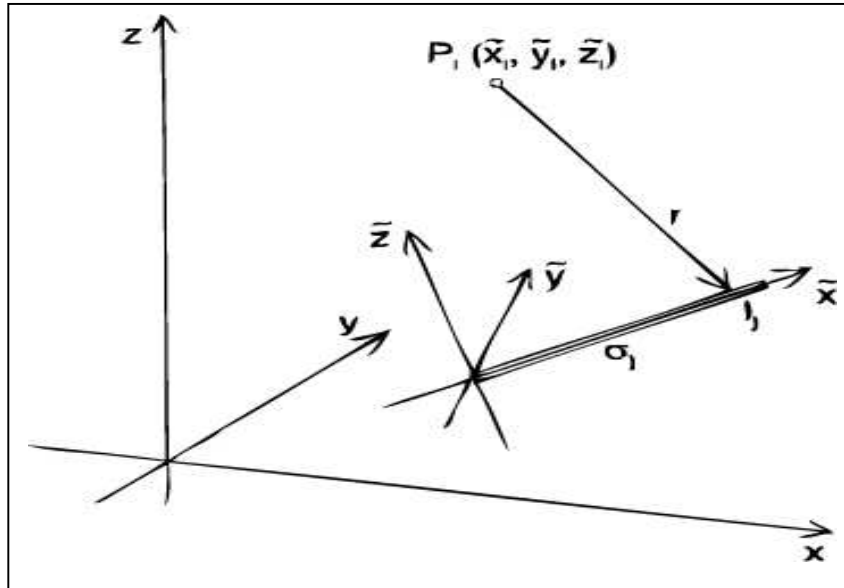


Fig.III.5-illustration du changement de repère.

Une fois le système de l'équation (III.39) résolu, le potentiel électrique peut être calculé dans un point quelconque avoisinant la ligne électrique :

$$\varphi(p_i) = \sum_{i=1}^{NC} \int_{l_j} G(p, p_i) \tau(p) dp \quad (\text{III.39})$$

L'intensité du champ électrique \underline{E} est définie par la relation (III.15):

$$\underline{E} = -\text{grad} \varphi = -\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} i + \frac{\partial \varphi}{\partial y} j + \frac{\partial \varphi}{\partial z} k \right) \quad (\text{III.40})$$

Les composantes du vecteur \underline{E} sont calculées par la technique des différences finies :

$$\underline{E}_x(x, y, z) = -\frac{\varphi(x + \Delta x, y, z) - \varphi(x - \Delta x, y, z)}{2\Delta x} \quad (\text{III.41})$$

$$\underline{E}_y(x, y, z) = -\frac{\varphi(x, y + \Delta y, z) - \varphi(x, y - \Delta y, z)}{2\Delta y} \quad (\text{III.42})$$

$$\underline{E}_z(x, y, z) = -\frac{\varphi(x, y, z + \Delta z) - \varphi(x, y, z - \Delta z)}{2\Delta z} \quad (\text{III.43})$$

Les résultats de la simulation ont été calculés avec des pas: $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.15m$.

III.4.3 Validation des codes de calcul pour le champ électrique.

Nous avons mis en œuvre deux codes de calculs pour le calcul du champ électrique en deux et trois dimensions. La validation se fait d'habitude par comparaison à des mesures sur le terrain. La mesure du champ électrique est très difficile car le courant capacitif dans la sonde de mesure est fortement influencé par la perturbation du champ électrique due à la présence de l'être humain (la personne qui fait la mesure), la présence du corps de l'appareil doit être aussi prise en compte. Nous nous contenterons de comparer les rendus de nos codes de calculs à ceux de la littérature.

III.4.3.1 En deux dimensions

Les deux codes de calcul sont basés sur la méthode des charges fictives. Pour le calcul du champ électrique en deux dimensions nous utiliserons, pour la comparaison, les résultats de la référence[d] pour valider notre code de calcul du champ électrique en deux dimensions.

Le calcul s'est fait pour le champ électrique sous une ligne de 750KV de la Fig.III.6. Les caractéristiques de cette ligne sont les suivantes :

Ligne triphasée à un seul terre, phases en faisceaux de 6-conducteur, le rayon des faisceaux est de 45 cm.

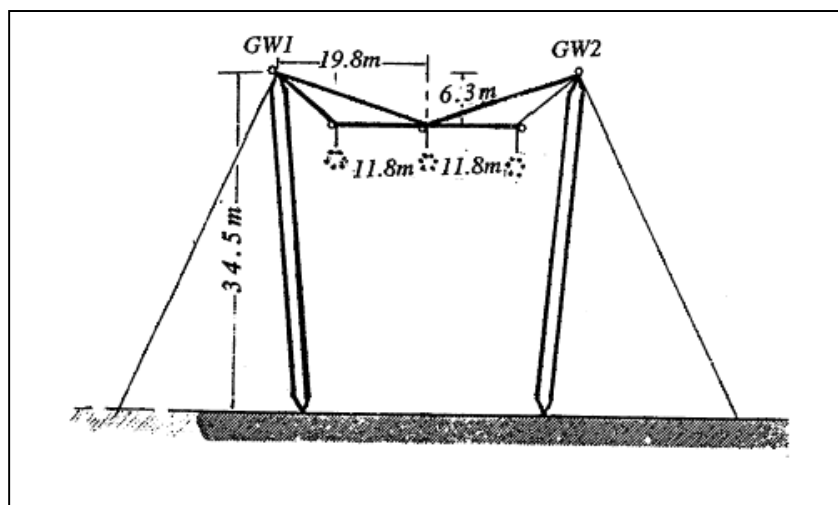


Fig.III.6-La ligne 750-kV considéré, simple terre, 6 conducteurs par faisceau.

Les paramètres géométriques de cette ligne sont motionnés sur la figure (Fig.III.6).

La Fig.III.5 (a) et Fig.III.5 (b) décrivent le champ maximum au niveau du sol sous la ligne en question. Les résultats sont exactement les mêmes.

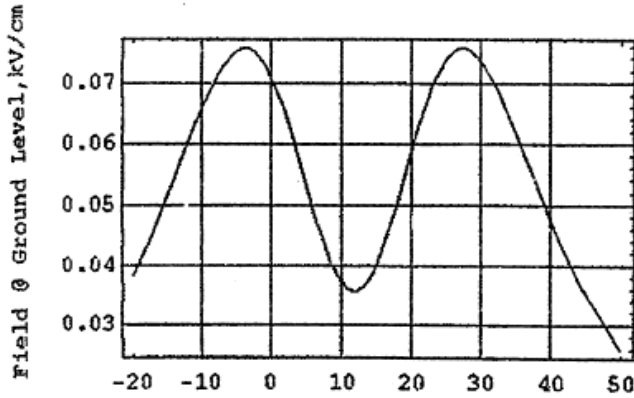


Fig.III.7-(a) *Champ électrique au niveau du sol*[44]

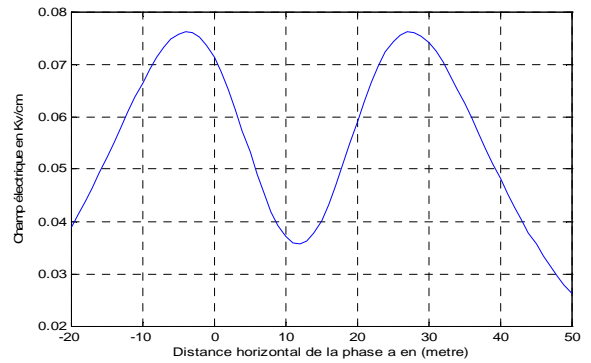


Fig.III.7-(b) *Champ électrique au niveau du sol*[44]

III.4.3 .2 En trois dimensions

Pour le calcul du champ électrique en trois dimensions nous utiliserons en comparaison les résultats de la référence [43] pour valider notre code de calcul du champ électrique en trois dimensions. Les deux figures III.8-(a) et (b) montre un accord parfait entre les résultats de la référence [43] et ceux de notre code de calcul.

La comparaison se fera sur la topologie du champ électrique sous la ligne triphasée à simple terre de 400 KV de la référence [43] dont les paramètres sont :

Distance entre pylônes 200m ;

Hauteur de suspension des conducteurs de phase 24m ;

Hauteur minimale des conducteurs de phase 15m ;

Distance entre les phases 10.6 m ;

La phase est constituée d'un faisceau à 2 conducteurs avec un pas de 0.4m séparant les deux conducteurs du faisceau.

Section du câble de garde 70 mm^2

Section des conducteurs de phases 525 mm^2

Hauteur de suspension des câbles de garde 33 m.

Distance entre câbles de garde 16.4 m.

La hauteur minimale des câbles de garde est égale à 24 m.

Le champ électrique calculé dans le rectangle situé entre le plan de symétrie (milieu de la ligne) et un pylône est représenté par la figure III.8 a et b.

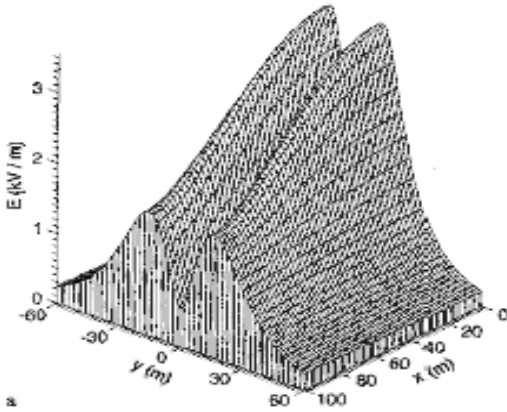


Fig. III.8-(a) Intensité du champ électrique sous la ligne [43]

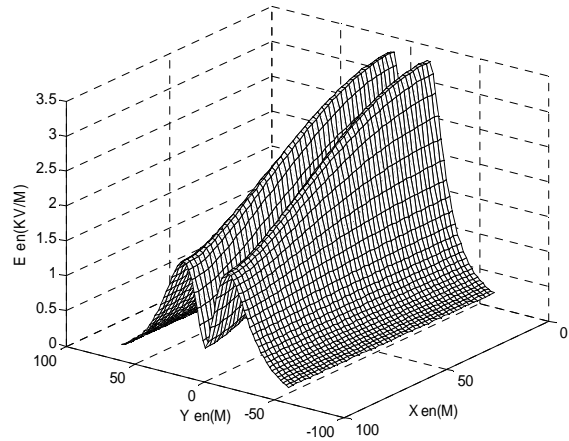


Fig. III.8-(b) champ électrique (code de calcul)

III.5 Résultats et discussions

Dans cette section, seront discutés les paramètres d'exploitation des lignes extra haute tension ainsi que les performances des lignes non conventionnelles.

III.5.1 Influence de l'arrangement des phases

On va maintenant calculer le profil du champ électrique sous la ligne 400KV double terne décrite au chapitre précédant. Il faut faire remarquer que la position des indices de phase de chaque terne influe sur les charges des conducteurs : il est important d'en tenir compte lors du calcul des gradients d'une ligne à deux ternes. Ainsi, par exemple, la disposition en nappe horizontale de deux ternes définis par a, c, b a, c, b entraînera des gradients plus différents de ceux de la disposition a, c, b a, c, b. Nous adoptons dans ce qui suit la convention suivante :

$$\begin{array}{cccccc}
 \begin{bmatrix} a & a \\ b & b \\ c & c \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} a & a \\ b & c \\ c & b \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} a & b \\ b & a \\ c & c \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} a & a \\ b & c \\ c & a \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} a & c \\ b & b \\ c & a \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} a & c \\ b & a \\ c & b \end{bmatrix} \\
 I & II & III & IV & V & VI
 \end{array}$$

Fig.III.9-séquences d'arrangements possibles des phases

Les lettres a, b, c dans un système triphasé renvoient, respectivement, aux phases 0° , 120° et 240° .
 Les lettres a, b, c, d, e, f, dans un système hexaphasé renvoient, respectivement, aux phases 0° , 60° , 120° , 180° , 240° et 300° .

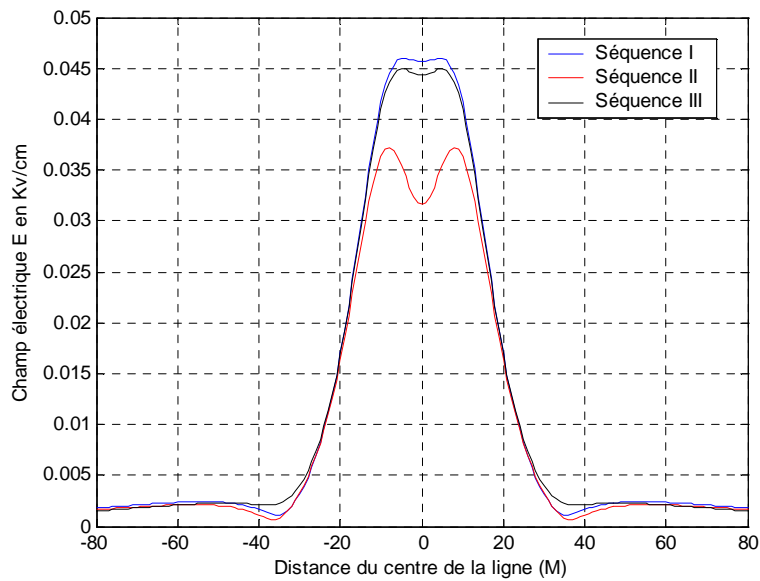


Fig.III.10-Champ électrique sous la ligne 400KV 2T pour les séquences 1 2 3

Rappelons que les limites d'expositions pour le champ électrique aux fréquences industrielles sont de 5KV/m pour les personnes non averties, et de 10KV/m pour les personnes averties. On constate que les normes sont respectées pour les personnes avertis et non avertis. Dans la Fig.III.10 est décrit le champ total en valeur efficace pour les trois premières séquences de phases. Les séquences 1 et 3 ont quasiment la même forme et atteignent les valeurs maximales

respectivement de 0.046 et 0.045 KV/cm en présentant une symétrie par rapport au centre de la ligne.

La séquence 2 a la même forme que 1 et 3 avec un champ maximum inférieur 0.037KV/cm. Les trois courbes marquent une décroissance rude entre 9 et 37 m pour atteindre ente 1 et 3% des valeurs maximums du champ.

Les courbes des séquences 1 et 3 rebondissent légèrement après 37m puis tendent asymptotiquement vers le zéro. Les trois courbes marque une décroissance au centre de la ligne plus marqué pour la séquence 2.

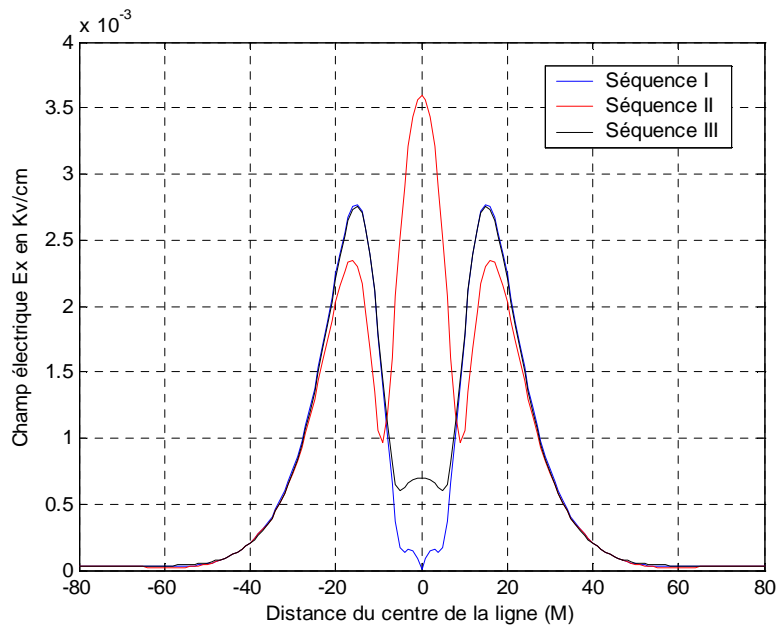


Fig.III.10-Champ électrique E_y pour les séquences 1 2 3

Le champ E_x parallèle à la surface du sol dans la Fig.III.9 présente un comportement fondamentalement différent. Le champ E_x pour la séquence 2 atteint son maximum au centre de la ligne. Ce qui indique une superposition (addition) des contributions des charges portées par les conducteurs. Alors que l'effet de compensation est manifeste pour les séquences 1 et 3 au centre de la ligne.

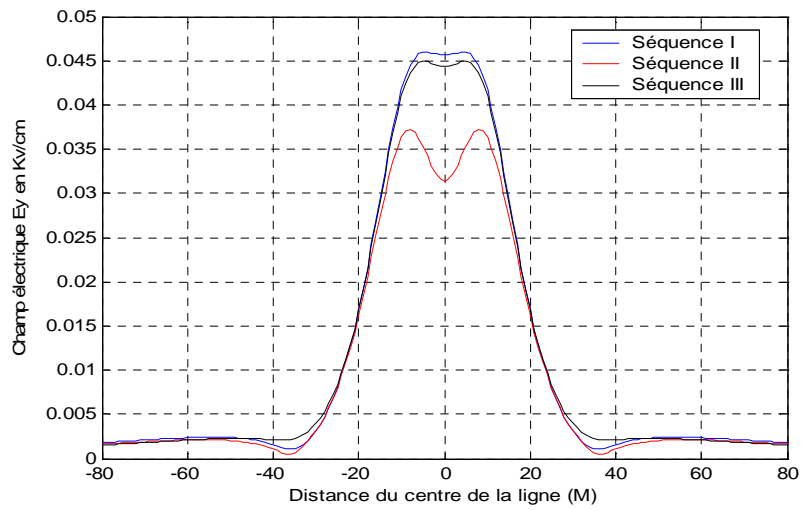


Fig.III.11-Champ électrique E_z pour les séquences 1 2 3

Le champ parallèle et plus petit d'un ordre de grandeur par rapport au champ total ce qui explique la similitude des deux Fig.III.9 et Fig.III.11 du champ totale et vertical respectivement.

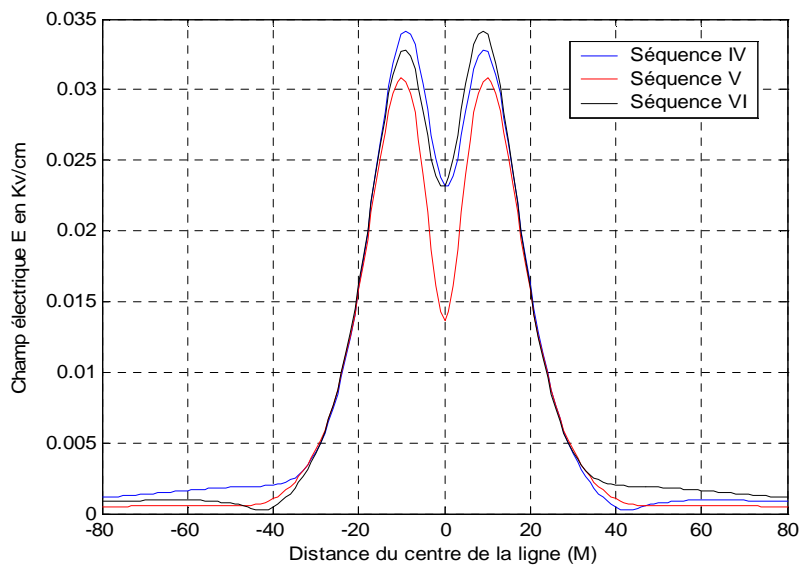


Fig.III.12-Champ électrique sous la ligne 400KV 2T
Pour les séquences 4 5 6

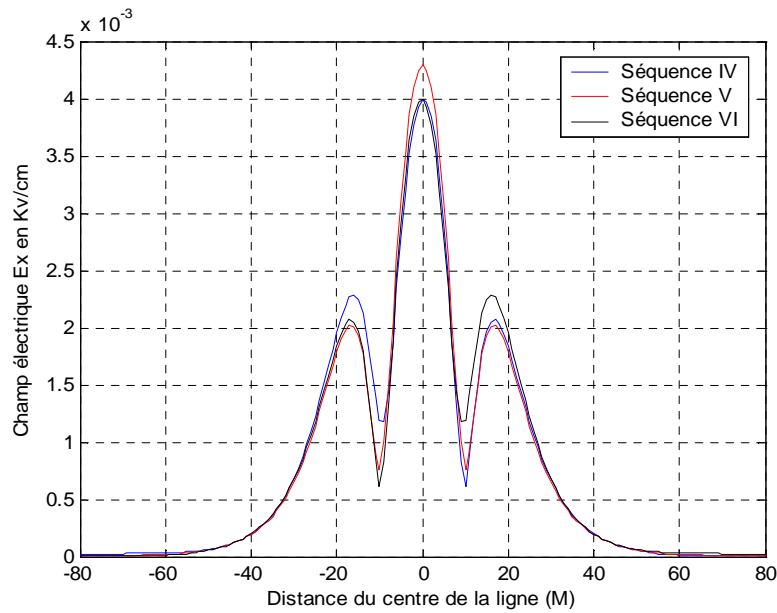


Fig.III.13-Champ électrique E_y pour les séquences 4 5 6

Dans la Fig.III.12, les profils du champ total en valeur efficace pour les séquences de phases 4 5 et 6 ressemblent à ceux de la Fig. III.9 dans leurs variations, avec une différence dans les valeurs et les valeurs des dérivées spatiales. Les trois profils se superposent dans la zone entre 13 et 32 m, leurs performances à la limite du droit de passage sont les mêmes, soit 0.5 KV/m. Cette valeur est dix fois moins que la recommandation à la limite du droit de passage.

On remarque que les valeurs maximums diminuent avec l'ordre croissant des séquence et la courbure des courbe et plus prononcée au centre de la ligne. Les séquences 4 5 et 6 ont quasiment la même forme et atteignent les valeurs maximum respectivement de 0.034 0.031 0.033 KV/cm et présentent une symétrie par rapport au centre de la ligne.

Les trois courbes marquent une décroissance rude, entre 9 et 40 m, pour atteindre entre 1 et 6% des valeurs maximums du champ. Les courbes des séquences 4 et 5 remontent légèrement après 40m, puis tendent asymptotiquement vers le zéro alors que la courbe de la séquence 6 décroît avec monotonie. Les trois courbes marquent une décroissance au centre de la ligne, plus marquée pour la séquence 5.

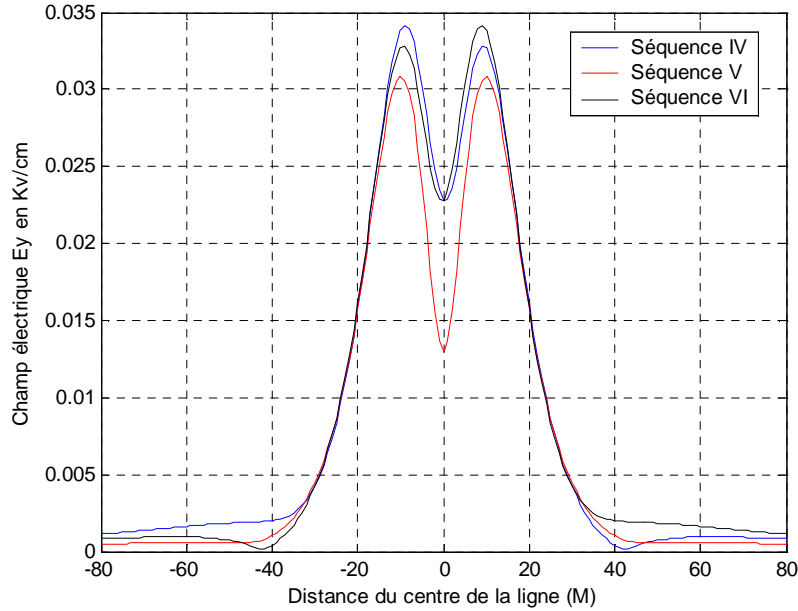


Fig.III.14-Champ électrique E_z pour les séquences 4 5 6

Le champ E_y , parallèle à la surface du sol dans la Fig.III.13, présente un comportement quelque peu différent. Le champ E_x pour la séquence 5 -celle avec le champ maximum le plus favorable- est le plus grand et atteint son maximum au centre de la ligne. Ce qui indique une superposition (addition) des contributions des charges portées par les conducteurs et cela est vrai pour les trois séquences. Le champ parallèle est plus petit d'un ordre de grandeur par rapport au champ total, ce qui explique les similitudes des dans les deux figures (Fig.III.14 et Fig.III.12).

| | E_{max} (KV/m) | X en(m) | E(KV/m) à 50m | E(KV/m) à 25m | E_{moy} (KV/m) |
|--------------|------------------|---------|---------------|---------------|------------------|
| Séquence I | 4.599 | 4 | 0.2387 | 0.818.88 | 1.168 |
| Séquence II | 3.719 | 8 | 0.2044 | 0.814.34 | 0.990 |
| Séquence III | 4.494 | -5 | 0.2274 | 0.852.60 | 1.158 |
| Séquence IV | 3.417 | -9 | 0.0731 | 0.875.20 | 0.881 |
| Séquence V | 3.084 | -10 | 0.0527 | 0.871.18 | 0.766 |
| Séquence VI | 3.417 | 9 | 0.1842 | 0.844.10 | 0.881 |

Tableau III.1-Champ électrique à la limite du droit de passage (25 m)

Le tableau III.1 est composé de 5 colonnes, pour E_{max} le champ total maximum, X l'abscisse correspondant à E_{max} , le champ électrique à 50 et 25 du centre de la ligne et le champ électrique moyen sur 80m de part et d'autre de la ligne.

