

# Impact d'une Onde de Foudre sur un Pylône Electrique

L. Boufenneche, M. Chouki, S. Khedimallah, H. Belila, D. Sekki, A. Boudouda et B. Nekhoul.

**Résumé—** Dans cette étude nous nous intéressons à l'interaction entre une onde de foudre et le pylône électrique. Pour ce faire, nous souhaitons utiliser une modélisation fondée sur l'approche des lignes de transmissions qui nous paraît la mieux adaptée pour la prise en compte des différents bras et traité ainsi le pylône comme un réseau électrique radial avec une colonne principale qui est verticale. Cette nouvelle approche temporelle basée sur la FDTD (*Finite Difference Time Domain*) va nous permettre de traiter les deux types d'impacts (direct et indirect) de la foudre sur le pylône électrique.

**Mots clés—** FDTD (Finite Difference Time Domain), Onde de Foudre, Pylône électrique, Système matriciel.

## I. INTRODUCTION

La décharge rapide qui intervient au moment du coup de foudre provoque des variations considérables du champ électrique au dessus du sol. Ces variations agissent par influence sur les conducteurs placés dans ce champ, pylônes et les lignes aériennes (réseau électrique) qui vont en quelque sorte exporter la perturbation.

Pour analyser l'impact de foudre sur le réseau électrique d'importantes campagnes de mesures ont été réalisées et sont encore en cours vu la préoccupation des transporteurs de l'énergie électrique de palier ce phénomène entraînant parfois de très lourds dégâts matériels suivi d'interruption de la fourniture d'énergie.

L'objectif de notre travail est de proposer des outils de simulations permettant de modéliser l'interaction entre une onde de foudre et le pylône électrique. La forme générale du pylône en tant que support d'une ligne triphasée ou d'un terne, ne facilite pas une modélisation détaillée. La difficulté majeure réside dans la prise en charge des différents bras ainsi que la prise en compte de sa mise à la terre constituant la charge à son extrémité inférieure.

## II. MODELISATION DU PYLONE PAR LA THEORIE DES LIGNES

Pour notre travail de modélisation, comme nous l'avons déjà signalé afin de rester le plus proche possible de la réalité, nous optons pour la représentation du pylône par la théorie des lignes de transmission. Le type de pylône que nous étudions est celui présenté en Fig 1.

Les colonnes de chaque module peuvent être représentées comme des lignes multiconductrices uniformes et non uniformes qui peuvent être davantage réduit à une ligne monophasée. À proprement parler, la réponse électromagnétique d'un pylône à des ondes de foudre en cas d'un impact direct est modélisée par les équations des télégraphistes des lignes de transmission [1]:

$$\begin{cases} \frac{\partial v(x,t)}{\partial x} + Ri(x,t) + L \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = 0 \\ \frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C \frac{\partial v(x,t)}{\partial t} = 0 \end{cases} \quad (1)$$

Et dans le cas d'un impact indirect (couplage EM pylône-onde) par le système :

$$\begin{cases} \frac{\partial v(x,t)}{\partial x} + Ri(x,t) + L \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = v_s(x,t) \\ \frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C \frac{\partial v(x,t)}{\partial t} = i_s(x,t) \end{cases} \quad (2)$$

Où  $L$ ,  $R$  et  $C$  sont l'inductance, la résistance et la capacité de la ligne, respectivement.  $v_s(x,t)$  et  $i_s(x,t)$  sont les sources de tension et de courant équivalentes dues à l'onde de foudre.

Ces paramètres sont constants pour les segments horizontaux et peuvent être obtenus par les expressions développées par [2] [3] [4]. Dans le cas des segments inclinés et verticaux, les paramètres de la ligne varient avec la hauteur et les formulations proposées dans [5] [6] sont utilisées. Le courant circulant à travers un segment incliné peut être décomposé en ses composantes verticales et horizontales; cependant, ce type de segments est modélisé en utilisant une ligne équivalente horizontale ou verticale. La figure (1-b) illustre la représentation du pylône en figure (1-a) par un nombre de segments de lignes interconnectés.

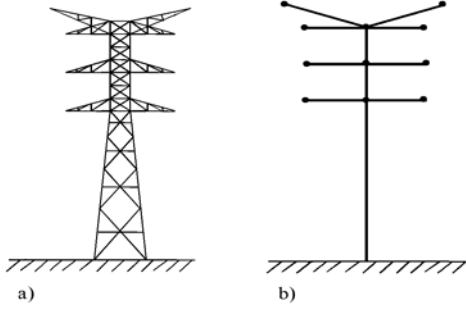


Fig 1-a). - Pylône de transmission classique,  
-b). - Représentation du pylône avec les segments des lignes de transmission.