On remarque qu'il y a une corrélation entre le champ total maximum et le champ moyen. Ceci est expliqué par le fait que le champ électrique de toutes les séquences décrit par les Fig. III.8 et Fig. III.11 décroît de la même façon au delà de la phase extérieur pour toutes les séquences. La Fig. III.13 affiche une comparaison entre le champ électrique maximum est le champ électrique moyen. On remarque que les champs moyens sont de l'ordre de 20% des champs électriques maximum, ce qui renvoie à des courbes qui croissent et décroissent rapidement.

La meilleure séquence est la cinquième en champ maximum de 0.0304KV/cm et en champ moyen de 0.007 KV/cm, alors que la première séquence, avec un champ maximum de 0.046KV/cm et un champ moyen de 0.011 KV/cm, offre des performances moindres. L'arrangement des phases favorable, dans le cas de la ligne doubles drapeaux, est appelé configuration à réactance faible.

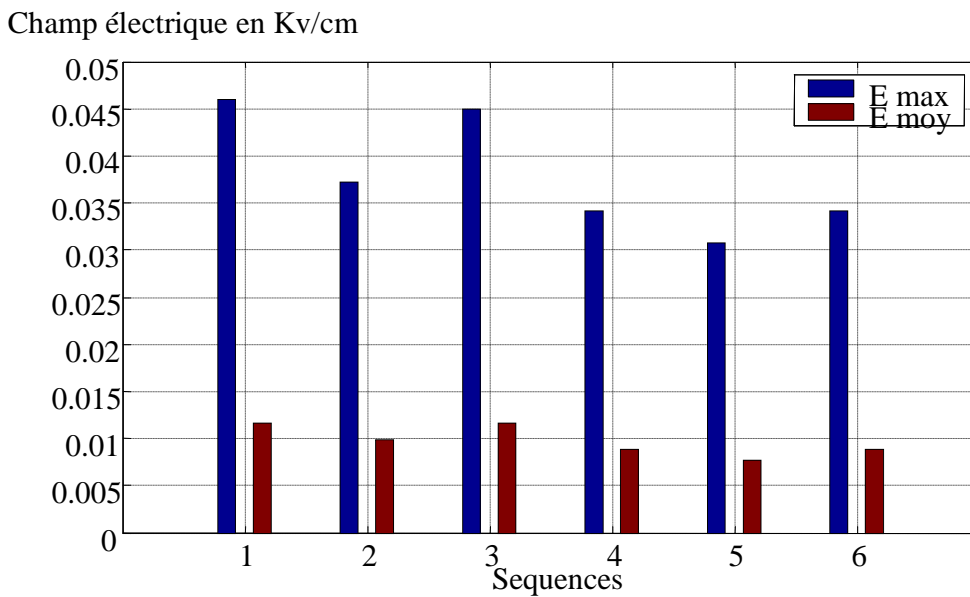


Fig.III.15-Champ électrique maximum et moyen des six séquences

III.5.2 Influence de la flèche

L'investigation de la distribution du champ électrique au voisinage de la ligne de 400 kV se fera dans le but de caractériser l'influence de la flèche des conducteurs et de ce fait l'influence de leur température de fonctionnement.

L'influence de la transposition des phases sera tout aussi explorée avec l'étude du champ électrique au voisinage de la ligne de 500 kV.

Le champ au voisinage d'une ligne triphasée décrit une ellipse dans l'espace au cours d'une période, ainsi il sera caractérisée par son axe semi majeur divisée par $\sqrt{2}$. Cette grandeur est celle mesurée par les appareils de mesure uni axial [35]. Le calcul se fera à 1 m du sol

La ligne aérienne 400 kV, avec un arrangement horizontal des phases et deux câbles de garde, est considérée dans cette étude.

Le champ électrique calculé dans le rectangle situé entre le plan de symétrie (milieu de la ligne) et un pylône est représenté par la Fig. III.16. L'effet de la flèche est très bien mis en évidence, le champ est minimale et s'accroît graduellement en allant vers le centre où il prend ses valeurs maximales, ce qui coïncide avec la distance minimale entre les conducteurs et le sol.

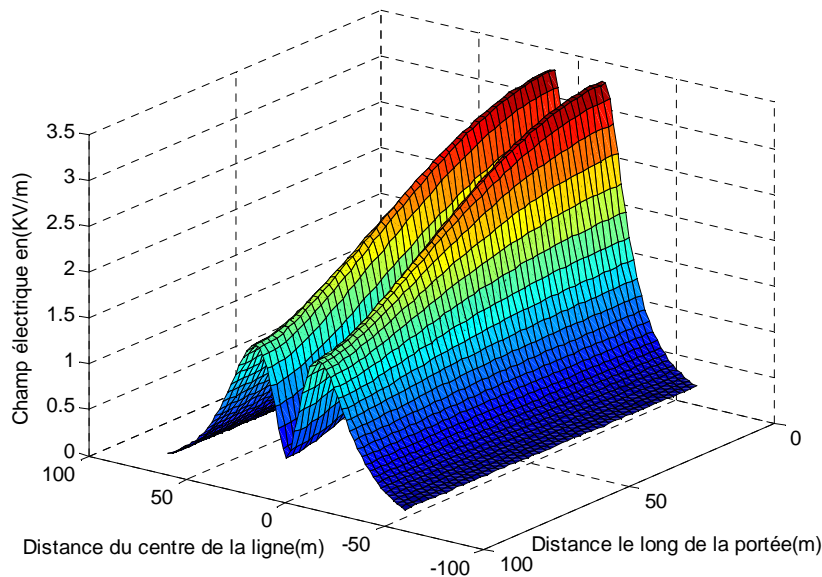


Fig.III.16-Intensité du champ électrique sous la ligne 400 kV, $z=1m$.

L'effet joule dû à la puissance dissipée dans la ligne a pour résultat l'augmentation par dilatation de la flèche des conducteurs. Fig. III.17 montre une augmentation du champ de 0.35 kV/m au centre de la ligne ($x=0$) électrique quand les conducteurs de la ligne fléchissent de 1m (courbe Hmin-1m).

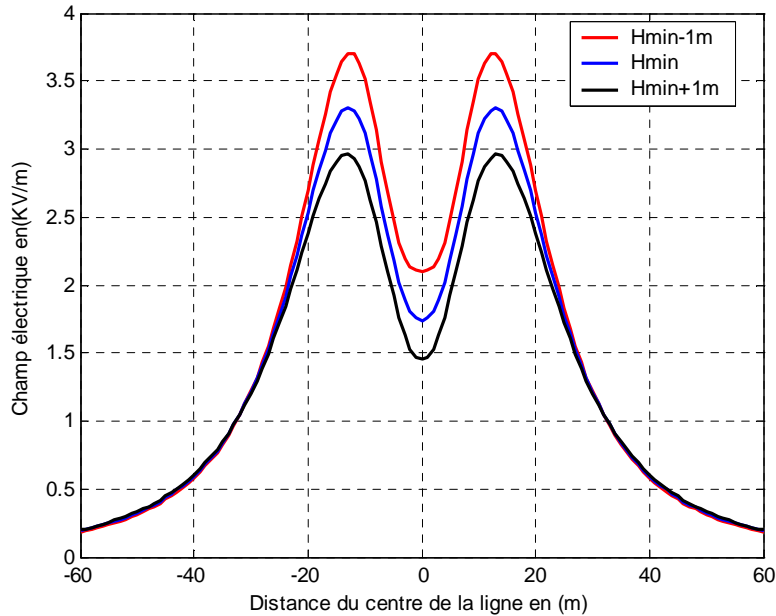


Fig.III.17-Intensité du champ électrique sous la ligne 400 kV, $z=1m$. variation de 1m de la flèche.

Dans ce cas la non uniformité de la géométrie de la ligne et sa variation avec la température affectent fortement la distribution du champ électrique.

III.5.3 Influence de la transposition des phases.

La transposition des phases est une nécessité pour équilibrer les paramètres de la ligne. La transposition est aussi utilisée dans les lignes continuellement transposées et semi transposées qui sont des lignes à champ magnétique réduit. La Fig.III.18 décrit une ligne semi transposée cruciforme de 500 kV. Cette configuration a l'avantage d'engendrer un faible champ magnétique au niveau du sol. La phase A est un faisceau à 4 conducteurs. Les phases B et C sont séparées en deux faisceaux de deux paquets de conducteurs, chacun avec des espacement de 5.486 m. Le

pylône de droite est identique à celui de gauche à la différence qu'il présente une symétrie par rapport à l'axe verticale. A la mi-portée de la ligne, la configuration change : la phase A se trouve au centre, et les 4 faisceaux B1, B2, C1, C2 forment un rectangle avec un espacement horizontal de 9.14 m et un espacement vertical de 11.43 m.

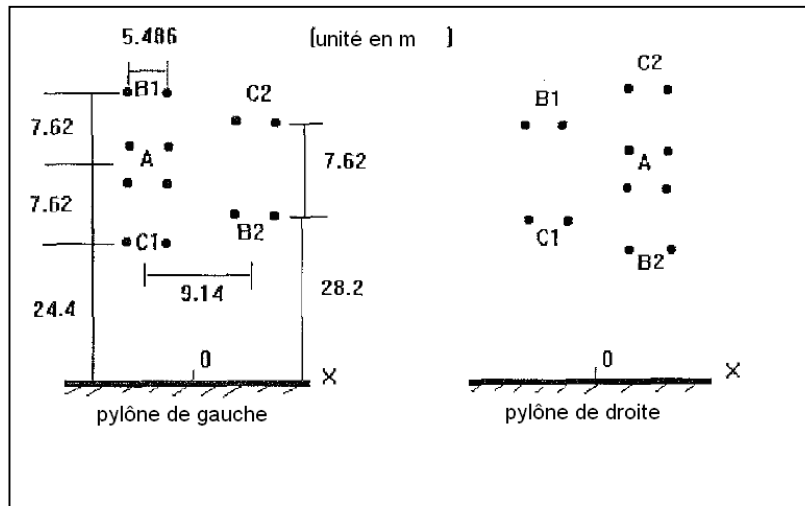


Fig.III.18-Ligne cruciforme semi transposée

La Fig. III.19 illustre le champ électrique (en rouge) suivant la ligne équidistante se trouvant entre les deux pylônes suivant l'axe x. Le champ sous le pylône de gauche est en trait bleu et on remarque la décroissance rapide du champ tout en s'éloignant du centre de la ligne, ce qui implique un couloir de droit de passage moins important que pour une ligne avec une configuration conventionnelle (conducteurs en parallèle).

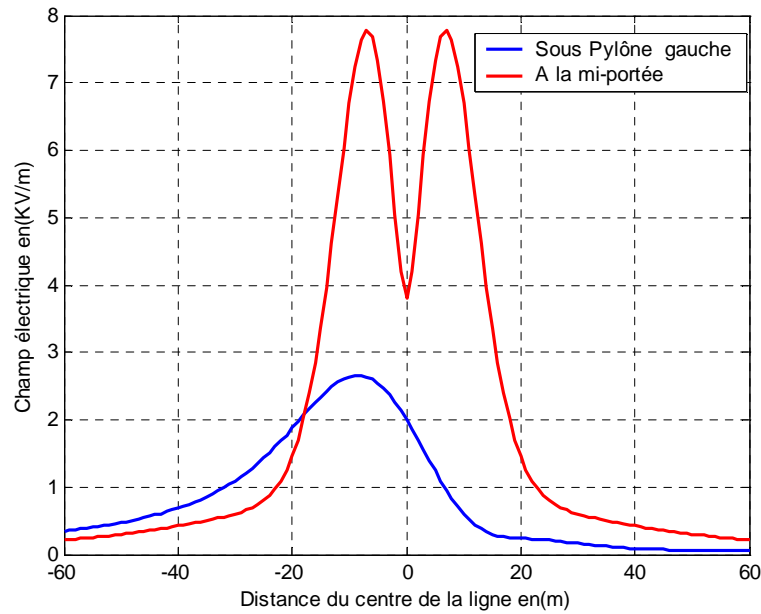


Fig.III.19-Champ électrique suivant la ligne équidistante des deux pylônes (en rouge) et sous le pylône de gauche de la ligne 500 kV.

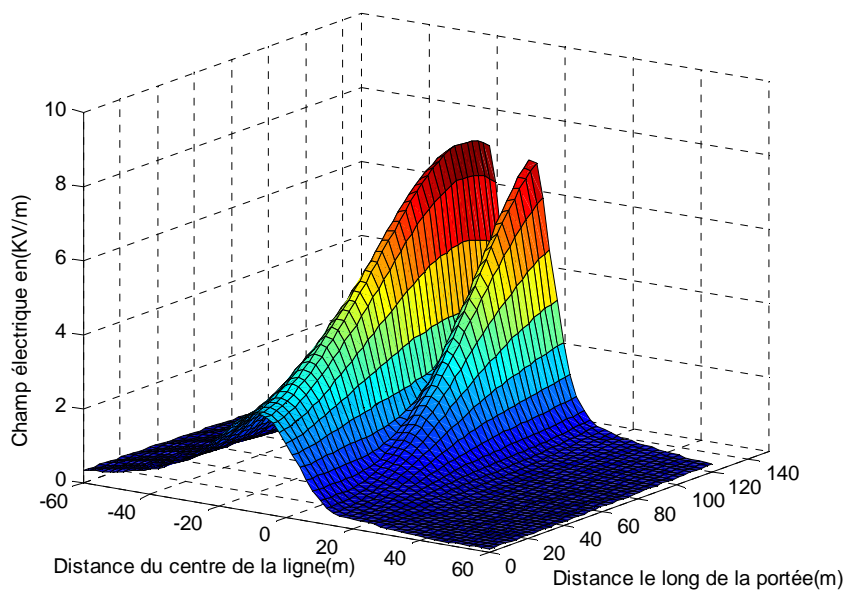


Fig.III.20-Le champ électrique sous la ligne de 500 kV.

La Fig.III.20 illustre le champ électrique sous la ligne sur un rectangle qui va du pylône à la mi-portée et sur les côtés latéraux de la ligne de 60m. Le champ maximum à la mi-portée est de 7.8 KV/m; comparée à la ligne d'Oran-Blida, nous verrons qu'elles ont presque les mêmes performances à la différence que la tension de la ligne cruciforme est de 1.2 plus grande et le dégagement du sol est de 50% plus petit. Ce genre de lignes utilise la compensation dans l'espace (la troisième dimension).

III.4 Application a la ligne Oran /Blida

La simulation a été donnée pour une flèche égal à 12m en valeur efficace. Le calcul s'est fait à 1m du sol en prenant en compte l'influence de deux portées adjacentes : deux de chaque côté. La portée simulée a été discrétisée à 30 éléments par caténaire et les portées adjacentes à 16 éléments.

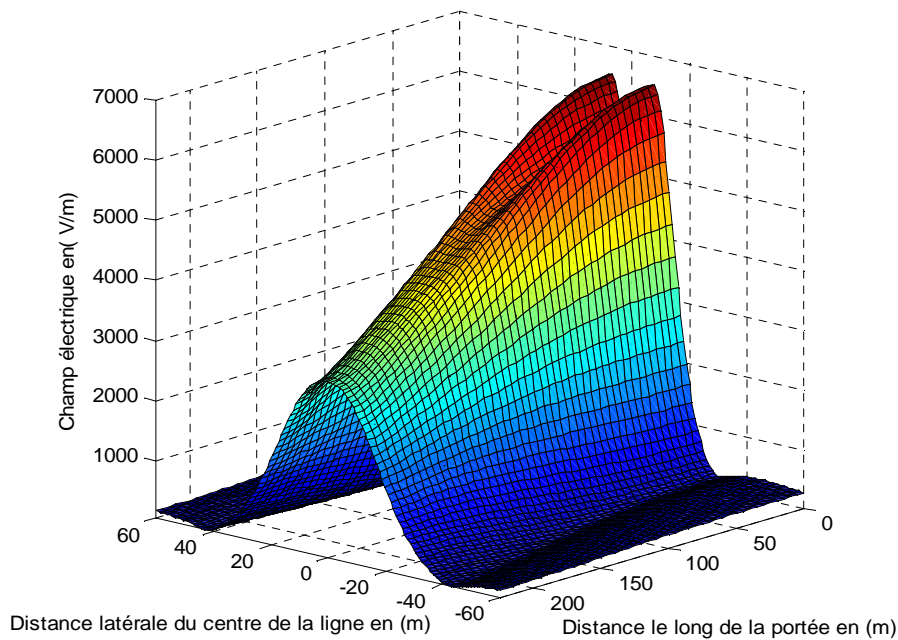


Fig.III.21-Le champ électrique sous la ligne de 400 kV Oran Blida à 1 m du sol.

La Fig.III.21 et la Fig.III.22 décrivent le champ électrique sous la ligne 400 kV -Oran Blida- à 1 m du sol, dans le rectangle partant du pylône à la mi-portée et sur les côtés latéraux de la ligne de 60m. Le champ sous les phases atteint une valeur de 6.5 KV/m en deux points, ce qui fait un profile à la mi-portée à deux maximums locaux. Le champ diminue avec l'éloignement du centre

de la ligne dans les deux directions. Le champ électrique diminue rapidement à l'extérieur de phases. C'est une caractéristique des lignes à doubles drapeaux. Le champ sous les pylônes atteint la valeur de 2.5 KV/m. Cette valeur est peu sensible a la variation de la flèche (Fig.III.24), ce qui est du au fait que les charges électriques qui contribuent dans ce champ sont portées par des éléments de conducteurs dont l'emplacement dans l'espace change peu avec la variation de la flèche.

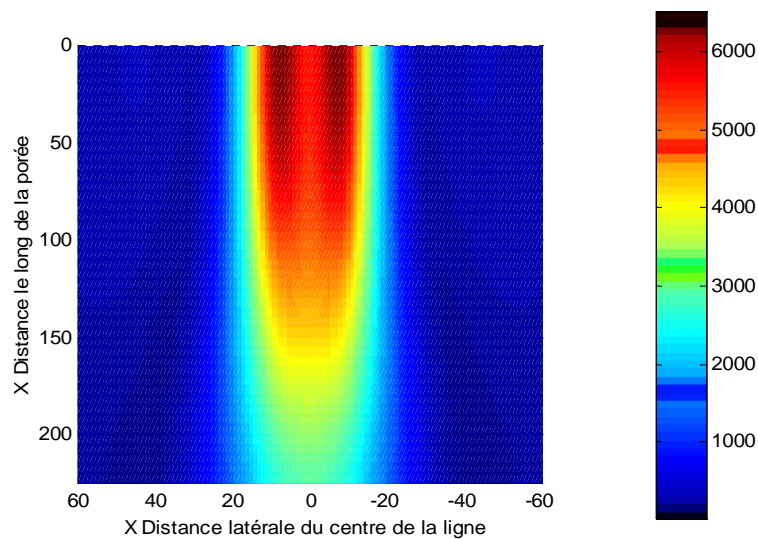


Fig.III.22-*Le champ électrique sous la ligne de 400 kV Oran Blida à 1 m du sol (vue supérieure)*

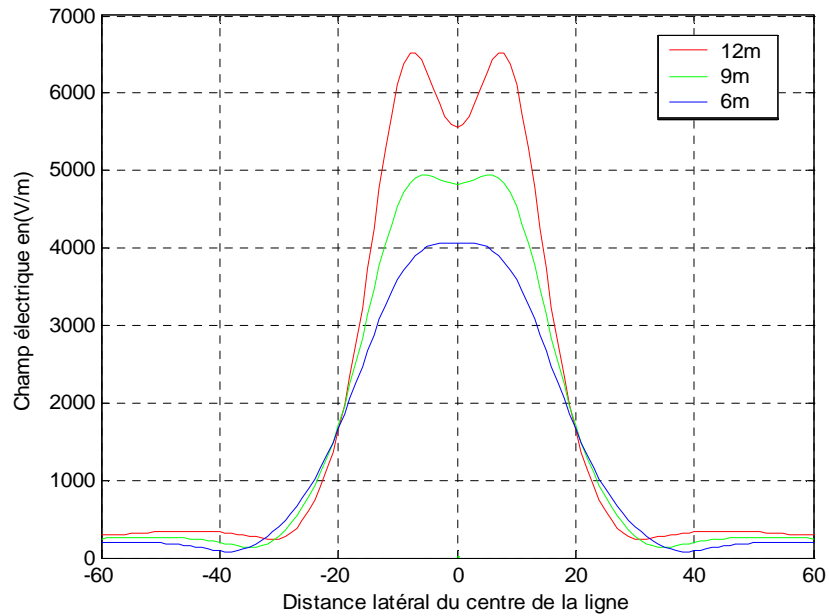


Fig.III.23-Le champ électrique à la mi-portée sous la ligne de 400 kV Oran Blida à 1 m du sol
Pour des flèches de 6 m 9 m 12 m.

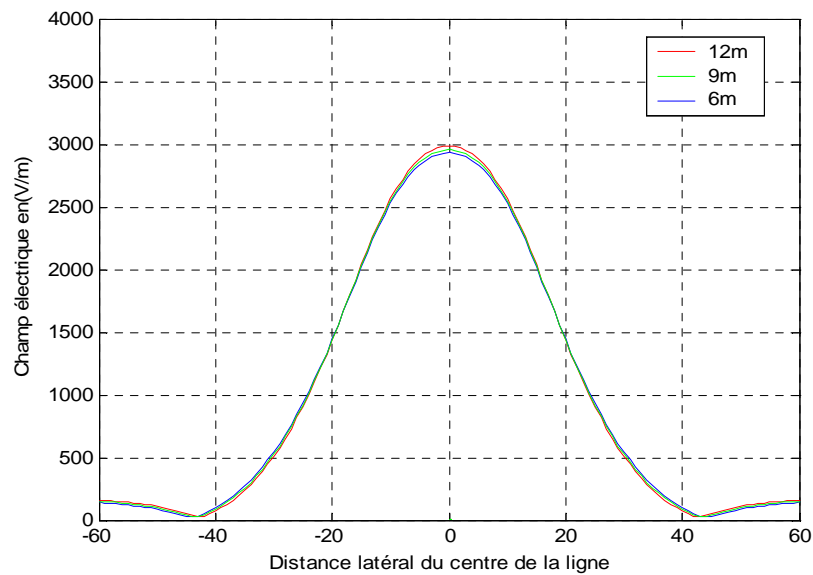


Fig.III.24-Le champ électrique sous le pylône de la ligne de 400 kV Oran Blida à 1 m du sol
Pour des flèches de 6 m 9 m 12 m.

Le profile sous les pylônes change de topologie. Les deux maximums locaux sont de moins en moins prononcés jusqu'à ce qu'ils fusionnent en un seul maximum. Ce phénomène est du a l'éloignement graduel des conducteurs de phases en allant vers les pylônes (Fig.III.23). Le même phénomène est observé avec la diminution de la flèche. Une augmentation du dégagement du sol des conducteurs de phases de 6 m, en l'occurrence, de 8 à 14 m diminue le champ au sol de 40%.

III.6 Ligne à plus grand ordre de phases.

Les ligne à plusieurs ternes peuvent être exploitée au nombre total de phases, ce peut être une alternative pour augmenter la puissance transportée sans changer les paramètres constructifs.

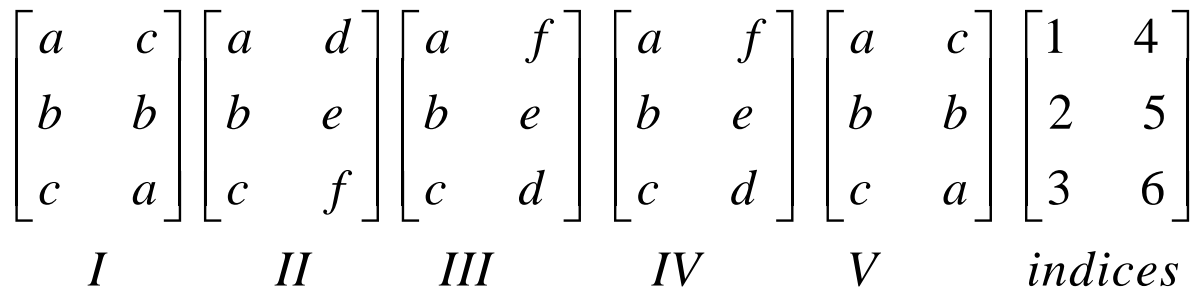


Fig.III.25 -cas d'arrangement des phases des la ligne double drapeau

La Fig.III.25 propose des arrangements de phases en triphasé double terne et en hétérophasée. Chaque phase a un indice. Les indices sont au nombre de 6. La position de chaque indice dans la matrice correspond à la position du faisceau de conducteurs portant cet indice dans l'espace.

| Séquences | Uc/Vs en (KV) | Modes d'exploitation | arrangement des phases |
|-----------|---------------|----------------------|------------------------|
| 1 | 400/231 | 2x3-PTL | a,b,c,a,b,c |
| 2 | 231/231 | 1x6-PTL | a,b,c,d,e,f |
| 3 | 231/231 | 1x6-PTL | a,b,c,f,e,d |
| 4 | 564/564 | 1x6-PTL | a,b,c,f,e,d |
| 5 | 400/231 | 2x3-PTL | a,b,c,c,b,a |

Taleau.III.2- cas d'arrangement des phases des la ligne double drapeau

La conversion de la de la ligne triphasée double terne en une ligne hétérophasée peut être effectué par deux façons. Pour la même tension simple de phase Vs, le champ électrique moyen Ec à la

surface des conducteurs ou sous conducteurs est réduit. Tout d'abord, ce peut être effectué en augmentant V_s jusqu'à ce que E_c atteigne la valeur critique de l'initiation de l'effet couronne $E_i = 23,3 \text{ kVmax / cm}$ [38].

Par conséquent, l'exploitation des lignes à de plus grands ordres de phases (HPOTL*) offre une alternative pour l'exploitation des lignes en extra et ultra haute tension [45]. En second ordre, la construction de lignes plus compactes est aussi possible en gardant constant V_s et en réduisant la distance entre phases jusqu'à ce que $E_c = E_i$. Ceci conduit à des couloirs de droit de passage plus étroits. C'est-à-dire, moins d'impacte visuel, et / ou des ternes supplémentaires pour un même droit de passage [46]. Ainsi, des réductions importantes du champ électrique peuvent être effectuées. En conséquence, les HPOTL* sont économiquement compétitifs [45,46], elles permettent de réduire les effets produits sur l'environnement par les bruits liés à l'effet couronne. En plus, la disposition symétrique des phases (presque circulaire) un avec aucune structure conductrice entre les phases conduite à une bonne distribution du champ électrique, et donc à une utilisation plus efficace de l'espace diélectrique [46].

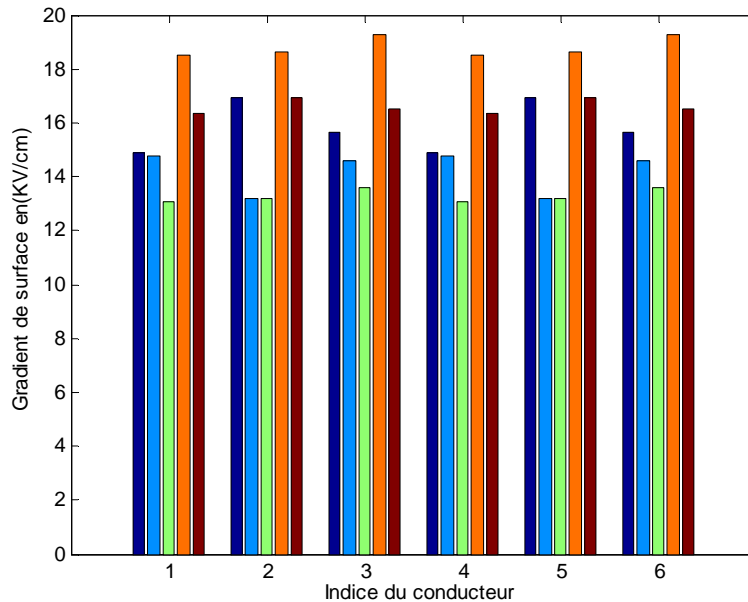


Fig.III.26-le gradient superficiel maximum E_c des conducteurs de phases.

*: High phases order transmission line.

Le Tableau III.2 résume les cinq cas étudiés. Afin d'optimiser la conversion de la 400-kV, 2x3-phases à 1x6-phases, il est constaté que l'ordre des six phases joue un rôle important en réduisant au minimum les valeurs maximums E_c des gradients de surface des conducteurs comme on peut le voir dans la Fig.III.26.

La séquence des phases dans le cas 3 donne le champ superficiel maximum E_c le plus bas. Ceci est dû au fait que la rotation des six phases est en harmonie avec la disposition physique. Par conséquent, une compensation optimum du champ électrique se produit, car chaque couple de phases (A-D, B-E et C-F) représente un dipôle électrique avec un centre commun pour tous les dipôles. Par conséquent le cas 3 est utilisé pour augmenter la tension de phases V_s de 40%. En d'autres termes, la capacité de transport d'énergie est augmentée de 40%, sans aucun changement dans les paramètres constructifs de la ligne. Autre phénomène, l'arrangement des phases en configuration « réactance faible » (cas1) donne un E_c supérieur à celui de l'arrangement des phases en configuration « super faisceau » (cas 5).le premier dépasse le second de 4% pour le gradient de surface maximale. Et la différence est plus prononcée lorsqu'il s'agit du gradient de surface moyen.

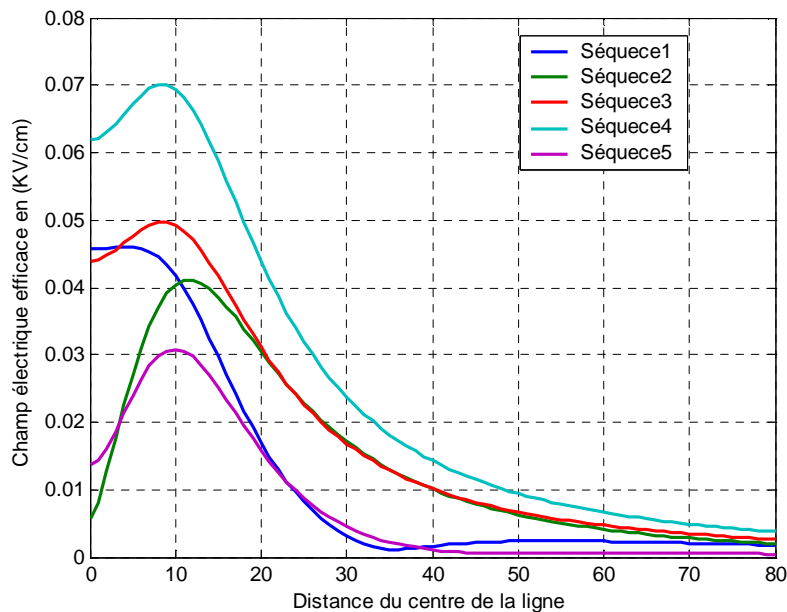


Fig.III.27-profile du champ électrique (en valeur efficace) des différentes séquences de phases des cas du Tableau.III.2

La ligne à double terre d'Oran-Blida est, actuellement, exploitée en 220 KV à 50% de sa capacité, bien qu'elle soit conçue pour être exploitée en 400KV. L'exploitation de cette ligne en hexaphasée pour la même tension composée conduit à une tension simple $\sqrt{3}$ plus grande et donc un puissance transportée majorée du même facteur, sauf qu'à de telle niveaux de tensions, se pose le problème des gradients de surfaces. Car même si le rapport tension distance entre phases (degré de compactage) reste inchangé, les gradients de surfaces des conducteurs les plus proche du sol sont accentués. De ce fait un facteur de 1.4 conduit à des niveaux de gradients acceptables tout en majorant la puissance transportée par le même facteur. Autre limitation, la valeur de l'intensité du champ magnétique à la limite du couloir de droit de passage dépasse les valeurs recommandées.

| Séquences | Uc/Vs en (KV) | Modes d'exploitation | arrangement des phases |
|-----------|---------------|----------------------|------------------------|
| 1 | 683/683 | 1×6-PTL | a,b,c,f,e,d |
| 2 | 400/231 | 2×3-PTL | a,b,c,c,b,a |
| 3 | 220/127 | 2×3-PTL | a,b,c,c,b,a |
| 4 | 327/327 | 1×6-PTL | a,b,c,f,e,d |
| 5 | 327/327 | 1×6-PTL | a,b,c,d,e,f |
| 6 | 400/400 | 1×6-PTL | a,b,c,d,e,f |

Tableau.III.3-cas d'arrangement des phases de la ligne en double drapeau

La Fig.III.28 montre le profile latéral du champ électrique sous la ligne d'Oran Blida pour des combinaisons de quatre niveau de tension, et trois ordre de phases. Ces combinaisons sont décrites dans le tableau.III.3. Les champs maximums de la ligne exploitée en hexasphasé sont respectivement 8.86 et 7.23 KV/m pour les cas de la séquence de phases a,b,c,f,e,d combinée aux niveaux de tensions 683 KV et 564 KV, ces deux cas donne des niveaux de champs à la limite du droit de passage de 4.96KV/m et 4.84 KV/m. Comparées au normes concernant l'environnement et la protection des personnes, elle sont trop proches, ce qui signifie que ces limites sont franchies au milieu de la portée, là ou le dégagement des conducteurs du sol et le minimum.

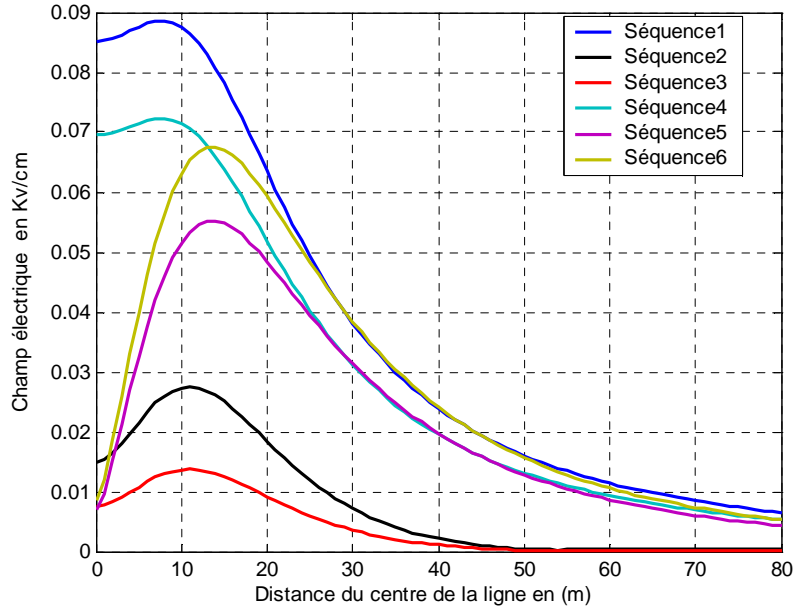


Fig.III.28-profile du champ électrique (en valeur efficace) des différentes séquences de phases des cas du Tableau.III.3

Au centre de la ligne les valeurs de l'intensité du champ électrique des trois cas 3, 5 et 6 se rejoignent malgré la différence des niveaux de tensions. Ceci est dû à l'effet de compensation. En comparant les courbes des séquences 1 et 6, on constate une réduction de 90% et ceci est dû exclusivement à l'arrangement des phases. Ceci est aussi valable pour les séquences 4 et 5 avec une réduction de 88%. La réduction du champ électrique est énorme au centre. Du point de vue dosimétrie, le cas de la séquence 1 est plus favorable que celui du cas de la séquence 2 malgré une tension 1.7 fois plus importante. Il faut rappeler que ceci, n'est valable qu'au centre de la ligne et sur un couloir de 4m de largeur.

III.8 Conclusion

Un code de calcul du champ électrique en deux dimensions a été accompli, utile pour la quantification du champ aussi bien sur les conducteurs qu'au niveau du sol.

Le modèle mathématique pour le calcul du champ électrique en trois dimensions emploie une technique numérique hybride. Ce qui conduit à des systèmes d'équations algébriques moins importants et par conséquent un temps de calcul moindre. Des configurations géométriques ont

été choisies et qui exigent une analyse en trois dimensions pour mettre en évidence l'influence de la flèche des conducteurs et la transposition des phases. Les résultats des exemples numériques sont en accord avec ceux de la littérature. Les exemples numériques sont en accord logique avec la nature physique des phénomènes étudiés et corroborent l'exactitude du code de calcul. Du point de vue pratique la capacité à analyser le champ dans les territoires à aménager est très importante. Il est utile de mentionner que l'approche décrite est également applicable à l'analyse du champ électrique à l'intérieur des stations et des postes HT, là où l'intensité du champ électrique atteint des valeurs considérables. Le modèle mathématique présenté, ainsi que la méthode numérique et le code de calcul semblent être utiles dans le processus de conception des lignes EHT tout comme dans la planification et l'aménagement des territoires. Pour la même tension appliquée aux lignes à plus grands ordres de phases, le gradient de surface est moindre. Cette propriété offre la possibilité d'exploiter des lignes existantes à des niveaux de tension plus grands, sans faire de grands changements dans la coordination de l'isolement. L'arrangement des phases influe fortement sur le champ électrique au niveau du sol, tout comme il influe sur le gradient de surface. La réduction des gradients de surfaces des conducteurs conduit à une augmentation du champ au sol. L'exploitation de la ligne d'Oran-Blida en hémiphase offre une possibilité d'augmenter la puissance transportée d'un facteur 1.4 avec des pertes liées à l'effet couronne. Le facteur de 1.4 est souvent utilisé pour des lignes à double drapeau, mais pour la ligne d'Oran-Blida, le nombre et le rayon des conducteurs du faisceau, tous deux conduisent à des champs maximums très grands sauf pour un seul arrangement des phases. L'exploitation de cette ligne à 1.7 de sa puissance respecte plus ou moins les limitations du champ à la limite du droit de passage, la seule limitation étant l'effet couronne. Le revêtement des conducteurs de phases par un isolant ou l'augmentation du nombre de conducteurs par faisceau offre un second degré de liberté pour le passage à de plus grand niveau de tension.

CHAPITRE

IV

CHAPITRE IV

Perturbations radioélectriques des lignes extra haute tension

IV.1 Introduction

la multiplication des lignes aériennes, nécessitée par le développement économique, fait apparaître des contraintes de passage et met en évidence des phénomènes perturbateurs autres que ceux dus au champ électrique et magnétique à la fréquence industrielle, ces contraintes sont principalement l'effet couronne qui se manifeste sous forme d'une gaine lumineuse bleuâtre apparaissent autour d'un fil mince [31 ; 38 ;47 ;48], ce phénomène engendre des perte de puissance active et des ondes électromagnétique à large spectre.

En ce qui concerne les perturbations radioélectriques, les diverses étapes de la connaissance des mécanismes de leur génération permettent maintenant la prédétermination du niveau perturbateur d'une ligne en projet.

IV.2 Mécanisme de formation des perturbations radioélectriques

Le phénomène fondamental est ici le mode d'émission pulsionnelle, au cours duquel les charges libres, ions et électrons [38], sont brusquement formées puis violemment entraînées par le champ électrique intense au voisinage immédiat du conducteur. La formation et le déplacement de ces charges dans l'espace voisin du conducteur provoquent une modification rapide de la distribution des potentiels électrostatiques, d'où résulte l'émission d'une onde électromagnétique: ce rayonnement direct, de type sphérique, s'atténue en $1/r^2$ et il a été reconnu que sa contribution au champ perturbateur total mesuré en un point voisin de la ligne était faible. Mais le déplacement des charges provoque également un appel de courant dans le conducteur, se répartissant par moitié de part et d'autre de l'aigrette. Le siège de celle-ci peut donc être considéré comme origine de deux impulsions de courant symétriques, se propageant en sens inverses le long du conducteur. Ces impulsions sont représentables par leur spectre de Fourier ; les composantes de ce spectre vont avoir des comportements différents, selon leur fréquence.

Tant que la longueur d'onde associée à une composante spectrale est grande devant les dimensions transversales de la ligne, c'est-à-dire tant que l'on peut négliger la propagation transversale des potentiels, on peut considérer qu'à cette composante de courant est associé un

système de deux champs orthogonaux, l'un électrique et l'autre magnétique, qui se propagent ensemble le long de la ligne ; ils forment une onde plane guidée, dont le vecteur énergie de Poynting est parallèle à la ligne. Compte tenu de l'atténuation, relativement faible, de cette propagation, la part dominante du champ perturbateur est due à la superposition des effets de toutes les aigrettes réparties sur plusieurs dizaines de kilomètres de part et d'autre du point de mesure et non à l'effet direct des aigrettes proches.

En ce qui concerne les composantes spectrales dont les longueurs d'onde se rapprochent des dimensions transversales de la ligne, l'étude théorique des mécanismes de propagation s'apparente aux études de rayonnement des antennes. On peut dire qu'une partie de l'énergie est rayonnée directement sous forme d'une onde électromagnétique, ce qui a pour conséquence une atténuation plus grande de la composante guidée, et une modification du plan de polarisation du champ perturbateur. Enfin, les composantes spectrales très élevées (fréquences de télévision par exemple) sont pratiquement rayonnées en totalité, la part guidée devenant négligeable. Outre l'effet couronne des conducteurs, il existe d'autres sources perturbatrices [58]; elles ont leur siège dans l'appareillage de poste et aux chaînes d'isolateurs réparties tout le long de la ligne. Ces perturbations sont essentiellement engendrées par trois types de mécanismes :

L'effet de pointe c'est-à-dire des aigrettes qui apparaissent sur des parties d'accessoires métalliques à forte courbure, telles que extrémités de cornes de garde, boulons, goupilles mal protégées. Des micro-claquages partiels formant entre les pièces métalliques et le verre ou la porcelaine des isolateurs.

Enfin, des mauvais contacts entre pièces métalliques ou dans des isolateurs descellés ou fêlés. Ces mécanismes sont la cause accidentelle de violentes perturbations qui s'étendent jusqu'aux fréquences télévision.

Méthodes de calculs

Actuellement, deux groupes de méthodes se partagent la faveur des spécialistes [49]. Les méthodes comparatives, qui se basent sur une comparaison directe avec des lignes témoins de caractéristiques plus ou moins semblables [50-54], et cherche à établir des relations empiriques de passage d'une structure de ligne à l'autre et d'un champ superficiel à l'autre :

la méthode analytique, qui exploite les notions présentées ci avant, prenant en compte l'influence de tous les paramètres constructifs d'une ligne, en remontant jusqu'au phénomène initial de l'aigrette [31 ; 38 ; 47 ; 48 ; 55].

IV.3 Discussion des facteurs affectant les perturbations radio électrique

Le niveau perturbateur dépend directement de plusieurs phénomènes, dans se qui suit nous énumérons les plus importants [52 ; 56 ; 57].

IV.3.1 Champ superficiel

Le paramètre caractéristique le plus évident auquel on a l'habitude de rattacher l'intensité de l'effet couronne, est le champ électrique à la surface du conducteur, ou gradient superficiel.

Ce champ superficiel qui est utilisé par toutes les méthodes de calculs sans exceptions, est calculé suivant une procédure décrite ci-dessous.

On calcule la matrice des capacités C en inversant la matrice des coefficients de potentiel (dépendant de la géométrie de la ligne) par la méthode des images (voir chapitre III).

On calcule les valeurs des charges portées par le câble de garde et des conducteurs (étant donné les valeurs des potentiels V_i) par la formule :

$$\gamma = C \cdot V \quad (\text{IV.1})$$

A partir de cette relation on trouve le champ électrique moyen du faisceau à l'aide de la formule :

$$E_{\text{moyen}} = \frac{\gamma}{2\pi \cdot \epsilon_0 \cdot r} \quad \gamma = C \cdot V \quad (\text{IV.2})$$

La charge totale du faisceau se répartit également sur les n conducteurs du faisceau. Mais, par effet de blindage mutuel, le gradient réel est plus important vers l'extérieur, et plus faible vers l'intérieur du faisceau. On définit donc le champ maximal et le champ minimal des conducteurs, obtenus respectivement par les expressions [48]:

$$E_{\text{max}} = E_{\text{moyen}} \left[1 + \frac{(n-1)r}{R} \right] \quad (\text{IV.4})$$

$$E_{\text{min}} = E_{\text{moyen}} \left[1 - \frac{(n-1)r}{R} \right] \quad (\text{IV.5})$$

On admet généralement que le champ varie autour du conducteur de la façon suivante

$$E_{\theta} = E_{moyen} \left[1 + \frac{(n-1)r}{R} \cos \theta \right] \quad (IV.6)$$

Avec

n : nombre de sous-conducteurs du faisceau ;

r : rayon moyen du conducteur élémentaire de faisceau ;

ϵ_0 : Permittivité du vide (ou de l'air).

R : rayon géométrique moyen (rayon du cercle passant par les centres de tous les conducteurs),

θ : Un angle dont l'origine se trouve à l'intersection du rayon de chaque conducteur avec le cercle tangentiel à tous les conducteurs du faisceau (Fig.IV.2).

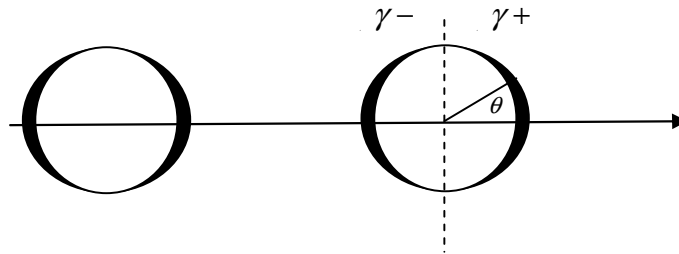


Fig.IV.1 Distribution des charges et du champ superficiel d'un conducteur appartenant à un faisceau.

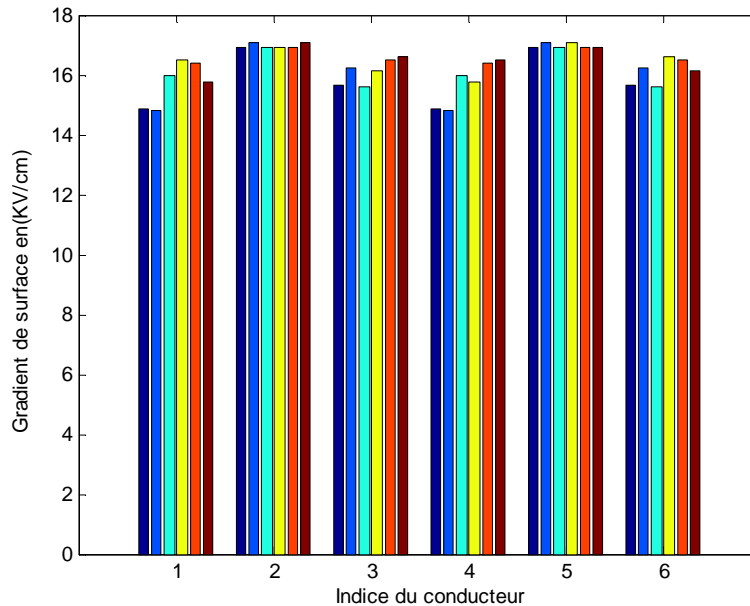


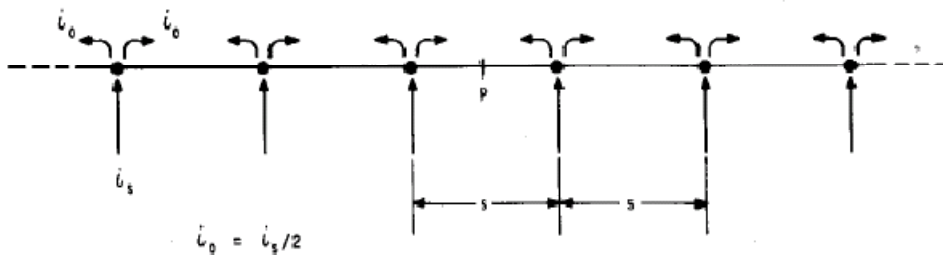
Fig.IV.2 Gradient superficiel maximum des six phases de la ligne Oran-Blida

La Fig.IV.2 expose les gradients superficiels maximum des conducteurs extérieurs des six phases de la ligne Oran-Blida. Dans un même faisceau, on peut considérer que tous les conducteurs ont le même gradient maximum. Les valeurs présentées sont des valeurs efficaces.