### III. CONSTRUCTION D'UN SYSTEME MATRICIEL POUR LE CALCUL DES SURTENSIONS ET SURINTENSITES INDUITES SUR UN PYLONE ELECTRIQUE

Pour traiter le problème de propagation d'une onde transitoire sur un pylône électrique, nous proposons de construire et résoudre un système matriciel du type :

$$[A][X] = [B] \quad (3)$$

Où :

$[A]$  : est la matrice topologique du réseau qui tient compte des éléments propagatifs (partie verticale et bras) et des réseaux d'extrémités et d'interconnexion (nœuds).

$[X]$  : est le vecteur inconnu des courants et tensions sur l'ensemble des nœuds.

$[B]$  : est le vecteur excitation qui peut être un générateur de courant\_onde de foudre\_ ou une onde électromagnétique.

Cette approche ainsi présentée n'est autre que la résolution d'un ensemble d'équations de propagations liées par des conditions aux extrémités.

Le formalisme  $[A][X] = [B]$ , que nous utilisons en temporel est inspiré d'une représentation d'une ligne en fréquentiel établie à partir de la représentation par la matrice  $[\Phi]$  des liaisons propagatives [7].

En temporel, lors de la discrétisation par FDTD, les nœuds courants et tensions ne coexistent ni dans le temps ni dans l'espace. Dans notre travail, nous voulons calculer les courants et les tensions sur les nœuds extrémités du réseau. Pour cet objectif nous créons deux nœuds courants supplémentaires aux extrémités de la ligne ; pour ce faire, pour respectivement  $k=1$  ( $x=0$ ) et  $k=k_{\max}+1$  ( $x=L$ ), nous faisons

l'approximation [7]  $\Delta x = \frac{\Delta x}{2}$ .

Ceci nous permet d'écrire pour le modèle de Taylor [8] : À l'extrémité  $k=1$  ( $x=0$ ), la première équation s'écrit :

$$\left(\frac{C}{\Delta t}\right)U_1^n = \left(\frac{C}{\Delta t}\right)U_1^{n-1} - \frac{I_1^{n-1/2} - I_0^{n-1/2}}{\Delta x/2} - C \frac{(E_T)_1^n - (E_T)_1^{n-1}}{\Delta t} \quad (4)$$

Avec :

$E_T(x, z, t) = \int_0^h E_z^e(x, z, t) dz$  : source dû au champ électrique excitateur transverse ;

En posant  $U_1^n = (U(0))^n$  et  $I_0^{n-1/2} = (I(0))^{n-1/2}$ , donc l'équation (4) devient :

$$\left(\frac{C}{\Delta t}\right)(U(0))^n = \left(\frac{C}{\Delta t}\right)(U(0))^{n-1} - \frac{I_1^{n-1/2} - (I(0))^{n-1/2}}{\Delta x/2} - C \frac{(E_T)_1^n - (E_T)_1^{n-1}}{\Delta t} \quad (5)$$

Si nous introduisons l'approximation du courant  $(I(0))^{n-1/2}$  suivante :

$$(I(0))^{n-1/2} = \frac{(I(0))^n + (I(0))^{n-1}}{2} \quad (6)$$

L'équation (5) devient

$$\left(\frac{C}{\Delta t}\right)(U(0))^n = \left(\frac{C}{\Delta t}\right)(U(0))^{n-1} + \frac{(I(0))^n + (I(0))^{n-1}}{\Delta x} - \frac{I_1^{n-1/2}}{\Delta x/2} - C \frac{(E_T)_1^n - (E_T)_1^{n-1}}{\Delta t} \quad (7)$$

Finalement, on a la première équation d'extrémité :

$$\left(\frac{C}{\Delta t}\right)(U(0))^n - \frac{1}{\Delta x}(I(0))^n = \left(\frac{C}{\Delta t}\right)(U(0))^{n-1} + \frac{1}{\Delta x}(I(0))^{n-1} - \frac{2I_1^{n-1/2}}{\Delta x} - C \frac{(E_T)_1^n - (E_T)_1^{n-1}}{\Delta t} \quad (8)$$

À l'extrémité  $k = k_{\max} + 1$  ( $x = L$ ) la première équation de Taylor [8] s'écrit :

$$\left(\frac{C}{\Delta t}\right)U_{k_{\max}+1}^n = \left(\frac{C}{\Delta t}\right)U_{k_{\max}+1}^{n-1} - \frac{I_{k_{\max}+1}^{n-1/2} - I_{k_{\max}}^{n-1/2}}{\Delta x/2} - C \frac{(E_T)_{k_{\max}+1}^n - (E_T)_{k_{\max}+1}^{n-1}}{\Delta t} \quad (9)$$