IV.3.2 Effets de l'impulsion Couronne

Quand la décharge couronne génère une impulsion de courant, cette impulsion de courant se propage dans le conducteur dans les deux directions à partir du point d'injection et s'atténue rapidement en amplitude FigIV.3 ; le front d'impulsion change aussi très vite, se qui se traduit par de continuel changements dans le spectre de l'impulsion. Quand cela arrive, des courants sont induits dans les autres conducteurs de la ligne et le sol [31]. Ces courants induits Voyagent dans les conducteurs de ligne pour de longues distances. Toutefois, leurs puissances restent toujours inférieures à l'impulsion d'origine.

Il apparaît donc que l'intensité du champ mesuré à proximité de la ligne est en partie due à des impulsions produites dans la zone proche et en partie due à des impulsions générées plus loin.



FigIV.3 distribution des décharges couronne le long du conducteur

Si les amplitudes des impulsions à la source sont essentiellement les mêmes, peu importe où elles ont été produites, elles sont réparties le long de la ligne, alors il semble que l'effet relatif à l'antenne du récepteur dépend du mode de propagation qui lui-même est lié au à la densité de décharge sur les conducteurs d'une même ligne.

IV.3.3 Le spectre de fréquence.

Le spectre de fréquences d'une ligne de transport d'énergie EHV dont les conducteurs présentant des décharges couronne a été mesuré dans de nombreux travaux, principalement sur la bande de fréquences de 0,2 à 1,6 MHz, considéré comme la plus importante. Apparemment, peu d'études poussées ont été faites concernant les fréquences inférieures et supérieures à cette bande où des réflexions dues au sol et aux autres conducteurs de phase peuvent se produire. Si des décharges

existent sur certains composants de la ligne, le spectre ne sera pas de la même forme que pour l'effet Couronne sur les conducteurs, il sera plus plat et se prolongera au delà de fréquences beaucoup plus élevées. Il oscillera aussi suivant les caractéristique de la ligne et les pylônes à coté des quels les décharges se passent.

IV.3.4 Effet de l'impédance de ligne

L'impédance de la ligne affecte les tensions dues au bruit radioélectrique induit sur les conducteurs, car le streamer de la décharge couronne peut être considéré comme un générateur de haute impédance même dans la gamme des mégahertz. En fait, les effets de la capacité électrostatique des conducteurs et de l'impédance sur l'intensité du champ sont de nature à s'annuler mutuellement [31].

IV.3.5 Le rapport signal sur bruit

Les valeurs du champ le long du couloir de servitude d'une ligne de transmission sont mesurées ou estimées. Au moyen de formules de propagation et de courbes, l'intensité du champ des stations de diffusions radio peut être aussi estimée. Les lignes de transmission sont si longues que les niveaux du signal de la couverture des stations, et la densité de population varient le long des lignes et suivant les régions d'un pays. Par conséquent, il n'est pas réaliste de spécifier la même limitation du bruit radioélectrique pour toutes les lignes EHV en service ou pour les nouvelles lignes. Cela signifie que le nombre de conducteurs par phase et leurs diamètres, et donc leurs gradients, devraient varier d'une ligne à l'autre par rapport au bruit radio comme ils varient pour d'autres raisons.

Il n'y a pas de recommandation exacte définissant un rapport acceptable n'à encore été fixée [31], en ce qui concerne les lignes électriques. À partir de mesures et de tests effectués par plusieurs chercheurs [31], on peut cependant établir le tableau **VI.2**.

| Rapport signal/bruit dB | Qualité d'écoute |
|-------------------------|----------------------------|
| 40 | Entièrement satisfaisante |
| 32 | Satisfaisante pour qualité |
| 26 | Bruit discret |

| | |
|----|----------------------------|
| 20 | Bruit évident |
| 15 | Bruit gênant |
| 3 | Compréhension de la parole |
| 0 | Parole inintelligible |

Tableau.IV.1-*Qualité d'écoute en fonction du rapport signal/bruit*

IV.3.6 Instrumentation

L'appareillage de mesure de bruit radioélectrique a été considérablement amélioré grâce à l'importance qu'ont pris les perturbations radioélectriques dans l'étude des lignes électriques. Les mesureurs quasi-crête sont plusieurs avec essentiellement la même bande passante. Ce type de mesureurs sont utilisés lors de comparaisons entre ligne ou lors de l'étude de nouvelle ligne, il ont été utilisés aux États Unis ; Canada; France; Italie et Japon [39][40]. Quatre types de détecteurs ont été proposés et utilisés pour obtenir des valeurs quantitatives pour l'évaluation des perturbations radio, et, dans certains cas, pour d'autres fins. Ces quatre types de détecteurs sont ceux à valeurs moyennes, efficaces, quasi-crêtes, et à crêtes. Historiquement, le détecteur quasi-crête est l'un des premiers détecteurs utilisés et a été initialement destiné à mesurer les effets d'interférences ou de nuisances de différents types dans la bande de fréquence AM. Le détecteur à crête est plus approprié dans la visualisation des perturbations sur les conducteurs de phases. Cela est possible parce que les impulsions créés par les décharges couronne ont lieu à des moments différents sur une même ligne triphasée [31,38]. Le niveau de bruit due à l'effet couronne dépend de la nature aléatoire de la fréquence de répétition des impulsions couronne, tandis que la lecture quasi-crête est indépendante de cette nature aléatoire. La lecture est fonction de la fréquence de répétition moyenne sous certaines conditions généralement respectées.

Les lectures quasi-crête ne représentent pas nécessairement le niveau sonore à la sortie de récepteurs radio.

Pour le calcul des perturbations radio électriques les caractéristiques de l'appareillage de mesure sont importantes car les méthodes de calcul ne sont que des simulations de ce que devrais donner, comme résultat, l'appareillage de mesure près de la ligne simulée.

Il y a trois spécifications très connues et plus ou moins utilisées [54]:

- * Les spécifications CISPR ;
- * Les spécifications ANSI ;
- * Les spécifications JRTC.

| | CISPR | ANSI | JRTC |
|---------------------------------------|--------------|--------------|---------------|
| Largeur du spectre de mesure | 0.15- 30 MHz | 0.15- 30 MHz | 0.535- 27 MHz |
| Bande passante | 9KHz | 9KHz | 10±1KHz |
| Fréquence de mesure | 0.5 MHz | 1 MHz | 1 MHz |
| Constante de temps de charge | 1ns | 1ns | 1 ± 0.5ns |
| Constante de temps de décharge | 160ns | 600ns | 600 ± 120ns |

Tableau.IV.2- Caractéristiques des appareil de mesure.

Les deux caractéristiques principales qui affectent la réponse de l'appareil sont la bande passante et les constantes de charge du dispositif de détection.

IV.3.6 .1 La bande passante

La bande passante est la largeur de la courbe de sélectivité globale du mesureur pour un affaiblissement de 6 dB. Elle est fixée par sa largeur est une fréquence central d'accord.

En désignant par $G(\omega_0)$ le gain en amplitude à la fréquence d'accord $f_0 = \omega_0/2\pi$, le gain à toute autre fréquence sera, par définition :

$$G(\omega) = G(\omega_0) \times A(\omega) \text{ en valeurs linéaires}$$

$$g(\omega) = g(\omega_0) + a(\omega) \text{ en décibels}$$

IV.3.6 .2 La constante de temps de charge

La constante de temps électrique à la charge est le temps nécessaire pour qu'après l'application instantanée d'une tension sinusoïdale la réponse du système ait atteint la fraction 1-1/e (63%) de sa valeur finale[31].

IV.4 Méthode de calcul des interférences radio « Shibora »

IV.4.1 Principes fondamentaux

La section 4 expose une formule simple permettant de prévoir le champ perturbateur radioélectrique pouvant être généré par les conducteurs d'une ligne. Cette formule, fondée sur des bases empiriques, fournit le niveau le plus probable pouvant être généré par de vieux conducteurs par temps sec à une distance de 10 m du conducteur le plus proche à une fréquence de 1 MHz. Cette formule est tirée des mesures effectuées près des lignes en service ayant une tension entre 200 kV et 765 kV et des gradients de tension maximaux entre 12 kV/cm et 20 kV/cm. Ces mesures ont été effectuées sur des lignes ayant des conducteurs uniques et des faisceaux comptant jusqu'à quatre conducteurs élémentaires.

Cette méthode [54] est appropriée pour estimer le niveau perturbateur des configurations verticales des lignes triphasées longues à 1 mégahertz et en un point distant de 10 mètre de la phase inférieure ; La distance de la phase inférieure au centre d'une antenne en boucle est de 10 mètres verticalement.

IV.4.2 Niveau perturbateur par beau temps $N_d [dB\mu/m]$

Le phénomène perturbateur par temps sec est essentiellement instable et fluctuant; la pollution atmosphérique, les particules végétales, les insectes qui peuvent se déposer sur les conducteurs augmentent le nombre d'aigrettes et donc le niveau perturbateur [31][38]. Le lavage des conducteurs par les pluies entraîne à nouveau une réduction de ce niveau. Cette instabilité se traduit par le calcul d'une valeur moyenne du niveau perturbateur et un écart type pour contenir les variations.

$$N_d = (3.7G_{\max} - 12.2 + K_D) \pm 3.0, \text{ dB}\mu/m \quad (\text{IV.7})$$

N_d est le niveau perturbateur par beau temps en $\text{dB}\mu/m$.

G_{\max} est le gradient de tension maximum à la surface de conducteur de la phase en kV/cm.

La valeur dans les parenthèses est la valeur moyenne (ou valeur à 50-percent) et $\pm 3.0 \text{ dB}$ est l'écart type.

K_D est Le facteur de correction pour le diamètre des conducteurs :

$$K_D = 40 \log_{10}(d / 2.53) \text{ dB} \quad (\text{IV.8})$$

IV.4.3 Niveau perturbateur par temps pluvieux N_p [dB μ /m]

Le niveau perturbateur par temps pluvieux d'une ligne EHT en configuration verticale en un point distant de 10m de la phase inférieure est

$$N_p = \frac{N_m - N_0}{\alpha / P + 1} + N_0 \quad \text{dB}\mu / m \quad (\text{IV.9})$$

Où P est le taux de précipitation et N_0 est le niveau perturbateur pour P=0. α est une constante déterminé par le gradient de surface.

N_m, N_0 et α Peuvent être calculé par les équations suivantes :

$$N_m = - \left\{ \left(\frac{G_{\max} K}{2} \right)^2 + 10.5 G_{\max} K - 31 + K_D, \quad \text{dB}\mu / m \right. \quad (\text{IV.10})$$

si $G_{\max} K \geq 17 \text{KV} / \text{cm}$

$$N_m = - \left\{ \left(\frac{G_{\max} K}{4} \right)^2 + 17.5 \left(\frac{G_{\max} K}{4} \right) + 19.5 + K_D, \quad \text{dB}\mu / m, \right. \quad (\text{IV.11})$$

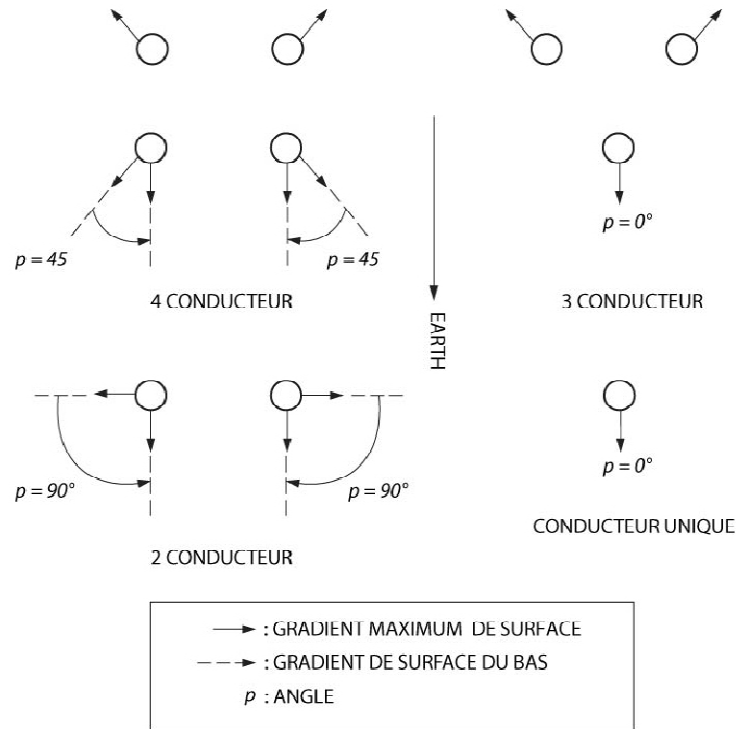
si $G_{\max} K \leq 17 \text{KV} / \text{cm}$

$$N_0 = -0.16(G_{\max} K)^2 + 9.5 G_{\max} K - 50.5 + K_D \quad (\text{IV.12})$$

$$\alpha = -0.16 G_{\max} / K + 3.72 \quad (\text{IV.13})$$

$$K = G_p / G_{\max} \quad (\text{IV.14})$$

Où G_{\max} est le gradient de surface maximum et G_p et le gradient de la partie inférieure du conducteur (figure IV.4).



FigIV.4 Gradient G_p pour un conducteur simple et des conducteurs en faisceau

IV.4.4 Correction pour la hauteur du conducteur :

La valeur de correction du niveau perturbateur du point à 10-meter à un autre point juste sous les conducteurs est obtenus approximativement par :

$$K_h = -20 \log_{10}(h/10), \quad dB \quad (IV.15)$$

Où est K_h la valeur de correction de la hauteur du conducteur et h est la distance verticale du conducteur au centre de l'antenne boucle.

IV.4.5 Profil du Niveau perturbateur.

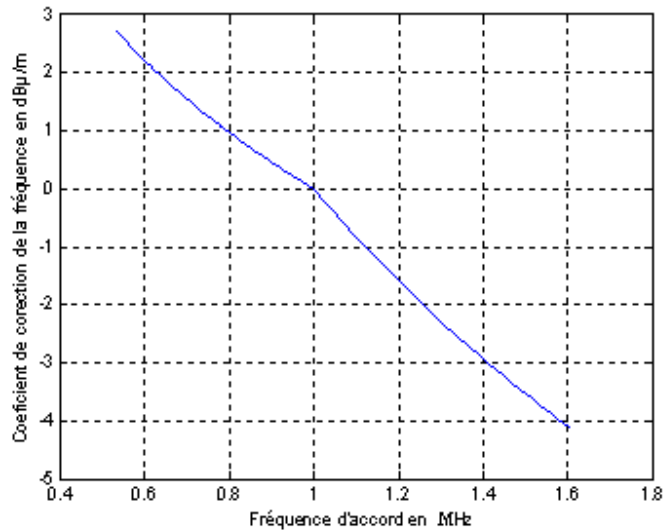
Le profil du niveau perturbateur en un point x sous la ligne, sur deux directions latérales, peut être approximativement calculé par ce qui suit :

$$N_y = N_u + 20 \log_{10} \frac{1}{1+(y/h)^2} dB\mu/m \quad (IV.16)$$

Où N_u est le niveau perturbateur, d'une phase unique, à une hauteur h du récepteur et N_y est le niveau perturbateur de la même phase en un point y latéral.

IV.4.6 Valeur de la Correction pour une fréquence autre que 1 MHz.

Les niveaux perturbateurs à une fréquence autre que 1 MHz dans la bande de diffusion radio (535 kHz-1605 kHz) sont corrigée par l'ajout de la valeur de la correction suivante:



FigIV.5 correction pour la fréquence d'accord

$$K_f = 10 \log_{10} 1/f, \text{ dB}, f \leq 1 \text{ MHz} \quad (\text{IV.17})$$

$$K_f = 20 \log_{10} 1/f, \text{ dB}, f \geq 1 \text{ MHz}$$

IV.4.7 Les limites d'application de la méthode

Les limites d'application de la méthode de calcul sont les suivants :

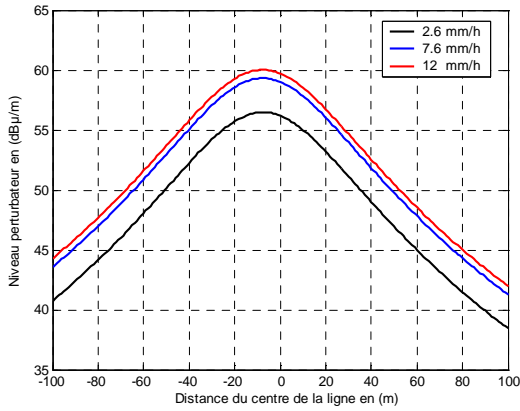
Le calcul du niveau perturbateur correspond à la valeur mesurée par le mesureur JRTC bruit (antenne boucle). Cette méthode est valable pour des valeurs du gradient superficiel compris entre 12 et 20 KV.

Les corrections à ajouter aux valeurs calculées par la méthode pour passer aux valeurs lues par un mesureur CISPR sont -4 dB en cas de beau temps et -2.5 dB en cas de temps pluvieux.

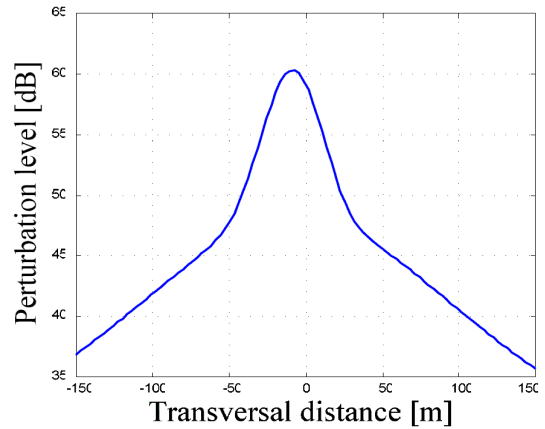
Ces Valeurs calculées correspondent aussi aux valeurs mesurées par le mesureur ANSI [38] puisque les valeurs mesurées par les deux mesureurs sont à peu près égales.

IV.5 Application sur la ligne double terne Oran-Blida

Au début nous calculons le niveau perturbateur généré par un faisceau de la ligne Oran-Blida. A droite dans la FigIV.6 b, le niveau perturbateur de la phase 1(voir chapitre III), à 2m du sol ; le profile provient de la référence [47], calculé pour des conditions de pluies fortes (plus de 2.6 mm/h), les auteurs de la publication ne spécifient pas la pluviométrie.

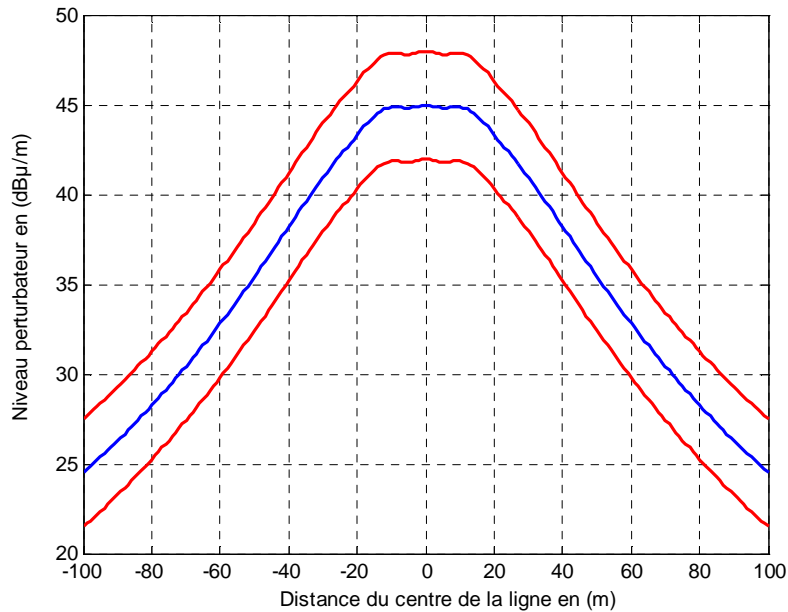


FigIV.6a Profile du niveau perturbateur à 2m du sol.



6b. Profile du niveau perturbateur à 2m [37] (fonction génératrice et propagation modale)

A gauche le profile du niveau perturbateur pour les valeurs de pluviométrie indiquées sur la FigIV.6a, les valeurs maximums des deux figures concordent mais la variation en fonction de la distance diffère car la méthode utilisée dans [59] est une méthode analytique alors que celle de SHIBORA est une méthode comparative.



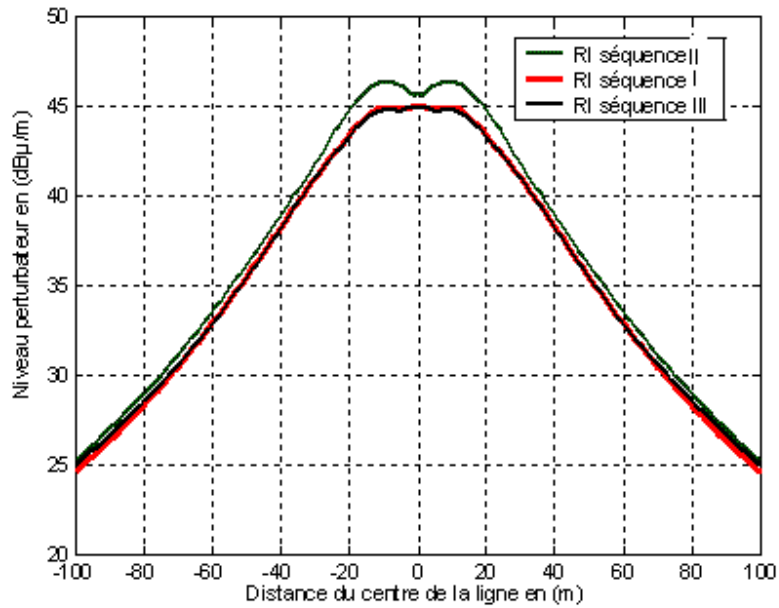
FigIV.7 Niveau perturbateur sous la ligne 400KV Oran- Blida à 1 du sol.

Nous avons obtenus le profil du niveau perturbateur (figureIV.2) pour la première séquence de phases (voir chapitre III, FigIII.9), la courbe en bleu est la moyenne du niveau perturbateur par beau temps.

les courbes en rouge sont respectivement l'enveloppe supérieure et inférieure de ce niveau tel que si la distribution statistique de celui-ci est gaussienne il y a 95% de chance qu'il soit dans les limites de cette enveloppe pour un point donné. Le niveau perturbateur à 1m du sol est maximal au centre de la ligne et diminue des deux coté d'une manière lente est quasi linéaire, il atteint une valeur moyenne de 45 dBµ/m et il diminue pour atteindre 36 dBµ/m à 50 m.

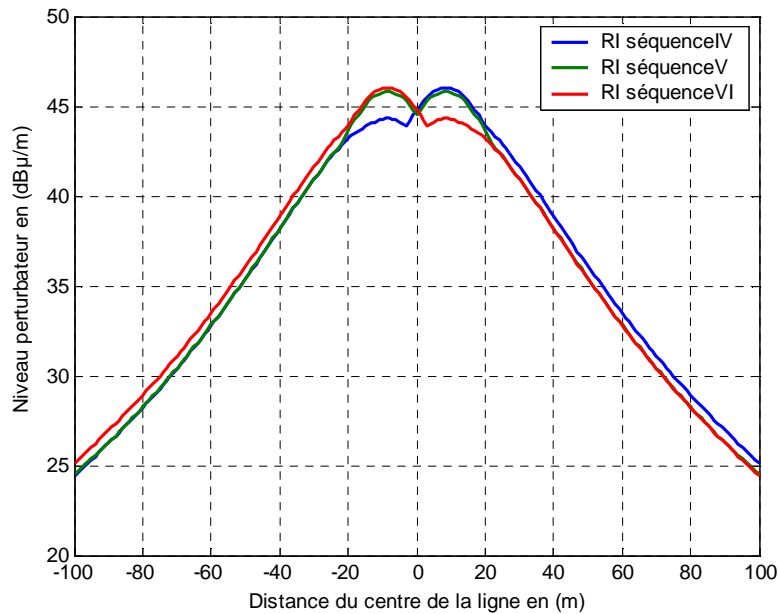
IV.5.1 influence de l'ordre des phases

Nous avons obtenus dans la (FigIV.8) les profils du niveau perturbateur pour les séquences de phases 1 2 et 3, la séquence de phases 2 et 3 donnent à peu de chose près le même profil avec une valeur maximal à 45 dBµ/m est ils diminuent pour atteindre 24.5 dBµ/m à 100 m. le niveau perturbateur de la séquence 2 est de 2 dBµ/m plus fort sous les deux phases inférieures.



FigIV.8 Niveau perturbateur sous la ligne 400KV Oran- Blida à 1 du sol

L'écart entre les trois profils est dû au fait que le gradient de surface des conducteurs est étroitement lié aux arrangements des phases comme a été bien montré au chapitre III. Les deux courbes 1 et 3 sont presque superposées et ce en raison de la presque égalité de gradient de surface des deux conducteurs des phases inférieures pour les dites séquences.



FigIV.9 Niveau perturbateur sous la ligne à 1 du sol pour les séquence 4 5 6

Dans la FigIV.9 Les profils des séquences 4 et 6 ne présente pas de symétrie pour le centre de la ligne et ce est dû au faite que les gradients de surfaces des conducteurs des deux phases inférieurs ne sont pas égaux.

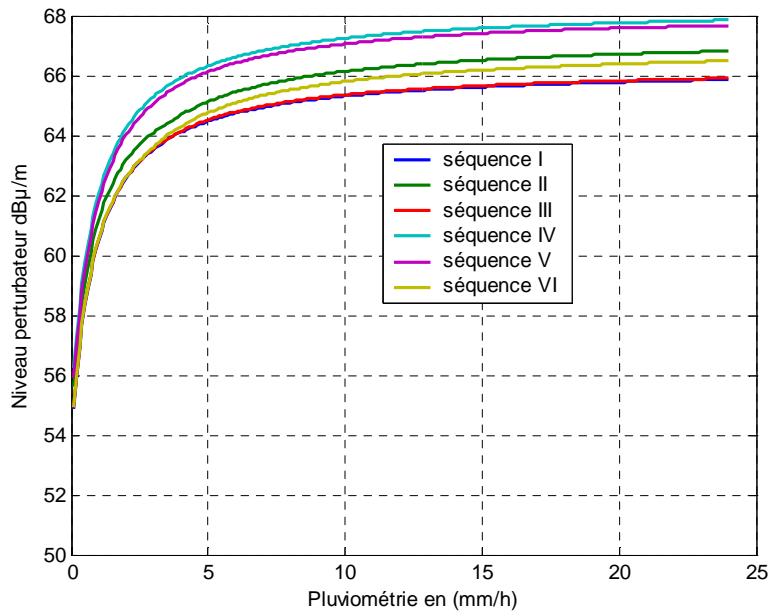


Fig IV.10 Niveau perturbateur sous la ligne 400KV Oran- Blida à 1 du sol par temps pluvieux

on remarque qu'il y a comme un effet miroir par rapport au centre de la ligne pour la séquence 4 avec la séquence 5 et ce est dû au faite que le gradient de surface des conducteurs de la phase inférieur gauche pour la séquence 5 est égal à celui des conducteurs de la phase inférieur droite pour la séquence 4.

La Fig IV.10 décrit les niveaux perturbateurs sous la ligne en question Oran- Blida à 1 du sol et 10 m à partir du centre de la ligne par temps pluvieux est pour différents taux de précipitations, on remarque que le niveau perturbateur est sensible à la pluie, pour 1mm/h le niveau perturbateur augmenté de plus de 2 dBµ/m, c'est-à-dire que les radio interférences sont sensible à la pluie même si elle est légère.

L'analyse de la Fig IV.10 montre qu'il y a un effet de saturation. Le niveau perturbateur maximal que peut généré la ligne est de 68 dBµ/m sous une précipitation de 24 mm/h et pour la séquence IV .

La séquence IV est la plus défavorable du coté droit de la ligne et de la même façon la séquence VI du coté gauche. La séquence la plus favorable est la séquence I qui paradoxalement offre le profile du champ électrique et magnétique les plus défavorable au niveau du sol, de ceci on peut déduire que la distribution à travers la section de la ligne de la densité de la puissance transportée est plus concentrée auprès de la surface des conducteurs.

IV.5 Conclusion

On peut tiré les conclusions suivantes :

Le niveau perturbateur est sensible au gradient de surfaces et par conséquent à l'ordre des phases. Le niveau perturbateur est directement lié au décharges électriques dans l'air avoisinant le conducteur ce qui le rend sensible à la pluviométrie. Le niveau perturbateur a un comportement asymptotique du à l'effet de saturation, car même si le taux précipitation augmente, au-delà d'un certain niveau, les perturbations n'augmentent plus.

CHAPITRE

V

CHAPITRE V

V.1 Introduction

Avec la croissance économique en Algérie, les besoins en énergie sont de plus en plus grands ; il y a un besoin de production et de transport de plus en plus grand. Le passage au 400 000 KV et l'une des solutions existantes, aussi, l'exploitation des lignes existantes en leurs puissances maximales atteignant des valeurs de courants qui frôlent les limites de la stabilité.

La pression démographique dans les villes fait que l'espace réservé aux lignes de transport d'énergie aussi connu sous le nom de « servitude » est de plus en plus réduit ; il doit être, aussi, partagé par d'autres dispositifs tel que les lignes de communication et les pipelines.

Dans ce chapitre, nous exposerons des méthodes de blindage magnétique et électrique ; des méthodes pour minimiser les effets du champ magnétique et électrique pour protéger (blinder) la zone d'intérêt par rapport aux conducteurs de la ligne de transport d'énergie. Le blindage réduit le champ magnétique et électrique et par conséquent leurs effets qui dépendent directement de leurs amplitudes. Diverses techniques de réduction de ses champs sont rapportées dans la littérature [38 ; 60 ; 61], les méthodes que nous allons discuter sont :

-Pour le champ électrique blindage horizontal par conducteurs.

-Pour le champ magnétique le blindage par boucle passive [62], d'autres méthodes, tel que le blindage actif ; la transposition continue des phases ou la subdivision des phases en plusieurs conducteurs, sont discutées dans [63 ; 64]. La méthode de la boucle de blindage passive est utilisée pour protéger des portions bien définies le long des lignes de transport d'énergie.

Les méthodes de blindages sont classées en deux catégories : passives si le blindage est fait par une structure sans sources d'énergie autre que la ligne elle-même ; active si le blindage est fait par des conducteurs sous une tension ou portants des courants appropriés en amplitudes et en phases.

Il est à noter, toutes fois, que ni l'évaluation des coûts ni l'analyse complète des avantages et inconvénients des méthodes ne sont discutés, car trop de paramètres rentrent en jeu, dont des considérations d'ordre local ainsi d'autres d'ordre purement subjectifs.

V.2 Blindage magnétique

V.2.1 Principe du blindage par la boucle passive compensée

Pour réduire les champs magnétiques produits par une ligne de transmission au niveau du sol, des conducteurs supplémentaires peuvent être installés entre les conducteurs de phases et la zone où

l'on veut réduire les champs. Les conducteurs sont court-circuités en leurs deux extrémités pour former un circuit fermé FigV.1. Le champ magnétique net traversant la surface délimitée par cette boucle induit une tension telle qu'il en résulte un courant dans celle-ci, ce courant crée un champ magnétique qui compense en partie le champ de la ligne au niveau du sol.

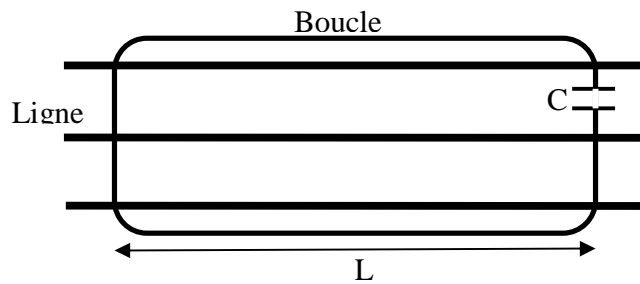


Fig.V.1-Blindage par une boucle compensée

Le Courant dans la boucle est atténué par l'impédance de celle-ci. Des condensateurs installés en série avec la boucle annulent une partie de cette réactance et augmentent de ce fait le courant induit.

En choisissant de façon appropriée la capacité, l'effet blindage peut être considérablement augmenté. Les caractéristiques physiques et électriques de la configuration du système sont présentées dans la Figure V1.

V.2.2 Calcul des courants d'une ligne avec blindage

La procédure décrite dans la section II.2 calcule le champ magnétique en deux dimensions en prenant en compte l'effet de la conductivité finie du sol ; dans la section II.5, l'effet de la flèche des conducteurs à été pris en compte, dans ce qui suit, nous rapportons une procédure qui permet de prendre en considération l'interaction entre les conducteur des faisceaux et le courant dans le câble de garde, de la même manière nous calculerons les courants circulants dans la boucle de blindage[65].

La Fig V.2 représente une vue en coupe transversale d'une ligne électrique aérienne à deux ternes en double drapeaux (400 kV, 1,2 GVA) ; cette ligne à les même caractéristiques géométriques que celles de la ligne Oran-Blida. La ligne dans la figure V.2 sera utilisée à titre **d'exemple**. Les conducteurs de phase sont disposés en double drapeaux, chaque phase comportant un faisceau de deux conducteurs (1a-1b, 2a-2b, 3a-3b, 4a-4b, 5a-5b, 6a-6b). Un câble de garde (G) est également présent. Une paire supplémentaire de deux conducteurs (L1-L2) est représentée dans la figure V. 2

constitue une boucle afin d'atténuer le champ magnétique [62 ; 65]. La boucle peut être retirée de l'analyse en considérant que ses conducteurs sont placés à l'infinie, ou, alternativement, en ouvrant la boucle.

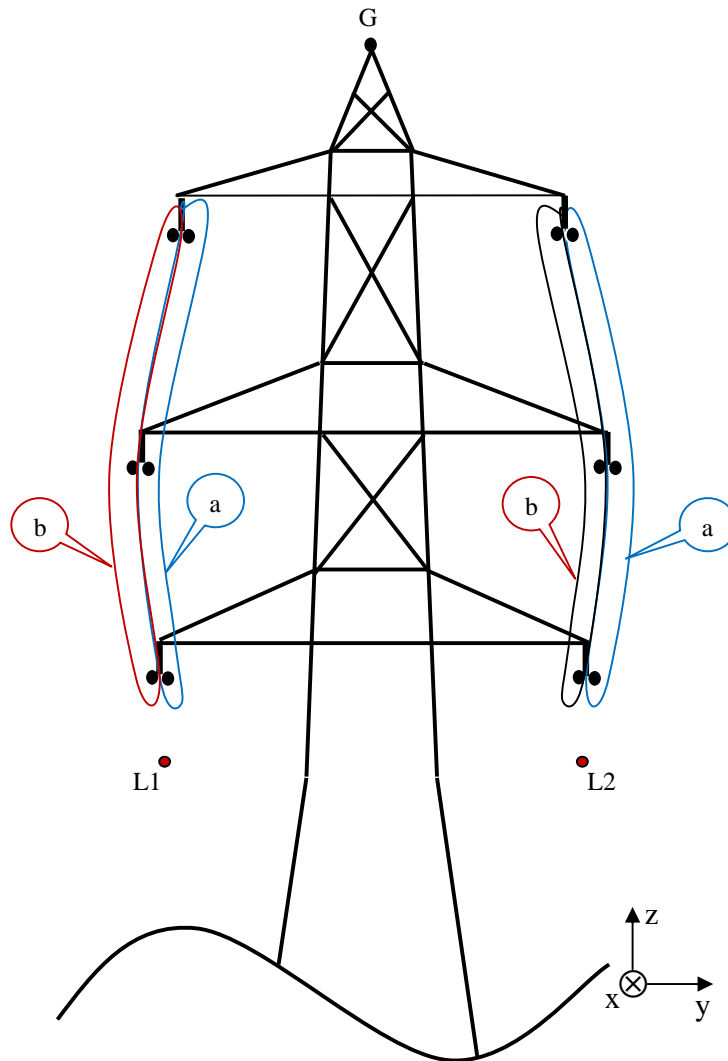


Fig.V.2-Coupe transversale de la ligne étudiée comme exemple

La première étape nécessaire pour procéder à une analyse correcte, avant le calcul du champ magnétique, consiste en la détermination de tous les courants du système (y compris ceux de la boucle de blindage si elle existe) à partir des courants de phases imposés.

$$\mathbf{I}_p = \begin{bmatrix} \mathbf{I}_1 \\ \mathbf{I}_2 \\ \mathbf{I}_3 \end{bmatrix}. \quad (\text{V.1})$$

Ce problème, à la première vue, semble problème complexe, car l'effet inductif fait que le courant de chaque conducteur dépend de ceux des autres conducteurs. Ce multi-couplage peut, cependant, être analysé facilement en recourant à des techniques matricielle qui ont déjà prouvé leur efficacité dans l'analyse des systèmes MTLs*.

Pour commencer, considérons les équations d'une ligne de transmission dans domaine fréquentiel plus connues sous le nom d'équations des télégraphistes.

$$\frac{d}{dx} \mathbf{V} = \mathbf{Z}'(\omega, x) \mathbf{I} \quad (\text{V.2a})$$

$$\frac{d}{dx} \mathbf{I} = \mathbf{Y}'(\omega, x) \mathbf{V} \quad (\text{V.2b})$$

Où \mathbf{Z} et \mathbf{Y} désignent, respectivement, les matrices d'impédances par unité de longueur et d'admittance. \mathbf{V} et \mathbf{I} sont des matrices uni-colonnes complexes de tensions et de courants associés aux conducteurs de la ligne.

$$\mathbf{V} = \begin{bmatrix} \mathbf{V}_a \\ \mathbf{V}_b \\ \mathbf{V}_G \\ \mathbf{V}_L \end{bmatrix} \begin{matrix} \updownarrow n_p \\ \updownarrow n_p \\ \updownarrow n_G \\ \updownarrow n_L \end{matrix}; \quad \mathbf{I} = \begin{bmatrix} \mathbf{I}_a \\ \mathbf{I}_b \\ \mathbf{I}_G \\ \mathbf{I}_L \end{bmatrix} \begin{matrix} \updownarrow n_p \\ \updownarrow n_p \\ \updownarrow n_G \\ \updownarrow n_L \end{matrix}. \quad (\text{V.3})$$

Dans (V.3), les indices a et b font référence à la partition des faisceaux de phases en deux ensemble de conducteurs. L'indice G se réfère aux câbles de garde et l'indice L fait référence à la boucle de blindage.

Dans (V.3), n_p , n_G et n_L désignent, respectivement, le nombre de faisceaux de phase, le nombre de câbles de gardes, et le nombre de conducteurs dans la boucle de blindage. Pour la configuration de la ligne dans la Fig. V.2, nous avons $n_p = 6$, $n_G = 1$ et $n_L = 2$.

* MTLs : multi transmission line system

La procédure de calcul de \mathbf{Z}' dans (V.2a) a été établie dans [31] ; [32] ; [38], les détails ne seront pas exposés ici et, par conséquent, seul un bref résumé est présenté.

$$\mathbf{Z}' = j\omega\mathbf{L} + \mathbf{Z}_E + \mathbf{Z}_{peau} \quad (\text{V.4})$$

$$(\mathbf{Z}_{peau})_{kk} = (\mathbf{R}_{dc})_{kk} + j\omega\frac{\mu_0}{8\pi} \quad (\text{V.5})$$

L'inductance externe est une matrice réelle et symétrique, indépendante de la fréquence, dont les éléments sont [31] ; [38]:

$$L_{kk} = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{2y_k}{r_k}; L_{jk} = \frac{\mu_0}{4\pi} \ln \frac{(y_j + y_k)^2 + (x_j - x_k)^2}{(y_j - y_k)^2 + (x_j - x_k)^2} \quad (\text{V.6})$$

Où r_k désigne le rayon du conducteur k , y_k et x_k désignent les coordonnées verticales et horizontales du conducteur k . La matrice \mathbf{Z}_E , est une correction de l'impédance pour introduire l'effet de la conductivité finie du sol, \mathbf{Z}_E est une matrice complexe dont les éléments sont dépendent de la fréquence et peuvent être déterminés en utilisant la théorie de Carson [30] ou, alternativement, l'approche du plan complexe de Dubanton [29], [31]. Les éléments sont définis par (V7_V8).

$$(\mathbf{Z}_E)_{kk} = j\omega\frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left(1 + \frac{\bar{p}}{y_k} \right) \quad (\text{V.7})$$

$$(\mathbf{Z}_E)_{jk} = j\omega\frac{\mu_0}{4\pi} \ln \frac{(y_j + y_k + 2\bar{p})^2 + (x_j - x_k)^2}{(y_j + y_k)^2 + (x_j - x_k)^2} \quad (\text{V.8})$$

Où \bar{p} est la profondeur du plan complexe, précédemment décrite dans la section II.3. La matrice \mathbf{Z}_{peau} est une matrice diagonale complexe dont les éléments sont en fonction de la fréquence et peuvent être déterminées à l'aide de :

$$(\mathbf{Z}_{peau})_{kk} = (\mathbf{R}_{dc})_{kk} + j\omega\frac{\mu_0}{8\pi} \quad (\text{V.9})$$

La matrice \mathbf{Z}_{peau} est une correction tenant en compte l'effet de peau, (V.9) n'est valable que pour les fréquences très proches des fréquences industrielles ; pour les fréquences correspondantes aux harmoniques, une autre expression est donnée dans [66]

$$(\mathbf{Z}_{peau})_{kk} = (\mathbf{R}_{dc})_{kk} \times \bar{w}_k \times \frac{J_0(\bar{w}_k)}{2J_1(\bar{w}_k)} \quad (\text{V.10})$$

Où J_0 et J_1 sont respectivement les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre 0 et 1. Dans l'équation (V.10), la grandeur complexe sans dimension \bar{w}_k dépend de la fréquence de l'harmonique et de la résistance en courant continu R_{dc} du conducteur k .

$$\bar{w}_k = \left((-j2f\mu_0) / (\mathbf{R}_{dc})_{kk} \right)^{1/2} \quad (\text{V.11})$$

V.2.3 Limites du modèle et hypothèses simplificatrices

1) A la fréquence 50 Hz, la longueur du tronçon de ligne à l'étude représente une petite fraction de la longueur d'onde, donc pour l'évaluation du champ magnétique, les effets de propagation de l'onde sont absolument négligeables.

2) Les courants de phases \mathbf{I}_p sont imposés ; sur la base de ces courants, les courants dans les conducteurs sont calculés. Cela signifie que tous les courants du système sont supposés être indépendants de x . Cela revient à dire que les courants de déplacement transversaux sont négligeables ou, en d'autres termes, (V.2b) équivaut à zéro.

Cela signifie que, pour l'évaluation du champ magnétique, seule (V.2a) est d'intérêt. A l'opposé, si notre objectif était l'évaluation du champ électrique autour de la ligne, les choses seraient inversées; le couplage capacitif entre les conducteurs décrits dans (V.2b) serait crucial, et (V.2a) serait égale à zéro.

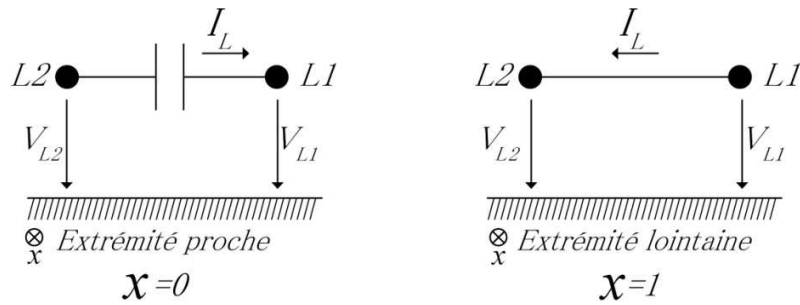
3) La boucle de blindage (si elle existe) a une longueur correspondante à quelque portées de la ligne. La boucle est constituée de deux conducteurs fermés sur un condensateur ou bien court-circuités. Dans tous les cas, la sous-matrice \mathbf{I}_L dans (V.3) a la forme:

$$\mathbf{I}_L = \begin{bmatrix} \mathbf{I}_{L1} \\ \mathbf{I}_{L2} \end{bmatrix} = \mathbf{I}_L \mathbf{S}^T ; \mathbf{S} = [1-1]. \quad (\text{V.12})$$

4) La boucle formée par deux conducteurs d'un même faisceau est traversée par flux magnétique, (Non nulle) variant dans le temps, émis par l'ensemble des courants du système, ce qui implique que les courants des conducteurs d'un même faisceau ne sont pas égaux $\mathbf{I}_a \neq \mathbf{I}_b$.

Supposons que la boucle, de longueur L, est présente. La section de ligne sur laquelle porte l'analyse a deux extrémités, l'une proche ($x=0$) et l'autre lointaine ($x=L$). (Avec L un multiple de la longueur de la portée). L'intégration de (V.13a) de $x=0$ à $x=L$ donne:

$$\underbrace{\mathbf{V}_{proche} - \mathbf{V}_{loin}}_{\Delta \mathbf{V}} = \underbrace{\left(\int_{x=0}^{x=L} \mathbf{Z}'(x) dx \right)}_{\mathbf{Z}} \mathbf{I} \quad (\text{V.13a})$$



FigV.3-Conditions aux limites (pour les deux extrémités)

Où I est supposé être constant le long de Z (absence des effets propagation).

L'équation de la matrice dans (14a) peut être explicitement écrite, sous une forme partitionnée, comme suit :

$$\begin{bmatrix} \Delta \mathbf{V}_a \\ \Delta \mathbf{V}_b \\ \Delta \mathbf{V}_G \\ \Delta \mathbf{V}_L \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{Z}_{aa} & \mathbf{Z}_{ab} & \mathbf{Z}_{aG} & \mathbf{Z}_{aL} \\ \mathbf{Z}_{ba} & \mathbf{Z}_{bb} & \mathbf{Z}_{bG} & \mathbf{Z}_{bL} \\ \mathbf{Z}_{Ga} & \mathbf{Z}_{Gb} & \mathbf{Z}_{GG} & \mathbf{Z}_{GL} \\ \mathbf{Z}_{La} & \mathbf{Z}_{Lb} & \mathbf{Z}_{LG} & \mathbf{Z}_{LL} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{I}_a \\ \mathbf{I}_b \\ \mathbf{I}_G \\ \mathbf{I}_L \end{bmatrix} \quad (\text{V.13b})$$

Le calcul de l'impédance (V.13b) est réalisé en utilisant une technique de discrétisation standard qui consiste à subdiviser le tronçon, étudié, de la ligne en un grand nombre des segments courts et

uniformes. Par exemple, si la ligne est égale à N_s portées, et chaque portée est divisée en N segments, ainsi la matrice sera déterminée via :

$$\mathbf{Z} = N_s \sum_{i=1}^N \mathbf{Z}'(x_i) \Delta l = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{Z}'(x_i) \quad (\text{V.14})$$

Où les valeurs de Z sont évaluées à partir de (V.4-V.11), en tenant compte de la hauteur de chaque segment de conducteur. Avec les coordonnées longitudinales calculées:

$$z_i = (i-1)d / N \quad (\text{V.15})$$

En supposant que les conducteurs appartenant à un faisceau donné sont liés électriquement, et que les câbles de garde sont mis à la terre (résistances des pylônes négligées), on a :

$$\Delta \mathbf{V}_a = \Delta \mathbf{V}_b \text{ et } \Delta \mathbf{V}_G = 0 \quad (\text{V.16})$$

Quant à la tension longitudinale dans la boucle de blindage $\Delta \mathbf{V}$, après examen des conditions aux limites aux extrémités proche et lointaine des conducteurs constituant la boucle de blindage (voir Fig.V.3):

$$\Delta \mathbf{V}_L = \begin{bmatrix} \Delta \mathbf{V}_{L1} \\ \Delta \mathbf{V}_{L2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{V}_{L1} \\ \mathbf{V}_{L2} \end{bmatrix}_{proche} - \begin{bmatrix} \mathbf{V}_{L1} \\ \mathbf{V}_{L2} \end{bmatrix}_{loin} = \begin{bmatrix} \Delta \mathbf{V}_{L1} \\ \Delta \mathbf{V}_{L1} + Z_C I_L \end{bmatrix} \quad (\text{V.17})$$

D'où:

$$\mathbf{S} \Delta \mathbf{V}_L = \Delta \mathbf{V}_{L1} - \Delta \mathbf{V}_{L2} = -Z_C I_L \quad (\text{V.18})$$

Où I_L est le courant de la boucle, \mathbf{S} est la matrice définie par (V.12) $Z_C = jX_s = 1/(j\omega C_s)$, et Z_C est l'impédance due à la capacité du condensateur sur lequel est fermée la boucle. (Si le condensateur est absent de la boucle, on met $Z_C = 0$). Si la boucle de blindage elle-même est absente de la configuration $I_L = 0$, on met plutôt $Z_C = \infty$.