En posant  $U_{k_{\max}+1}^n = (U(L))^n$  et  $I_{k_{\max}+1}^{n-1/2} = (I(L))^{n-1/2}$ , et en suivant la même démarche pour  $k=1$  ( $x=0$ ), nous obtenons la deuxième équation d'extrémité pour  $k = k_{\max} + 1$  ( $x = L$ ) :

$$\left(\frac{C}{\Delta t}\right)(U(L))^n + \frac{1}{\Delta x}(I(L))^n = \left(\frac{C}{\Delta t}\right)(U(L))^{n-1} - \frac{1}{\Delta x}(I(L))^{n-1} + \frac{2I_{k_{\max}}^{n-1/2}}{\Delta x} - C \frac{(E_T)_{k_{\max}+1}^n - (E_T)_{k_{\max}+1}^{n-1}}{\Delta t} \quad (10)$$

Ce qui nous permet d'écrire sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} \left(\frac{C}{\Delta t}\right) & -\frac{1}{\Delta x} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \left(\frac{C}{\Delta t}\right) & \frac{1}{\Delta x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (U(0))^n \\ (I(0))^n \\ (U(L))^n \\ (I(L))^n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \left(\frac{C}{\Delta t}\right)(U(0))^{n-1} + \frac{1}{\Delta x}(I(0))^{n-1} - \frac{2I_1^{n-1/2}}{\Delta x} - C \frac{(E_T)_1^n - (E_T)_1^{n-1}}{\Delta t} \\ \left(\frac{C}{\Delta t}\right)(U(L))^{n-1} - \frac{1}{\Delta x}(I(L))^{n-1} + \frac{2I_1^{n-1/2}}{\Delta x} - C \frac{(E_T)_{k_{\max}+1}^n - (E_T)_{k_{\max}+1}^{n-1}}{\Delta t} \end{bmatrix} \quad (11)$$

#### A. Représentation du pylône par un réseau radial

La Fig (2) illustre un pylône classique sous forme d'un ensemble de tubes (conducteurs verticaux et horizontaux) interconnectés par des nœuds d'interconnexions (réseaux d'interconnexion) et terminés à ses extrémités par des nœuds d'extrémités (réseaux d'extrémités).

Dans la suite de notre travail les indices indiquant le tube ou les nœuds aux extrémités de la ligne sont positionnés comme suit [7] :

$$\begin{bmatrix} \text{Nœud d'extrémité} / \text{d'interconnexion} \\ \text{tube} \end{bmatrix}$$

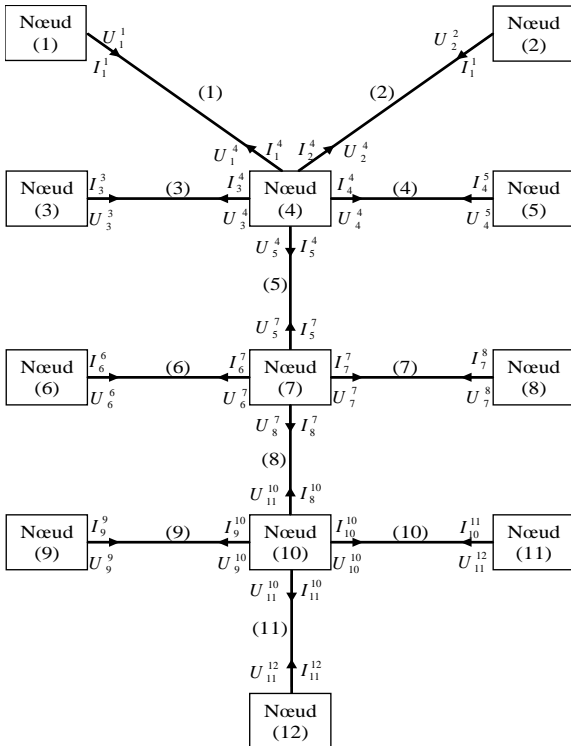


Fig 2. Approche topologique d'un pylône électrique.

Notons que dans le système  $[A][X] = [B]$ , la matrice  $[A]$  est constituée de deux sous matrices  $[A_1]$  et  $[A_2]$  [7].  $[A_1]$  contient l'ensemble des données des  $L$  lignes, et  $[A_2]$  les relations électriques aux  $M$  réseaux. Ces sous matrices sont construites après numérotation des nœuds et des tubes.