Maintenant, en tenant compte des considérations qui ont précédé, à l'aide de (V.13b), tous les courants du système, (ligne plus boucle), peuvent être déterminés, pas à pas. En utilisant (V.18), les quatre équations contenues dans (V.13b) permettent l'évaluation des courants circulants dans la boucle de blindage.

$$\mathbf{I}_L = \begin{bmatrix} I_L \\ -I_L \end{bmatrix} = -\underbrace{\mathbf{Y}\mathbf{S}^T\mathbf{S}\mathbf{Z}_{La}}_{\mathbf{K}_{La}}\mathbf{I}_a - \underbrace{\mathbf{Y}\mathbf{S}^T\mathbf{S}\mathbf{Z}_{Lb}}_{\mathbf{K}_{Lb}}\mathbf{I}_b - \underbrace{\mathbf{Y}\mathbf{S}^T\mathbf{S}\mathbf{Z}_{LG}}_{\mathbf{K}_{LG}}\mathbf{I}_G \quad (\text{V.19})$$

Où

$$\mathbf{Y} = \frac{1}{(\mathbf{Z}_C + \mathbf{S}\mathbf{Z}_{LL}\mathbf{S}^T)} \quad (\text{V.20})$$

En mettant $\Delta\mathbf{V}_G = 0$ dans (V.13b), l'utilisation de (V.18) permet l'évaluation des courants des câbles de garde.

$$\mathbf{I}_G = \underbrace{\mathbf{Y}_G(\mathbf{Z}_{Ga} - \mathbf{Z}_{GL}\mathbf{K}_{La})}_{\mathbf{K}_{Ga}}\mathbf{I}_a + \underbrace{\mathbf{Y}_G(\mathbf{Z}_{Gb} - \mathbf{Z}_{GL}\mathbf{K}_{Lb})}_{\mathbf{K}_{Gb}}\mathbf{I}_b \quad (\text{V.21})$$

Où

$$\mathbf{Y}_G = (\mathbf{Z}_{GL}\mathbf{K}_{LG} - \mathbf{Z}_{GG})^{-1} \quad (\text{V.22})$$

Ensuite, en utilisant (V.19) et (V.21), \mathbf{I}_L et \mathbf{I}_G dans (V.13b) sont éliminés, nous aurons un système matriciel d'ordre réduit :

$$\begin{bmatrix} \Delta\mathbf{V}_a \\ \Delta\mathbf{V}_b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{Z}_{aa} & \mathbf{Z}_{ab} \\ \mathbf{Z}_{ba} & \mathbf{Z}_{bb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{I}_a \\ \mathbf{I}_b \end{bmatrix} \quad (\text{V.23})$$

Où

$$\begin{aligned} \mathbf{Z}_{aa} &= \mathbf{Z}_{aa} + \mathbf{Z}_{aG}\mathbf{K}_{Ga} - \mathbf{Z}_{aL}(\mathbf{K}_{La} + \mathbf{K}_{LG}\mathbf{K}_{Ga}) \\ \mathbf{Z}_{ab} &= \mathbf{Z}_{ab} + \mathbf{Z}_{aG}\mathbf{K}_{Gb} - \mathbf{Z}_{aL}(\mathbf{K}_{Lb} + \mathbf{K}_{LG}\mathbf{K}_{Gb}) \\ \mathbf{Z}_{bb} &= \mathbf{Z}_{bb} + \mathbf{Z}_{bG}\mathbf{K}_{Gb} - \mathbf{Z}_{bL}(\mathbf{K}_{Lb} + \mathbf{K}_{LG}\mathbf{K}_{Gb}) \\ \mathbf{Z}_{ba} &= \mathbf{Z}_{ba} + \mathbf{Z}_{bG}\mathbf{K}_{Ga} - \mathbf{Z}_{bL}(\mathbf{K}_{La} + \mathbf{K}_{LG}\mathbf{K}_{Ga}) \end{aligned} \quad (\text{V.24})$$

La relation entre \mathbf{I}_a et \mathbf{I}_b est obtenu à partir (V.23) en mettant $\Delta\mathbf{V}_a = \Delta\mathbf{V}_b$. Ensuite, nous obtenons :

$$\mathbf{I}_b = \underbrace{\left(\mathbf{Z}_{ab} - \mathbf{Z}_{bb} \right)^{-1} \left(\mathbf{Z}_{ba} - \mathbf{Z}_{aa} \right)}_{\mathbf{K}_{ba}} \mathbf{I}_a \quad (\text{V.25a})$$

Où

$$\mathbf{I}_a = \underbrace{\left(\mathbf{Z}_{ba} - \mathbf{Z}_{aa} \right)^{-1} \left(\mathbf{Z}_{ab} - \mathbf{Z}_{bb} \right)}_{\mathbf{K}_{ab}} \mathbf{I}_b \quad (\text{V.25b})$$

Enfin, les courants circulants dans les conducteurs des faisceaux de phases sont déterminés à partir des courants de phases \mathbf{I}_p imposés dans (V.1).

De (V.25) et $\mathbf{I}_p = \mathbf{I}_a + \mathbf{I}_b$ on trouve :

$$\mathbf{I}_a = (\mathbf{1} + \mathbf{K}_{ab})^{-1} \mathbf{I}_p; \quad \mathbf{I}_b = (\mathbf{1} + \mathbf{K}_{ba})^{-1} \mathbf{I}_p. \quad (\text{V.26})$$

En résumé: Une fois \mathbf{I}_p donné, tous les courants des conducteurs peuvent être évalués, pas à pas, en utilisant (V.26), (V.21) et (V.19).

$$\mathbf{I}_p \xrightarrow{\text{V.26}} \mathbf{I}_a, \mathbf{I}_b \xrightarrow{\text{V.21}} \mathbf{I}_G \xrightarrow{\text{V.19}} \mathbf{I}_L$$

Le courant retour dans le sol est le complément de la somme de tous les courants des conducteurs aériens.

$$\mathbf{I}_E = - \left(\sum_{k=1}^{np} \mathbf{I}_{a_k} + \sum_{k=1}^{np} \mathbf{I}_{b_k} + \sum_{k=1}^{nG} \mathbf{I}_{G_k} + \underbrace{\sum_{k=1}^2 \mathbf{I}_{l_k}}_0 \right) \quad (\text{V.27})$$

Si, comme il est habituellement le cas, le système de courants est équilibré, le courant de retour dans le sol sera réduit à :

$$\mathbf{I}_E = - \sum_{k=1}^{nG} \mathbf{I}_{G_k}. \quad (\text{V.28})$$

Les courants dans le sol ne sont pas localisés, ils se propagent en profondeur dans le sol avec une densité $\bar{\mathbf{J}}_E$ variant avec x et y.

V.2.4 Résultats et discussion

Nous allons appliquer la méthode exposée plus haut à la ligne électrique à double terne dans la Fig.V.2. Le tableau V.I résume les caractéristiques géométriques et électriques de la ligne en question.

Le sol a une résistivité moyenne de 100 Ωm . La distance entre deux pylônes consécutifs est de 450 m. La longueur de la boucle de blindage couvre trois portées de la ligne soit 1350 m. Les conducteurs de la boucle sont suspendus sous les phases inférieures à une distance de 6.6 m en dessous (hauteurs d'encrage).

| Conducteur | Rayon (mm) | Coordonnées | Hauteur Max (m) | Hauteur Min (m) | R_{dc} |
|------------|------------|-------------|-----------------|-----------------|----------|
| 1a et 4a | 15.9 | -7.9 et 7.5 | 41.8 | 28.8 | 57.3 |
| 1b et 4b | 15.9 | -7.5 et 7.9 | 41.8 | 28.8 | 57.3 |
| 2a et 5a | 15.9 | -9.5 et 9.1 | 31.8 | 18.8 | 57.3 |
| 2b et 5b | 15.9 | -9.1 et 9.5 | 31.8 | 18.8 | 57.3 |
| 3a et 6a | 15.9 | -8.7et 8.3 | 22.6 | 10.6 | 57.3 |
| 3b et 6b | 15.9 | -8.3 et 8.7 | 22.6 | 10.6 | 57.3 |
| G | 9.6 | 0 | 50 | 38 | 372 |
| L1 | 11.2 | -8.5 | 16 | 9 | 131 |
| L2 | 11.2 | 8.5 | 16 | 9 | 131 |

Tableau .V.1-caractéristiques électriques et géométriques de la ligne de la FigV.1

Les courants de phase imposés aux conducteurs constituent un system équilibré en deux fois trois phases. Les valeurs efficaces des courants sont de 833 A.

$$I_p = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \\ I_5 \\ I_6 \end{bmatrix} = \sqrt{2} \times 833 \begin{bmatrix} 1 \\ e^{i2\pi/3} \\ e^{-i2\pi/3} \\ 1 \\ e^{i2\pi/3} \\ e^{-i2\pi/3} \end{bmatrix} \text{ A} \quad (\text{V.29})$$

$$\begin{array}{ccccccc}
 \begin{bmatrix} a & a \\ b & b \\ c & c \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} a & a \\ b & c \\ c & b \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} a & b \\ b & a \\ c & c \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} a & b \\ b & c \\ c & a \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} a & c \\ b & b \\ c & a \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} a & c \\ b & a \\ c & b \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} a - a \\ b - b \\ c - c \end{bmatrix} \\
 I & II & III & IV & V & VI & VII
 \end{array}$$

Fig.V.4-séquences d'arrangements possibles des phases

Le courant I_p tel que défini par l'équation (V.29) correspond à la séquence I de la FigV.4. La séquence VII correspond à la séquence I avec le flux de puissance inverse dans le circuit 2. Dans le chapitre II nous avons vu que la séquence IV était celle que offrait la décroissance la plus rapide du champ magnétique, dans ce qui suit nous verrons que cet ordre de phases se prête très bien au blindage contrairement à la séquence I.

Le tableau V.2 liste les valeurs des courants de conducteurs de phases ainsi que ceux dans le câble de garde la boucle et dans le sol.

| Conducteur | Avec la boucle de blindage court-circuité | Sans blindage | Courants imposés |
|------------|---|--------------------|--------------------|
| 1a | 432.32- j 1.72 | 432.39 -j 1.61 | 433 |
| 1b | 433.67+ j 1.72 | 433.60 +j 1.61 | 433 |
| 2a | -216.32 + j 3 74.93 | -216.22 +j 375.10 | -216.50+ j 374.98 |
| 2b | -216.67+ j 375.03 | -216.77 +j 374.87 | -216.50 + j 374.98 |
| 3a | -215.35- j 374.53 | -215.18 -j 374.24, | -216.50 – j 374.98 |
| 3b | -217.64- j 375.44 | -217.81 -j 375.73 | -216.50 – j 374.98 |
| 4a | -214.85- j 374.33 | -214.91 -j 374.44 | -216.50 – j 374.98 |
| 4b | -218.14- j 375.64 | -218.08 -j 375.53 | -216.50 – j 374.98 |
| 5a | -216.53+ j 374.86 | -216.63 +j 374.70 | -216.50 + j 374.98 |
| 5b | -216.46+ j 375.11 | -216.36 +j 375.27 | -216.50 + j 374.98 |
| 6a | 432.39 - j 1.02 | 432.22 -j 1.31 | 433 |
| 6b | 433.60+ j 1.02 | 433.77 +j 1.31 | 433 |
| L1 | -77.91 - j 78.57 | 0 | - |
| L2 | 77.91 + j 78.57 | 0 | - |

| | | | |
|---|-----------------|------------------|---|
| G | -14.16 + j 8.39 | -014.16 +j 8.391 | 0 |
| E | 14.16 - j 8.39 | 14.16 -j 8.391 | 0 |

Tableau.V.2 -Amplitudes complexes des courants de conducteurs avec et sans blindage (résultats en ampères doivent être multipliés par $\sqrt{2}$) comparées aux valeurs supposées.

Le tableau V.2 résume les résultats concernant les amplitudes complexes des courants dans tous les conducteurs, obtenus en utilisant la méthode décrite plus haut. Les résultats ont été obtenus en considérant deux cas de figure. Tout d'abord, la boucle de blindage est absente (la 1^{ère} colonne), d'autre part, la boucle est présente et court-circuitée $Z_c = 0$ (2^{ème} colonne).

| | L1 | L2 | G | E |
|--------------|------------------|------------------|-------------------|-----------------|
| Séquence I | 0 | 0 | 66.51 -j 82.28 | -66.51 +j 82.28 |
| Séquence II | 21.63 - j 79.39 | -21.63 + j 79.39 | - 85.70 - j 49.37 | 85.70 +j 049.37 |
| Séquence V | -27.42 + j 7.22 | +27.42 - j 7.22 | 0. 1 - j 82.44 | -0. 1 +j 82.44 |
| Séquence IV | -85.36 - j 51.20 | 85.36 + j 51.20 | 19 - j 49.37 | -19 + j 49.37 |
| Séquence V | -77.91 - j 78.57 | 77.91 + j 78.57 | -14.16 + j 8.39 | 14.16 - j 8.39 |
| Séquence VI | 1.66 - j 99.53 | -1.66 + j 99.53 | -52.25 + j 8.22 | 52.25 - j 8.22 |
| Séquence VII | -55.80 - j100.49 | 55.80 + j100.49 | 0 | 0 |

Tableau.V.3-Amplitudes complexes des courants des conducteurs de la boucle, du câble de garde et dans le sol (boucle court-circuité).

On remarque que les courants du câble de garde, dans le sol et dans la boucle dépendent directement de l'ordre de phases. La séquence I est insensible à la présence de la boucle car les courants de la boucle sont nuls, par contre, le courant du câble de garde et les courants dans le sol sont les plus forts. Ceci s'explique par le fait que la symétrie géométrique et électrique donne une intégrale instantanée de la composante normale au plan constituant la surface de la boucle nulle. En réalité le courant de la boucle est faible mais non nul. La valeur du courant de la boucle dans le tableau V.3 est égale à zéro à cause de l'approximation faite lors du calcul des impédances et qui considère, pour simplifier, les conducteurs parallèles.

La séquence VII se distingue par des courants dans le sol et le câble de garde nuls, La fig V.5 illustre l'effet de compensation que subit le champ magnétique (horizontal) normal au plan vertical. Le flux magnétique du au conducteur a est compensé par celui du conducteur b, car les courants qu'ils portent sont de même amplitudes mais leurs phases sont en opposition. Le flux à

travers la surface délimitée par le câble de garde et le sol est nul en tout instant. En d'autres termes, la symétrie géométrique et électrique fait que les contributions de tous les conducteurs (de phases et ceux de la boucle) dans la f.e.m induite sur le câble de garde se compensent entre elles ; la f.e.m induite est nulle et par conséquent le courant.

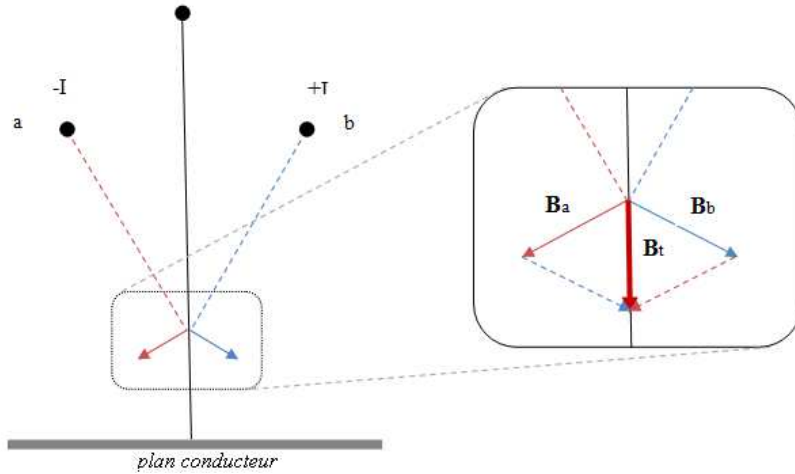


Fig .V.5-Illustration de la compensation du champ magnétique (pour la séquence VII)

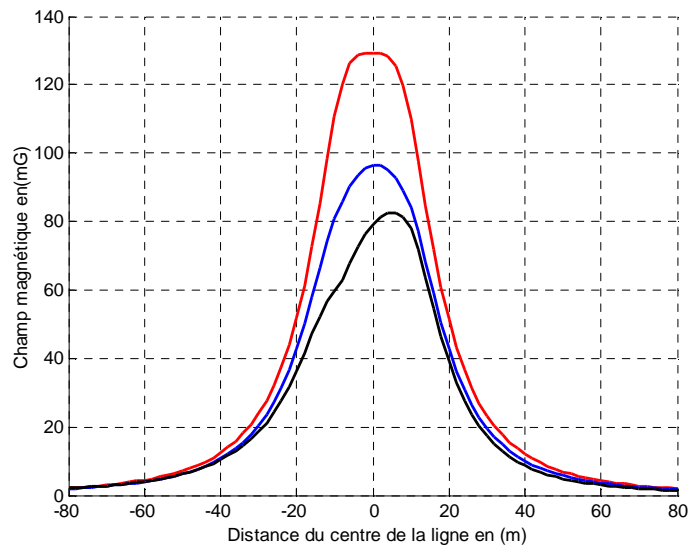


Fig.V.6-Profiles du champ magnétique sous la ligne à mi- portée (pour la séquence V)

La Fig.V.6 met en évidence l'efficacité du blindage avec la boucle compensée (courbe en noir) et la boucle court-circuitée (courbe en bleu). La présence de la boucle court-circuitée placée à 6.6 mètres sous les conducteurs de phases inférieures fait diminuer le champ au centre de la ligne à 75% de sa valeur initiale. La compensation apporte une diminution supplémentaire d'environ 10% (par rapport à la valeur initiale), le champ magnétique après blindage descend à 0.62 de sa

valeur initiale. La valeur de la capacité est de $C=4.42$ mF correspondant à une réactance de -0.72Ω , Cette valeur à été choisie sur la base du résultat obtenue sur la FigV.8.

| Séquences | Uc/Vs en (KV) | Modes d'exploitation | arrangement des phases |
|-----------|---------------|----------------------|------------------------|
| 1 | 231/231 | 1×6-PTL | a,b,c,d,e,f |
| 2 | 400/231 | 2×3-PTL | a,b,c,c,b,a |
| 3 | 400/231 | 2×3-PTL | a,b,c,a,b,c |

Tableau.V.4-cas d'arrangement des phases de la ligne en double drapeau

Le tableau.V.4 regroupe, dans l'ordre, trois cas d'arrangement de phases, le premier correspond à l'exploitation de la ligne en hémiphase avec l'ordre de phases indiqué dans la colonne de droite du tableau ; le deuxième est le cas de la FigV.6 (séquence V) ou configuration à réactance faible, et le troisième correspond à la séquence I du Fig.V.4 (configuration supers faisceaux).

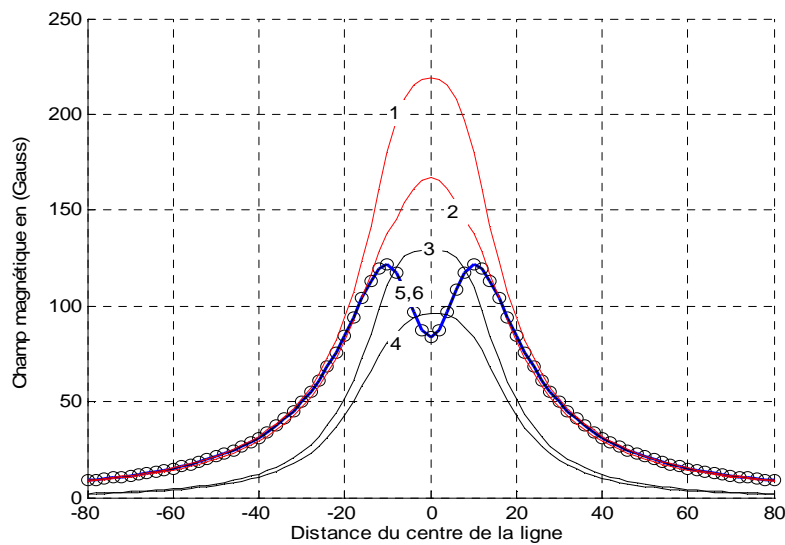


Fig.V.7-Profil du champ magnétique sous la ligne à mi-portée (pour les cas d'arrangement de phases de Tableau.V.4 avec et sans blindage)

Les courbes 1 ; 3 et 5, de la Fig.V.7, sont les profils du champ magnétique sous la ligne de la fig.V.2 à mi-portée des cas 1 ; 2 et 3 du tableau précédent.

Les courbes 2 ; 4 et 6, de la Fig.V.7, sont, respectivement, les profils du champ magnétique, réduit par une boucle court-circuitée, pour les cas 1 ; 2 et 3 du tableau précédent. L'on remarque que la séquence du cas 3 est insensible à la présence de la boucle. Pour les cas 1 et 2 la réduction est appréciable.

La FigV.8 expose la valeur du champ magnétique B_s au centre de la ligne, avec blindage, rapportée à la valeur du champ sans blindage B . La courbe dans la FigV.8 est en fonction de la réactance de la capacité ; il en sort que l'efficacité du blindage peut être améliorée par la compensation de la réactance de la boucle, une erreur sur le choix de la valeur de la capacité du condensateur peut conduire à un augmentation de du champ magnétique. Le point P2 correspond au cas le plus défavorable, le champ est augmenté de 162% de sa valeur initial, la valeur de la capacité est de $C=1.964$ mF. À ce stade, une remarque s'impose. Les conclusions que nous tirons, ici, sur l'efficacité de la compensation ne concernent que la ligne de la FigV.2.pour d'autres géométries les résultats et conclusions peuvent différer.

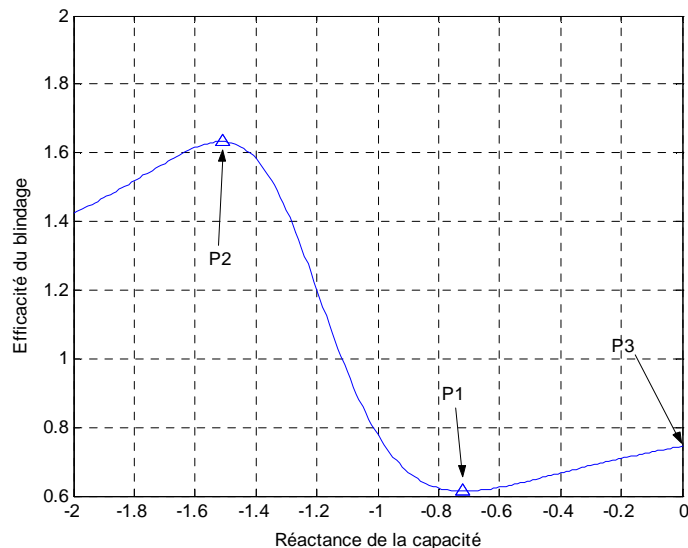


Fig.V.8-courbe normalisée de B/B_s (valeurs réduites) en fonction de la réactance X_c du condensateur de compensation inséré dans la boucle de blindage. Les Points P1 et P2 définissent, respectivement, la valeur optimale de la réactance X_s et la valeur la plus défavorable. Point P3 correspond à la boucle de blindage court-circuitée.

La fig.V.9 montre le profil sous la ligne de la FigV.2 pour les valeurs de réactance -2 à 0Ω , cette figure offre une perspective qui permet d'apprécier de l'efficacité du blindage, les deux courbes en rouge sont utilisées comme témoins (profil du champ magnétique sans blindage).

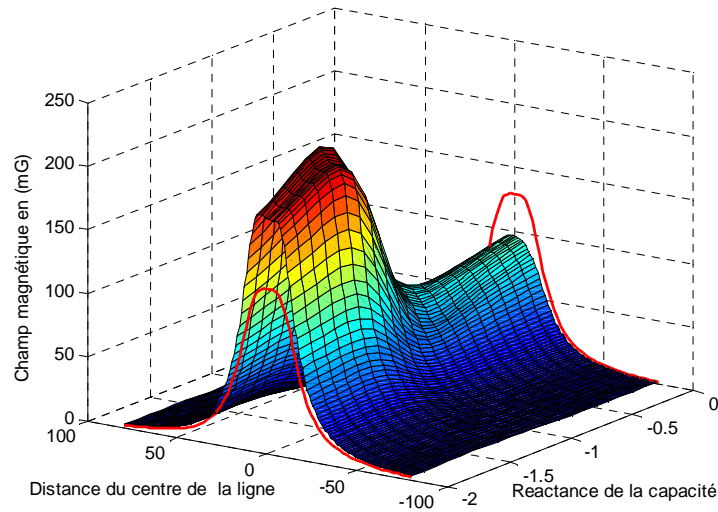


Fig.V.9-Profile du champ magnétique sous la ligne en fonction de la réactance du condensateur.

La Fig.V.9 décrit la variation du profil du champ magnétique sous la ligne en fonction de la réactance du condensateur inséré dans la boucle de blindage, il en sort que si la compensation est mal faite l'effet escompté est inversé et le champ est augmenté en tous points sous la ligne.

V.2.5 Discussion

Dans ce qui suit nous donnerons une explication générique à la réduction que subit le champ magnétique en présence de la boucle ainsi que le caractère résonant de la Fig.V.8et V.9.

V.2.5.1 Les composantes Alpha et Bêta.

La performance du blindage peut être mieux comprise par la transformation du system de courants directe de la ligne de la Fig.V.1 en composantes alpha et bêta à l'aide de la transformation de Clarke [31].

$$\begin{pmatrix} I_\alpha \\ I_\beta \\ I_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{2}{3} & -\frac{1}{3} & -\frac{1}{3} \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{3}} & -\frac{1}{\sqrt{3}} \\ \frac{1}{3} & \frac{1}{3} & \frac{1}{3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_a \\ I_b \\ I_c \end{pmatrix} \quad (\text{V.30})$$

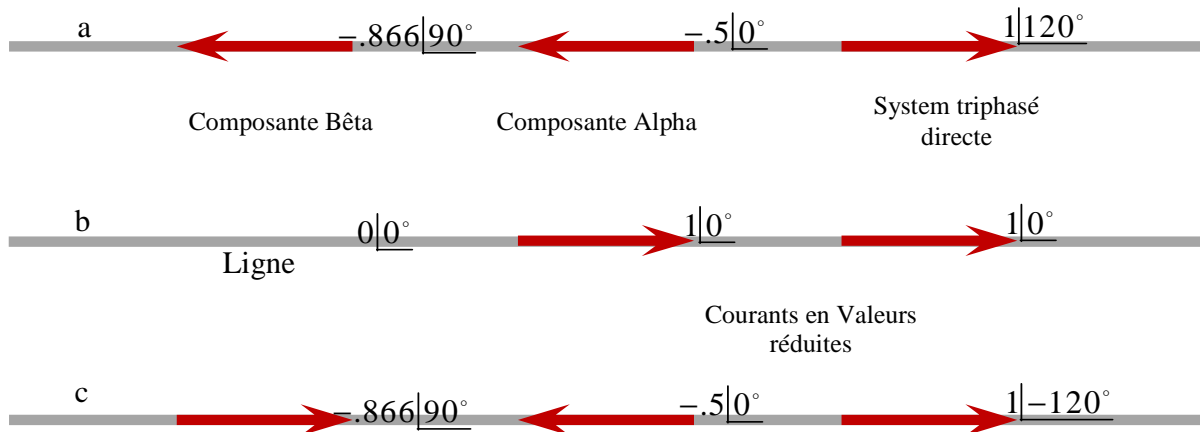


Fig.V.10-Solution du system en courants directe en composantes alpha et bêta.

Comme le montre la Fig.V.10, la composante alpha est une distribution qui peut être qualifiée de coaxial avec le courant dans la phase du centre et le retour sur les phases extérieures, en supposant que la configuration de la ligne est en nappe. La composante bêta est une distribution bipolaire.

Si un système de courants directe est transformé en ces composants, les composantes alpha et bêta sont en quadrature, les courants des phases extérieures de la composante bêta font 1.73 ceux de la composante alpha. Les vecteurs du champ créés par chaque composante sont des droites (direction constante, amplitude variable), plutôt que la forme elliptique très caractéristique du champ magnétique total produit par les courants du système directe. Les droites portant les vecteurs du champ créés par les composantes alpha et bêta ne changent pas de tangentes parce que tous les courants d'une même composante sont soit en phase ou en opposition. Les profils latéraux du champ magnétique des deux composantes sont sensiblement différents. Loin de la ligne, le champ magnétique créé par la composante alpha décroît avec l'inverse du cube de la distance, la composante bêta du champ magnétique diminue comme l'inverse de la distance au carré.

V.2.5.2 Impédance de boucle et de compensation

L'effet désiré par le blindage, en l'occurrence l'atténuation du champ magnétique, est limité par l'impédance de la boucle. La résistance et la réactance inductive limitent les courants dans la boucle. En outre, l'impédance déphase le courant par rapport à l'angle offrant la meilleure atténuation. Une capacité insérée en série dans le circuit de blindage, fournit une réactance négative pour compenser celle de la boucle. Le courant dans la boucle est augmenté au fur et à mesure que le degré de

compensation de la réactance est augmenté vers le 100%, avec le degré de compensation D_c défini par:

$$D_c = \frac{X_c}{2(X_s - X_m)} \times 100\% \quad (\text{V.31})$$

Le condensateur, cependant, ne réduit pas la résistance du circuit de blindage. En augmentant le degré de compensation, l'angle de l'impédance de boucle diminue à mesure que la résistance devient de plus en plus prépondérante dans l'impédance nette. En conséquence, l'angle de phase du courant dans la boucle devient moins favorable à l'atténuation du champ magnétique. L'effet de la compensation sur le courant de la boucle et la réduction du champ magnétique est illustré par le diagramme vectoriel de la Fig.V.11.

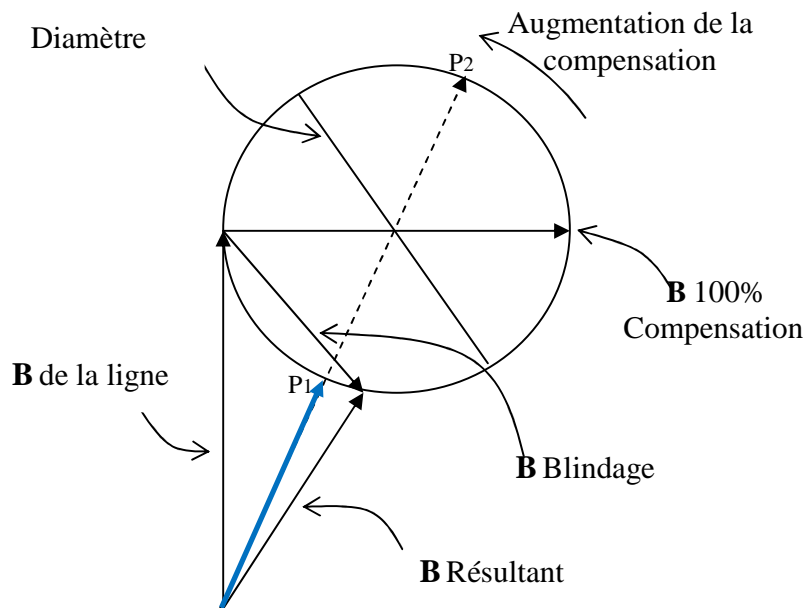


Fig.V.11-Diagramme vectoriel illustrant l'effet de la compensation de la réactance de la boucle de blindage sur le champ magnétique.

Le vecteur du champ magnétique généré par le courant de la boucle décrit un cercle quand le degré de compensation varie. A ce vecteur, s'ajoute la contribution des courants du mode bêta des phases de la ligne, la résultante est le champ magnétique du mode bêta atténué. Le diamètre du cercle est inversement proportionnel à la résistance de la boucle.

En fin, des trois figure V.6 ; V.7 et V.8 l'on remarque que la valeur du champ magnétique au centre de la ligne subit une réduction supplémentaire d'environ 10% par rapport au cas où le blindage se fait uniquement par une boucle non compensée. Le régime de compensation avec condensateur ne semble pas extraordinairement attrayant. La raison en est triple. La diminution du champ est relativement faible, le coût du condensateur requis, en raison de sa grande capacité, est chère, enfin, en prenant en compte le caractère résonant de la courbe dans la Fig. 7, nous voyons qu'une erreur sur le choix de la valeur de la capacité du condensateur peut conduire à une augmentation, non désirée, de la valeur du champ magnétique.

V.2.6 F.e.m induite dans un cadre

Pour donner une idée de l'influence du champ magnétique, nous calculerons la force électromotrice induite par l'induction magnétique dans un cadre de 1m de côté situé sous la ligne, conformément à la figure 16 (le cadre est vertical et parallèle à la ligne).

Compte tenu des conventions choisies pour les courants, l'induction (indépendante de x) créée par un courant I_n en un point P de coordonnées (y, z) s'écrit :

$$\mathbf{B}_n = \frac{-\mu_0 I_n}{2\pi r} \left(\mathbf{k} \wedge \frac{\mathbf{r}}{r} \right) \quad (\text{V.32})$$

Avec :

$$\mathbf{i} = (y - y_n) \mathbf{j} + (z - z_n) \mathbf{k} \quad (\text{V.33})$$

D'où :

$$\mathbf{B}_n = \frac{-\mu_0 I_n}{2\pi r^2} ((y - y_n) \mathbf{j} + (z - z_n) \mathbf{k}) \quad (\text{V.34})$$

La composante horizontale de \mathbf{B} créée par l'ensemble des conducteurs est :

$$\mathbf{B}_y = \frac{-\mu_0 I_n}{2\pi} \sum_n \cos(\omega t - \varphi_n) \frac{z - z_n}{(y - y_n)^2 + (z - z_n)^2} \quad (\text{V.35})$$

Le flux de \mathbf{B} traversant une surface s'appuyant sur le cadre est :

$$\Phi = \int_s \mathbf{n} \cdot \mathbf{B} ds = \int_{h_m}^{h_M} B_y(x, y) dy \quad (\text{V.36})$$

Ce qui donne :

$$\Phi = \frac{-\mu_0}{4\pi} \sum_n I_n \cos(\omega t - \varphi_n) \ln \frac{(h_M - z_n)^2 + (y - y_n)^2}{(h_m - z_n)^2 + (y - y_n)^2} \quad (\text{V.37})$$

Et la f.é.m. induite dans le cadre :

$$e(y, t) = -\frac{d\Phi}{dt} = \sum_n I_n \sin(\omega t - \varphi_n) \ln \frac{(h_M - z_n)^2 + (y - y_n)^2}{(h_m - z_n)^2 + (y - y_n)^2} \quad (\text{V.38})$$

La figure V.12 donne la tension induite dans le cadre, en fonction de la position sous les lignes, pour des valeurs efficaces de courant de 866 A. les valeurs sont en millivolt.

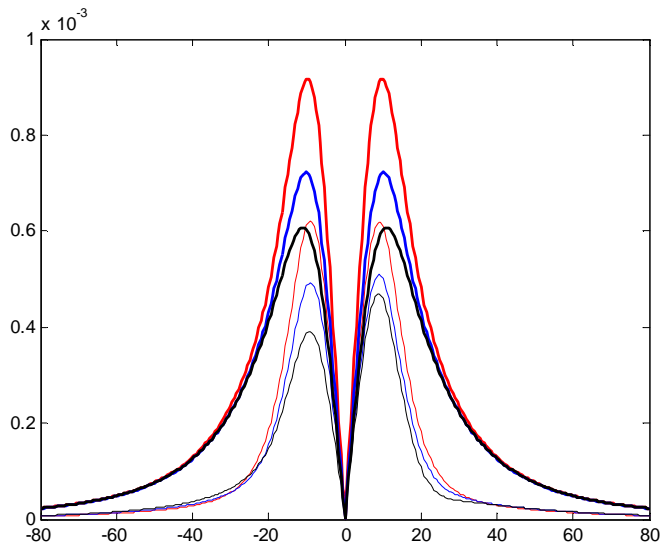


Fig.V.12-tensions induite pour les conditions d'exploitation listées dans le tableau.V.4 avec et sans blindage

Les trois cas listés dans la figure V.4 sont représentés dans la fig.V.12, le cas de la ligne hexa phasée est le plus défavorable suivi par le cas 2 puis le cas 3. L'exploitation de la ligne en réactance faible offre le moindre effet. Pour les résultats de simulation dans la figure.V.12 la hauteur des conducteurs est la hauteur minimum dans le tableau V.1

Les courbes en gras représentent les tensions induites dans le cadre sans blindage.

V.3 BLINDAGE ÉLECTRIQUE

Une méthode pour minimiser l'effet du champ électrique est de protéger (blinder) la zone d'intérêt par rapport aux conducteurs de la haute tension. Le blindage réduit le champ électrique et par conséquent ses effets. La plupart des effets du champ se produisent près du sol, ils dépendent de l'amplitude du champ électrique non perturbé au sol. La réduction de ce champ est le premier objectif des méthodes discutées dans cette section. Il est à noter, que d'autre méthode sont utilisées pour réduire ou éliminer des effets spécifiques tels que la mise à la terre des structures et l'usage de vêtement en tissu conducteur pour les travailleurs en haute tension.

Les différentes méthodes de blindage représentent des alternatives pour atteindre des objectifs spécifiques. Toutes fois, ni l'évaluation des coûts ni l'analyse complète des avantages et inconvénients des méthodes ne sont discutés, car trop de paramètres rentre en jeu, dont des considérations d'ordre local ainsi d'autres d'ordre purement subjectifs.

Les méthodes de blindages sont classée en deux catégories : passives si le blindage est fait par une structure mise à la terre, active si le blindage est fait par des conducteur sous une tension appropriée en amplitude et en phase.

Chaque méthode réduit les valeurs du champ et du potentiel de l'espace. Un paramètre utile pour quantifier le degré de blindage est le facteur de blindage, SF , défini comme suit :

$$E_s = E_u \cdot SF \quad (V.39)$$

où E_s est le champ électrique au niveau du sol avec le blindage et E_u et le champ électrique non perturbé. L'efficacité du blindage, SE , peut être défini comme :

$$SE = 1 - SF = \frac{E_u - E_s}{E_u} \quad (V.40)$$

La combinaison des équations (V.39) et (V.40) donne :

$$E_s = E_u (1 - SE) \quad (V.41)$$

Les concepts de facteur de blindage et d'efficacité du blindage peuvent être appliqués aux objets dans des champs non uniformes ou loin du sol. Dans ces cas, il est préférable d'utiliser le potentiel :

$$V_{sps} = V_{spu} \cdot SE \quad (V.42)$$

Où V_{sps} est le potentiel dans l'espace avec blindage et V_{spu} le potentiel non perturbé.

$$E_s(X) = E_u \left[1 - SE_\infty f\left(\frac{X}{H}\right) \right] \quad (V.43)$$

Ce facteur s'applique seulement sur la plus proche extrémité. L'extrémité lointaine contribue à réduire l'efficacité du blindage, alors que la charge accumulée sur le conducteur de l'extrémité proche augmente l'efficacité du blindage et par conséquent, il y a un effet de compensation.

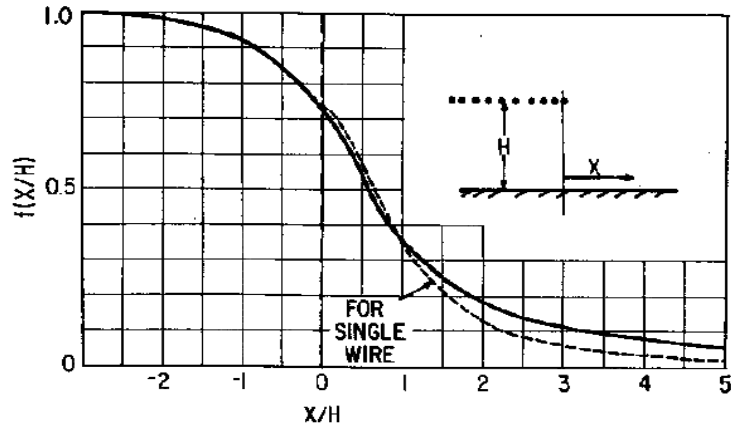


Fig.V.13-Cette méthode est juste pour un ratio H/S ,
jusqu'à 1.8.

V.3.1 Choix de du conducteur pour le blindage

Le choix du conducteur pour le blindage est un compromis entre différentes sections : une grande section du conducteur pour un meilleur blindage, un effet couronne moindre, une meilleure résistance aux efforts mécaniques dû à la neige et une petite section avec un minimum de conducteurs pour des raisons économiques et moins d'impacte visuel.

V.3.2 Gradient de surface des conducteurs du blindage

La charge sur la surface des conducteurs du blindage génère un champ électrique, qui peut initier l'effet couronne, même si le blindage est mis à la terre. La charge par conducteur, q_w , est proportionnelle à l'espacement entre conducteurs.

$$q_w = \epsilon E_u \cdot (SE)S \quad (V.44)$$

V_{sp} : et le potentiel non perturbé à l'endroit du conducteur.

Le gradient de surface pour un blindage fini est:

$$E_w = \frac{q_w}{2\pi r} = \frac{E_u \cdot (SE)s}{2\pi r} \quad (V.45)$$

Dans la pratique, pour un blindage fini sous une ligne, le couplage mutuel entre conducteurs n'est pas constant, et il y a une augmentation du couplage à la proximité de la ligne. Un facteur de 1.1 pour corriger l'efficacité du blindage donne une meilleure approximation pour le gradient de surface des conducteurs du milieu du blindage.

$$E_w = \frac{q_w}{2\pi r} = 1.1 \frac{\frac{V_{sp}}{H} \cdot (SE)S}{2\pi r} \quad (V.46)$$

Pour le gradient de surface des conducteurs des extrémités, la formule empirique suivante :

$$E_{we} \approx \left(1 + 0.21 \frac{H}{S}\right) (1.1) \frac{\frac{V_{sp}}{H} \cdot (SE)S}{2\pi r} \quad (V.57)$$

Les limites du gradient de surface des conducteurs d'un blindage sont :

Pour un diamètre jusqu'à 1cm, $E_{w,rms} < 20KV / cm$.

Pour un diamètre de 1 jusqu'à 4cm, $E_{w,rms} < 15KV / cm$.

V.3.3 Application à la ligne 400 KV d'Oran-Blida

La Fig.V.26 décrit la ligne 400KV Oran-Blida avec un blindage constitué de trois conducteurs $ng=3$ sous la phase inférieure de chaque terne espacés d'une distance Sg et culminant à une hauteur hg .

| hgw(m) | h3(m) | h2 (m) | h1 (m) | r3 (m) | r2 (m) | r1 (m) | hg (m) | Sg (m) | dg(cm) |
|--------|-------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| 50 | 41 | 32 | 22 | 17 | 19 | 15 | 6-18 | 2.3 | 2 |

Tableau V.5-dimensions de la ligne avec blindage

Le tableau V.5 est un rappel des principales dimensions de la ligne, en plus, les grandeurs caractéristiques du blindage. dg est le diamètre des conducteurs du blindage. La simulation a été donnée pour les hauteurs des conducteurs diminuées de 4m, pour introduire l'effet de la flèche des conducteurs, le calcul s'est fait pour une valeur maximum E_{max} du champ électrique.

La tension des conducteurs du blindage est égale à 0. Dans la Fig.V.15 le résultat d'une simulation du système tel que décrit avec hg la hauteur du blindage variant de 6 à 18m.

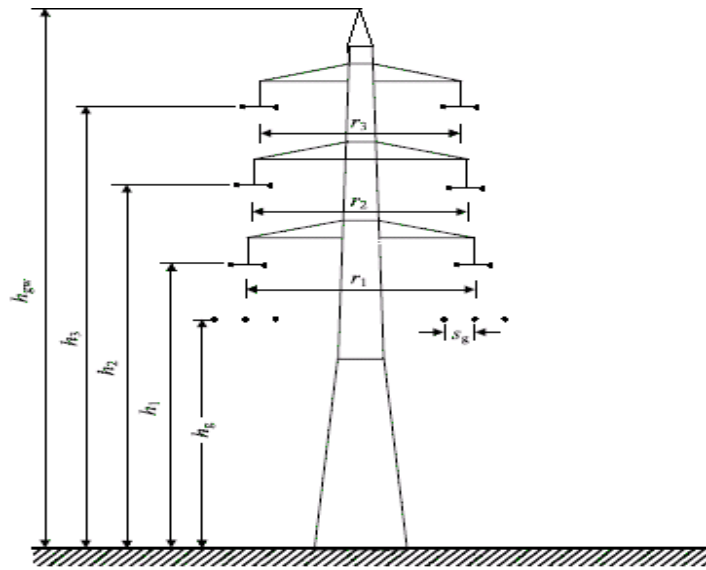


Fig.V.14- la ligne 400KV Oran Blida avec un blindage

L'espace entre les conducteurs du blindage est de 2.3m et un diamètre de 2 cm. Le profile du champ électrique a été calculé sur 80m de part et d'autre de la ligne. Les deux profiles en rouge sont ceux de la ligne sans blindage, ils ont été introduits à des fins de comparaison.

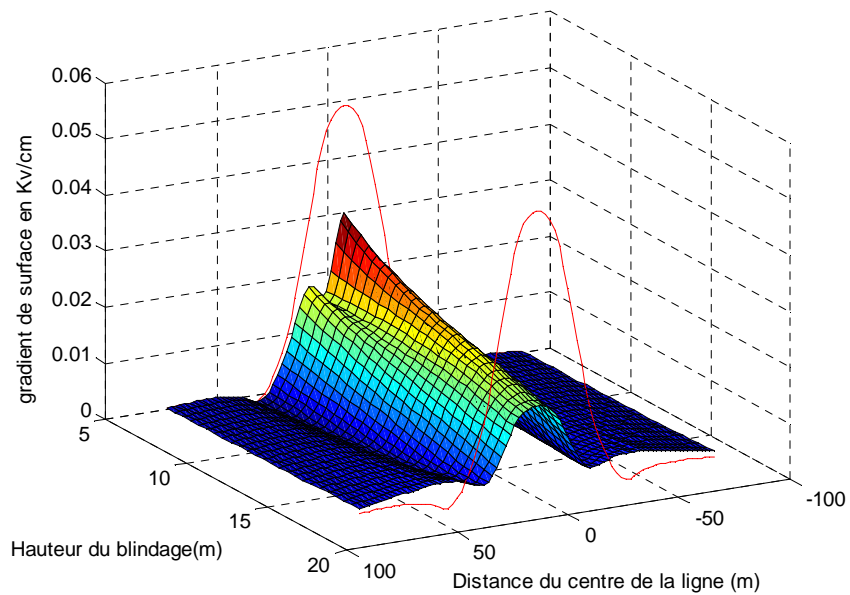


Fig.V.15-Variation du profile du champ avec la hauteur du blindage

Le profile du champ connaît une distorsion avec la présence du blindage et la variation de la hauteur h_g . Le champ change de profile en nombre de maximas et de valeurs max. Pour $h_g=6m$, le champ sous la ligne est réduit de 0,049 à 0.03 KV/cm. Une réduction de 25% est effective à 25 m à la limite du couloir du droit de passage. Le blindage est d'autant plus efficace qu'il est plus proche des conducteurs de phases de la ligne. Cependant, il y a une limitation importante qu'est le gradient de surfaces des conducteurs des phases inférieurs de la ligne et ceux du blindage. La hauteur maximum simulée est $h_g=18m$, la réduction des champs y est maximale. Toutefois une telle hauteur peut ne pas être faisable dans la réalité à cause de la flèche et des contraintes liées au vent. S'agissant de la simulation, la hauteur $h_g=18$ correspond à une distance de 0.6m entre le conducteur de la phase inférieure et celui du milieu du blindage, car, rappelons que la hauteur des conducteurs à été réduite de 4m pour tenir en compte la flèche le long de la porté. Dans la Fig.V.15- nous constatons que jusqu'à 15m les gradients de surfaces restent dans la limite du tolérable en l'occurrence <23.4 KV/cm pour les conducteurs de la phase inférieure de la ligne et <10 KV/cm pour les conducteur du blindage. Il en sort, aussi, que les conducteurs d'extrémité ont un gradient de surface plus important lorsque le blindage est loin de la ligne mais cela tend à s'inverser lorsque H augmente.