Le vecteur  $[B]$  est également composé de deux sous vecteurs  $[B_1]$  et  $[B_2]$ .  $[B_1]$  contient toutes les informations relatives à une éventuelle perturbation extérieure, et  $[B_2]$  aux générateurs localisés.

$$\underbrace{\begin{bmatrix} \text{Caractéristiques} \\ \text{du réseau} \\ \text{Conditions aux} \\ \text{limites} \end{bmatrix}}_{[A]} \underbrace{\begin{bmatrix} v(0), I(0); \\ v(L), I(L) \end{bmatrix}}_{[X]} = \underbrace{\begin{bmatrix} \text{Perturbations} \\ \text{extérieures} \\ \text{Générateurs} \\ \text{localisés} \end{bmatrix}}_{[B]}$$

#### B. Construction de la sous matrice $[A_1]$

La sous matrice  $[A_1]$  est obtenue après écriture des équations aux extrémités pour chaque conducteur (11). Pour le  $i^{\text{ème}}$  conducteur sa contribution dans la sous matrice  $[A_1]$  est ainsi définie [9] [10] :

$$[A_1] = \begin{bmatrix} \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \dots & \left(\frac{C}{\Delta t}\right) & -\frac{1}{\Delta x} & 0 & 0 & \dots \\ & [0] & [0] & \left(\frac{C}{\Delta t}\right) & \frac{1}{\Delta x} & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \end{bmatrix} \quad (12)$$

#### C. Construction de la sous matrice $[A_2]$

Dans ce paragraphe nous proposons de construire la sous matrice  $[A_2]$  qui correspond à la représentation de l'ensemble des nœuds du pylône. Supposons que nous désirons traiter un nœud d'interconnexion  $m$  du pylône (Fig 2), Les tensions et les courants en ce nœud sont obtenus en utilisant les lois de Kirchhoff en tensions et en courants (KVL et KCL) données par :

$$\sum_{k=1}^N ([Y_k^m][U_k^m] + [Z_k^m][I_k^m]) = [P^m] \quad (13)$$

Où :

--  $[Z_k^m]$  et  $[Y_k^m]$  sont des matrices résultantes de l'application des lois de Kirchhoff (KVL et KCL) au nœud  $m$ , et contenant des 0, 1, -1 ;

--  $[P^m]$  est le vecteur contenant des sources de courant ou de tension localisées et/ou les excitations dues aux champs excitateurs.

L'écriture de cette relation nécessite de bien définir les relations aux différents types d'extrémités du pylône.

#### D. Construction du vecteur inconnu $[X]$

Afin de construire les sous matrices  $[A_1]$  et  $[A_2]$ , il faut tout d'abord répartir les tensions (diffractées ou totales) et les courants inconnues aux extrémités des différents conducteurs dans le vecteur des inconnues  $[X]$ .

Pour le  $i^{\text{ème}}$  conducteur, à l'instant  $t = n.\Delta t$ , nous avons :

$$[X] = \begin{bmatrix} \vdots \\ (U_i(0))^n \\ (I_i(0))^n \\ (U_i(L))^n \\ (I_i(L))^n \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (14)$$

#### E. Construction du vecteur inconnu $[B]$

Ce vecteur est composé de deux sous vecteurs  $[B_1]$  et  $[B_2]$ , et défini comme suit [11] :

$$[B] = \begin{bmatrix} [B_1] \\ [B_2] \end{bmatrix} \quad (15)$$

Sa construction est fonction du modèle de couplage utilisé, et prend une forme simplifiée dans le cas d'une injection directe.

Le sous vecteur  $[B_1]$  est construit à partir du système matriciel (11) pour chaque conducteur du pylône électrique. Il prend les seconds membres des systèmes sur-désignées.

À l'instant  $t = n.\Delta t$  le sous vecteur  $[B_1]$  sera comme suit :

$$[B_1] = \begin{bmatrix} \vdots \\ \left( \frac{C}{\Delta t} \right) (U_i(0))^{n-1} + \frac{1}{\Delta x} (I_i(0))^{n-1} - \frac{2I_{i1}^{n-1/2}}{\Delta x} - C \frac{(E_{Ti})_i^n - (E_{Ti})_i^{n-1}}{\Delta t} \\ \vdots \\ \left( \frac{C}{\Delta t} \right) (U_i(L))^{n-1} - \frac{1}{\Delta x} (I_i(L))^{n-1} + \frac{2I_{i1}^{n-1/2}}{\Delta x} - C \frac{(E_{Ti})_{k_{\max}+1}^n - (E_{Ti})_{k_{\max}+1}^{n-1}}{\Delta t} \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (16)$$

#### Remarque :

Les courants  $I_{i1}^{n-1/2}$  et  $I_{ik_{\max}}^{n-1/2}$  sont calculés à partir des équations de récurrence (4) et (9).