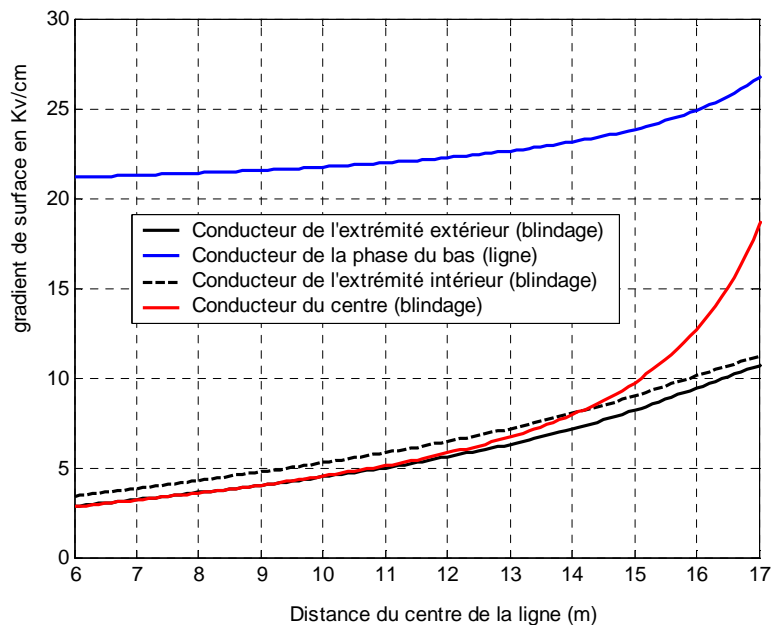


Fig.V.16- comportement des gradients de surfaces avec la variation de la hauteur du blindage

Le gradient de surface des conducteurs de la phase inférieure atteint 27KV/cm pour H=17m. Ceci est dû à la proximité de la tension de référence portée par le blindage, ce qui conduit à de grands gradients de tensions qui dépassent le seuil de la rupture diélectrique de l'air.

Le blindage est caractérisé par son efficacité, cette grandeur met en évidence l'utilité du blindage en le quantifie. La lecture de la Fig.V.17 indique que le blindage à 15m de hauteur avec les paramètres précédemment cités, assure une réduction, du champ électrique, autour de 70% à l'intérieur du couloir du droit de passage.

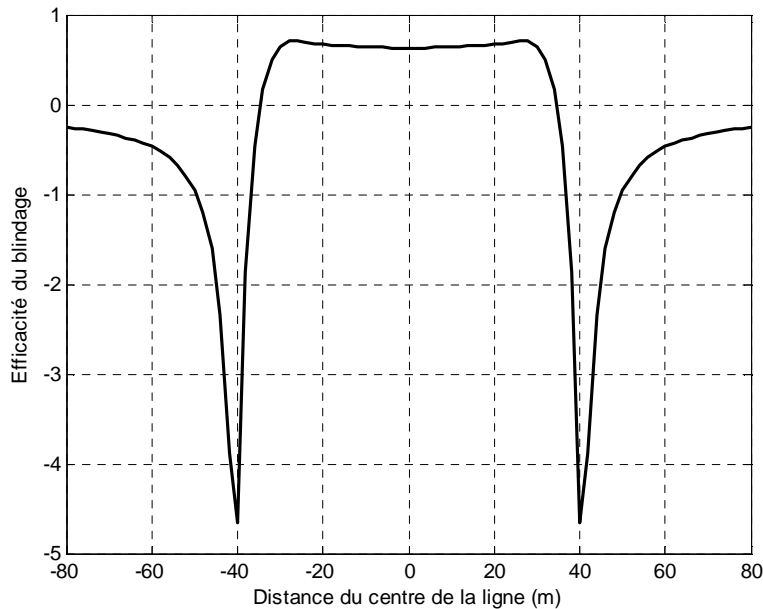


Fig.V.17- efficacité du blindage

La réduction du champ est maximale à la limite du droit de passage et diminue pour s'annuler à 36 m. La tendance s'inverse au-delà des 36m, il y a une augmentation du champ électrique, l'augmentation est maximale à 40m, où le champ est augmenté de 4.6 fois de sa valeur initiale. Ceci nous renvoie au fait que le blindage doit être destiné à une région bien spécifiée. Pour la zone extérieure à la ligne, le blindage vertical est plus approprié.

Dans (Fig.V.18) sont comparés les profils du champ électrique avec un blindage de 5 et 6 conducteurs au profil du champ électrique sans blindage. L'on remarque que l'efficacité du blindage augmente avec le nombre de conducteurs. Ce qui est vrai jusqu'à 18 conducteurs. Au-

delà de 18 conducteurs l'espace entre conducteurs S_g devient si petit que la variation de l'efficacité du blindage en fonction du nombre de conducteur devient asymptotique.

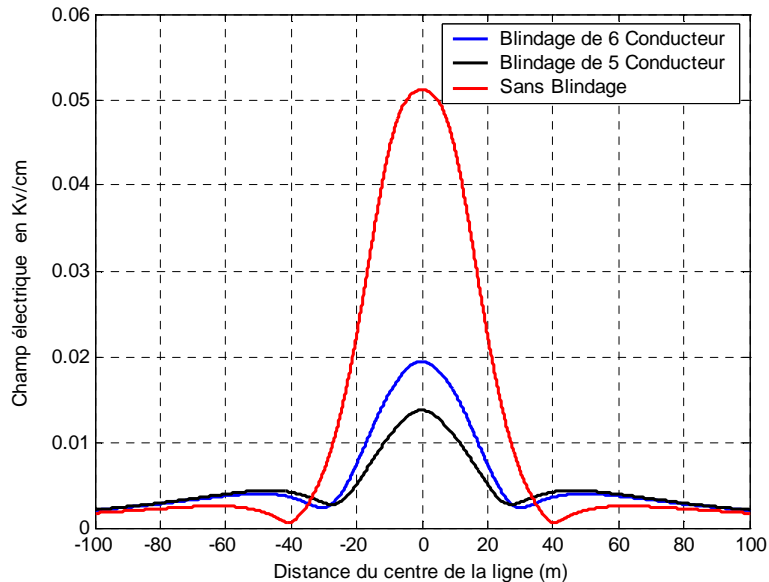


Fig.V.18- influence du nombre de conducteurs du blindage

V.4 Conclusion

Nous avons présenté une méthode analytique pour l'évaluation du champ magnétique produit par les lignes extra haute tension. Une méthode de calcul, détaillée, qui prend en compte plusieurs paramètres et donc une évaluation rigoureuse du champ magnétique ; cette méthode, prend en considération le fait que les faisceaux sont constitués de deux conducteurs, elle inclut, aussi, l'effet du câble de garde et sa contribution dans le retour du courant. L'utilisation de cette méthode, en considérant une ligne typique en 2 x trois phases ; a permis l'évaluation de l'efficacité du blindage par une boucle compensée.

Une réduction significative du champ électrique au niveau du sol peut être atteinte par l'introduction de conducteurs passifs mis à la terre. Ceci conduit à une augmentation négligeable des gradients de surfaces. Ces conducteurs peuvent être utilisés également comme support pour télécommunication.

CONCLUSION GENERALE

Au cours de ce travail, nous nous sommes consacrés à l'étude des aspects de compatibilité électromagnétique liées aux lignes d'extra haute tension en l'occurrence les champs électriques et magnétiques et les perturbations radioélectriques.

Dans un premier temps, nous avons effectué une étude bibliographique sur les mécanismes de couplage entre les champs électromagnétiques et les systèmes électriques et vivants, leurs effets sur la santé, et les normes en matière de protection envers les radiations non ionisantes.

Cette étude fait apparaître deux problématiques :

- comment caractériser les champs électromagnétiques ?
- comment adopter les simplifications adéquates pour pouvoir caractériser ses champs sans tomber dans des complexités inutiles ?

Nous avons vu aussi la justification de l'hypothèse du découplage du champ électromagnétique en deux champs électrique et magnétique ainsi que l'appui théorique de cette approximation.

Nous avons ensuite développer un code de calcul basé sur la méthode des charges fictives couplées à la théorie des images pour calculer le champ électrique en deux dimensions au niveau du sol, Puis nous l'avons améliorer pour pouvoir calculer le champ électrique sur la surface des conducteurs des phases des lignes électriques, ce deuxième code est bien adaptés pour la problématiques des perturbations radioélectriques, car il fourni des résultats précis pour les gradients de surface.

Un code de calcul basé sur la méthode des charges fictives mais en trois dimensions a été développé aussi pour le calcul des champs électrique à proximité des lignes ou stations tenant en compte des géométrie plus complexe tel que la flèche des conducteurs ou la disposition des conducteurs est des jeux de barres dans une station.

Nous avons ensuite développé un code de calcul pour le champ magnétique en deux dimensions au niveau du sol basé sur le concept du potentiel vecteur magnétique couplées à la théorie des images. Puis nous l'avons amélioré pour pouvoir tenir compte de l'effet de compensation du à la proximité des conducteur d'un faisceau.

Nous avons aussi calculé le champ magnétique en trois dimensions tenant en compte la flèche des conducteurs des lignes de transport d'énergie. En suite nous avons utilisé ces codes à la ligne extra haute tension 400 KV Oran Blida et nous avons comparé les valeurs des champs magnétique et électrique avec les normes internationaux. En fin nous avons calculé

les perturbations radioélectrique de la ligne extra haute tension 400 KV Oran Blida en donnant un <<background>> théorique sur leurs origines et processus de formation.

Nous avons aussi rapporté le cinquième chapitre deux méthodes de blindage adaptées aux ligne extra haute tension, la première pour un blindage magnétique et la deuxième pour un blindage électrique.

Les codes de calcul précédemment cités ont été validés en comparant leurs résultats avec ceux trouvé dans la littérature et ce pour les mêmes dispositifs. On peut envisager d'utiliser l'ensemble de ces codes en l'état, dans un contexte industriel :

- pour préciser la répartition des champs au voisinage des lignes de transport d'énergie ou de stations ou postes électriques, et en particulier l'emplacement où les valeurs des champs sont maximales,
- pour vérifier la conformité aux normes des systèmes électriques rayonnants,
- pour aider à la conception des nouvelle lignes ou postes électrique en vue d'un meilleur rapport coût impact environnemental.

La précision des modèles que nous avons adopté dans le chapitre II, doit être améliorée. Ces modèles sont basés sur l'hypothèse qu'il n'y a pas d'interaction entre les conducteur porteurs des courants et que les courants du neutre et du câble de grade sont nuls.

Dans le chapitre III le model utilisé pour le calcul des champs électriques nous a permis d'étudier l'influence de divers paramètres sur la variation spatial de ces champs.

Pour le calcul en trois dimensions, l'hypothèse des charges approximée au premier ordre est suffisante pour le calcul des champs électriques au niveau du sol ; Tandis qu'il faudra une approximation de plus grand ordre dans le cas ou le calcul se fait à plus proche distance des conducteurs.

Dans le chapitre IV nous avons calculé le niveau perturbateur radioélectrique dans différentes conditions météorologiques avec une méthode comparative.

Pour le calcul du champ magnétique, il est plus réaliste de supposer qu'il y ait une interaction entre les conducteurs, cette interaction est caractérisée par l'impédance mutuelle, cette dernière permet de prendre en compte l'effet de l'impédance mutuelle ainsi que l'effet des paramètres électriques et magnétiques du sol, cet objectif a été atteint dans le chapitre V. Aussi nous avons exposé une méthode de blindage pour le champ électrique et magnétique.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Sandrine ROBLOT "Caractérisation des couplages électromagnétiques dans les réseaux filaires cuivre en vue d'optimiser les transmissions à haut débit" thèse de doctorat. UNIVERSITÉ DE LIMOGES, 2007
- [2] E. J. Bridges, and M. Preached, "Biological Influences of Power Frequency Electric Fields- A Tutorial Review From a Physical and Experimental View point", *Proc. IEEE, Vol. 69, No. 9, pp. 1092-1 120, Sept. 1981.*
- [3] C. Polk, "Biological Effects of Low-Level Frequency Electric and Magnetic Fields", *IEEE Trans. on Education, Vol. 34, No. 3, pp. 243-249, Aug. 1991.*
- [4] W. F. Horton, S. Goldberg, "Power Frequency Magnetic Fields and Public Health", *CRC Press, Inc., Boca Raton, 1995.*
- [5] D. W. Deno, "Currents Induced in The Human Body By High Voltage Transmission Line Electric Field - Measurement and Calculation of Distribution and Dose", *IEEE Trans. on PAS, Vol. 96, No. 5, pp. 1517-1527 Sept/Oct. 1977.*
- [6] IEEE standard for safety levels with respect to human exposure to radio frequency electromagnetic fields, 0-3 KHz. IEEE std c95.6, 2002 edition, Institute of Electrical and Electronics Engineers, 2002.
- [7] R. G. Olsen, "Characteristics of low frequency electric and magnetic fields in the vicinity of electric power lines" *IEEE Transactions on Power Delivery, VOL. 7, NO. 4, October 1992, pp. 2046-2055.*
- [8] R. G. Olsen, "Power transmission electromagnetics" *IEEE Antennas and Propagation Magazine, Vol. 36, No. 6, pp. 8-16, December 1994.*
- [9] R.G. Olsen, and K.C. Jaffa, "Electromagnetic Coupling from Power Lines and Magnetic Field Safety Analysis," *IEEE Transaction on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-103, No. 12, pp. 3595-3607, Dec. 1984.*
- [10] R.G. Olsen, and D. Rouseff, "On the Wave Impedance for Power Lines," *IEEE Transaction on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-103, pp. 711-717, March 1985.*
- [11] J.A. Stratton, *Electromagnetic Theory*, McGraw-Hill, New York, p. 437, 1941.
- [12] R.E. Collin, *Field Theory of Guided Waves*, McGraw-Hill, New York, p. 68, 1960.

[13] R.G. Olsen, and G.L. Heins, "Electromagnetic Compatibility Of High Voltage Transmission Lines And-The Guidance Of Center Pivot Irrigation Units With Cornering Systems" IEEE Trans. on Power Delivery, Vol. 13, No. 4, pp. 1230-1237, October 1998.

[14] R. G. OIsen, "Power-Transmission Electromagnetics" IEEE Antennas and Propagation Magazine, Vol. 36, No. 6, pp. 7-16 December 1994.

[17] M. Abdel-Salam, M. H. Abdallah, "Transmission Line Electric Field Induction in Humans Using Charge Simulation Method", IEEE Trans. on Biomedical Eng., Vol. 42, NO. 11, pp. 1105-1109, NOV. 1995.

[18] Abdel-Salam H.A. Hamza, (2005) "Evaluation and measurement of magnetic field exposure over human body near EHV transmission lines". Electric Power Systems Research.74 .105–118.

[19] L. Krahenbühl, La méthode des équations intégrales de frontière pour la résolution des problèmes de potentiel en électrotechnique, et sa formulation axisymétrique. Thèse d'état, ECOLE CENTRALE DE LYON, 16.12.83.

[20] G. Filippopoulos, D. Tsanakas, "Analytical Calculation of the Magnetic Field Produced by Electric Power Lines" IEEE *transactions on power delivery*, vol. 20, no. 2, pp.1474-1482 april 2005

[21] James R. Stewart, Steinar J. Dale, Kenneth W. Klein, "Magnetic Field Reduction Using High Phase order Lines" IEEE *Transactions on Power Delivery*, Vol. 8, No. 2, April 1993 pp 626-636

[22] M. Abdel-Salam, H. Abdallah, M.TH. El-mohandes, H. El kishky (1999) "Calculation Of Magnetic Fields From Electric Power Transmission Lines" *Electric Power Systems Research* 49 99–105

[23] K. Budnik, W. Machczynski, "Contribution to studies on calculation of the magnetic field under power lines" EUROPEAN TRANSACTIONS ON ELECTRICAL POWER Euro. Trans. Electr. Power 2006; 16:345–364 May 2006

[24] Krajewski W (1995) Boundary element approach to the electric and magnetic field analysis in the vicinity of HV transmissionlines. Arch Elektr. Volume 78, Number 6, 365-372,

[25] Mamishev AV, Nevels RD, Russell BD. Effects of conductor sag on spatial distribution of power line magnetic field. IEEE *Transactions on Power Delivery* 1996; 11:1571–1576.

[26] Abdel-Salam H.A. Hamza , Shaher A. Mohmoud b, Samy M. Ghania(2002) "Environmental pollution by magnetic field associated with power transmission lines".*Energy Conversion and Management* 43 2443–2452.

- [27] S. Shahnawaz Ahmed, Rezaul Haque, A.K.M. Rashidul Hasan, Aminul Haque Siddiqui "Determining EHV transmission line magnetic fields by applying the vector magnetic potential concept" *Electric Power Systems Research* 35 (1995) 127-132
- [28] Michel. Hulin; Nicol. Hulin; Denise Perrin; "Équations de maxwell Ondes électromagnétique" DEUG SCIENCES DUNOD
- [29] R. G. Olsen, A. Pankaskie , "On The Exact, Carson And Image Theories For Wires At Or Above The Earth's Interface" *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, Vol. PAS-102, No. 4, pp 769-778, April 1983
- [30] Carson JR. "Wave propagation in overhead wires with ground return". *Bell System Technical Journal* 1926; 5:539–554.
- [31] Gary et Moreau. – L'effet de couronne en tension alternative. Éditions Eyrolles (1976).
- [32] Deri A, Tevan G, Semlyen A, Castanheira A. "The complex ground return plane a simplified model for homogeneous and multi-layer earth return." *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems* 1981; 100:3686–3693.
- [33] Alain Sabot ; Jean Michaud "Choix et coordination des isolements" *Techniques de l'Ingénieur, traité Génie électrique D 4 750*.
- [35] Zaffanella, L.E. Kaune, W.T. (1992) "Analysis Of Magnetic Field Produced Far from Electric Power Lines". *IEEE Transactions on Power Delivery*, Vol. 7, No. 4, pp 2082-2091.
- [36] R.G. Olsen, V.L. Chartier, and D. C. James "The Performance Of Reduced Magnetic Field Power Lines Theory And Measurements On An Operating Line" *IEEE Transactions on Power Delivery*, Vol. 8, No. 3, pp. 1430-1442, July 1993.
- [37] El-Arabaty, A. M. Abdel-Salam and E. Mansour, "Electric field and corona threshold levels on HV bipolar transmission lines calculations vs. experiment", *IEEE Trans. PAS*, Vol. 77., pp. 236-3, 1977.
- [38] E.P.R.I., Transmission line reference book - 345kV and above , second edition, Electric Power Research Institute, 1982.
- [39] E.Durand, Electrostatique I les distributions. éditions MASSON
- [40] Boonchai. Techaumnat; and Tadasu. Takuma,"Calculation of electric field in two-dimensional arrangements by the method of multipole images" *Journal of Electrostatics* 64 (2006) 706–716
- [41] N. H. Malik, "A Review of the Charge Simulation Method and Its Applications", *IEEE Trans. On Electrical Insulation*, Vol. 24, No. 1, pp. 3-20, Feb. 1989.

- [42] H. Singer, H. Steinbigler, P. Weiss, "A Charge Simulation Method for the Calculation of High Voltage Fields", *IEEE Trans. on PAS*, Vol. 93, pp. 1660-1667, 1974.
- [43] Krajewski, W. (1998) "3-D model of the electric field excited by overhead HV lines" *Electrical Engineering 81 pp55-63* _9 Springer-Verlag
- [44] Mohamed M. Saied, "The Capacitive Coupling Between EHV Lines and Nearby Pipelines" *IEEE transactions on power delivery*, vol. 19, no. 3, pp. 1225-1232, july 2004.
- [45] J. L. Willems, "The Analysis of High-Phase-Order Power Transmission Systems" *IEEE transactions on circuits and systems*, vol. cas-29, no. 11, pp. 786-789, november 1982
- [46] I.A. Metwally "Electrostatic and environmental analyses of high phase order transmission lines" *Electric Power Systems Research 61 (2002) 149–159*
- [47] L.Paris, and M. Sforzini, "RI problems in HV line design," *IEEE Transactions (Power Apparatus and Systems)*, vol. PAS-87, no. 4, pp. 940-946, April 1968.
- [48] Claude GARY "Effet Couronne Sur Les Réseaux Electriques Aériens" *Techniques de l'Ingénieur, traité Génie électrique D 4440*
- [49] R.G. Olsen, S.D. Schennum, and V.L. Chartier, " comparison of several methods for calculating power line electromagnetic interference levels and calibration with long term data" *IEEE Transactions on Power Delivery*, Vol. 7, No. 2, pp. 903-913, April 1992
- [50] J. J. Laforest, M. Baretsky, and D. D. Maccarthy, "Radio-Noise Levels of EHV Transmission Lines Based on Project EHV Research" *IEEE transactions on power apparatus and systems*. vol. pas-85, no.12. pp.1213-1230 ,december 1966.
- [51] V.L. Chartier, D.E. Blair, R.D. Stearns, and D.J. Lamb, " Effect Of Bundle Orientation On Transmission Line Audible And Radio Noise" *IEEE Transactions on Power Delivery*, Vol. 9, No. 3, pp. 1538-1544, July 199
- [52] W. E. Pakala, R. Edgar, and J.R. Taylor , "A Method for Analysis of Radio Noise on High Voltage Transmission Lines" *IEEE transactions on power apparatus and systems*, vol. cas-29, no. 11, pp. 334-345 february 1968
- [53] James W. Hartley, Robert T. Smith, Herbert I. Dobson, "Tennessee Valley Authority's radio interference experiences on 500-kV transmission lines," *IEEE Power Apparatus and Systems*, Vol. PAS-87, pp. 910-11, April 1968.
- [54] Yoshitsugu. Sawada, "Calculating Method of Radio Noise Level and Its Application to Design of AC Power Transmission Line" *IEEE transactions on power apparatus and systems*, Vol. PAS-89, N°5, PP. 844 – 853, May 1970

- [55] R. G. Olsen, "Radio Noise Due To Corona On A Multiconductor Power Line Above A Dissipative Earth" *IEEE Transactions on Power Delivery*, Vol. 3, No. 1, pp.272-287, January 1988.
- [56] V.L. Chartier, S.H. Sarkinen, R.D. Stearns, and A.L. Burns, "Investigation Of Corona And Field Effects Of Ac/Dc Hybrid Transmission Lines" *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, Vol. PAS-100, No. 1, pp. 72-80, January 1981
- [57] O. Nigol, "Analysis of Radio Noise from High Voltage Lines, Pts. I and II," *IEEE Transactions Power Apparatus and Systems*, vol. 83, No. 5, pp. 524-541, May 1964.
- [58] H. H. Newell, T. W. Liao and F. W. Warburton, "Corona and RI caused by particles on or near EHV conductors: foul weather," *IEEE Trans. Power Apparatus and Systems*, vol. PAS-87, pp. 914. April 1968.
- [59] M. Brahami, A. Tilmatine, A. Kanssab, and A. Bendaoud "Future 400 kV Algerian Network and Radioelectric Disturbances in Dry Weather and Under Rain" *SERBIAN JOURNAL OF ELECTRICAL ENGINEERING* Vol. 4, No. 2. November 2007, 207-221
- [60] P. Pettersson, "Principles In Transmission Line Magnetic Field Reduction" *IEEE Transactions on Power Delivery*, Vol. 11, No. 3, pp. 1587-1593, July 1996
- [61] V. S. Rashkes, R Lordan, "Magnetic Field Reduction Methods: Efficiency And Cost" *IEEE Transactions on Power Delivery*, Vol. 13, No. 2, pp 552-559, April 1998
- [62] Pedro C. Romero, Jesús Riquelme Santos, Juan Carlos del Pino López, Antonio de la Villa Jaén, and José Luis Martínez Ramos, "A Comparative Analysis of Passive Loop-Based Magnetic Field Mitigation of Overhead Lines" *IEEE transactions on power delivery*, vol. 22, no. 3, july 2007 pp 1773-1780.
- [63] Matthias Ehrich, Lars Ole Fichte, Michael Luer "Magnetic Field Reduction Of Power Cables By Multi-Splitting Of Conductors And Compensation Effects" *Asia-Pacific Conference on Environmental Electromagnetics CEEM; 2000 May 3-7, Shanghai, China*
- [64] James R. Stewart, Steinar J. Dale, and Kenneth W. Klein, "Magnetic Field Reduction Using High Phase order Lines" *IEEE Transactions on Power Delivery*, Vol. 8, No. 2, April 1993 pp 628-636
- [65] J. A. Brandão Faria, M. E. Almeida "Accurate Calculation of Magnetic Field Intensity Due to Overhead Power Lines With or Without Mitigation Loops With or Without Capacitor Compensation" *IEEE transactions on power delivery*, vol. 22, no. 2, april 2007 pp 951-959
- [66] J. A. Brandão Faria ; M. E. Almeida "Computation of transmission line magnetic field harmonics" *eupean transactions on electrical power euro. trans. electr. power 2007; 17:512-525*