Le sous vecteur  $[B_2]$  ne contient que des zéros :

$$[B_2] = \begin{bmatrix} \vdots \\ 0 \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (17)$$

Après construction du vecteur  $[B]$ , le système à résoudre sera de la forme :

$$[A][X] = [B] \quad (18)$$

Les tensions et les courants en chaque nœud du pylône peuvent être déduits en résolvant ce système à chaque pas du temps  $\Delta t$ .

En effet, à chaque instant, une fois les courants et les tensions calculés en chaque nœud du pylône, les équations de récurrences discrétisées par FDTD nous permettent de déduire en tout point de la discrétisation spatiale les courants et tensions nécessaires au pas suivant pour la construction du vecteur  $[B]$ .

#### Remarque

Pour le cas particulier d'une onde de foudre qui tombe directement sur le pylône électrique, le concept reste le même en notant que le champ électromagnétique est maintenant nul pour le sous vecteur  $[B_1]$ .

Par contre le sous vecteur  $[B_2]$  contient des zéros sauf sur le nœud d'injection de la foudre. Si nous modélisons l'injection par un générateur localisé de forme biexponentielle à l'extrémité du segment, on écrit alors :

$$[B_2] = \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ I_0 (\exp(-\alpha.n(\Delta t)) - \exp(-\beta.n(\Delta t))) \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (19)$$

Avec  $\Delta t$  le pas de la discrétisation temporelle,  $I_0$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  sont les paramètres de la biexponentielle.

## IV. VALIDATION

### A. Analyse de l'impact direct d'une onde de foudre sur un pylône électrique

Dans le but de faire une confrontation entre nos résultats d'application associés à notre modèle adopté dans cette étude (plusieurs segments interconnectés) détaillé paragraphe II et ceux publiés [11], nous considérons la configuration du pylône UHV montrée en figure 3.

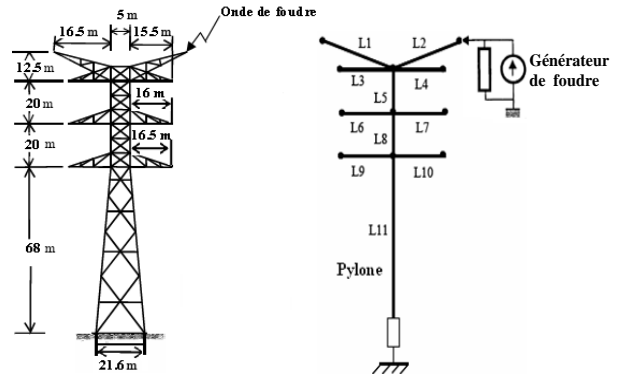


Fig .3. Configuration pour l'étude de l'impact direct (Notre modèle adopté).

L'impact direct est modélisé par un générateur de courant en biexponentielle  $i(t) = I_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$ , avec pour valeur des paramètres  $I_0 = 1.06537 \text{ kA}$ ,  $\alpha = 1.88 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ ,  $\beta = 1.6 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ . Le pylône est relié à sa base inférieure par une mise à la terre carrée (maille de dimensions  $21.6\text{m} \times 21.6\text{m}$ ). Notre modélisation de l'impact direct est réalisée sans prise en compte de l'effet du pylône sur le courant à la base du canal.

Les paramètres linéiques longitudinaux et transversaux des segments horizontaux et inclinés sont calculés en utilisant le formalisme décrit en [2] [3] [4]. Pour les segments verticaux, les paramètres linéiques sont calculés à partir du formalisme développé par A. Ametani [6].

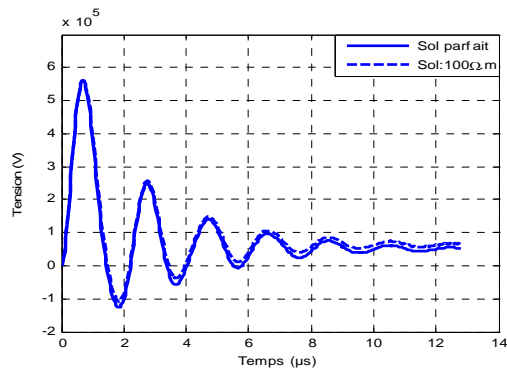


Fig 4.a. Tension au sommet (résultat de calcul).

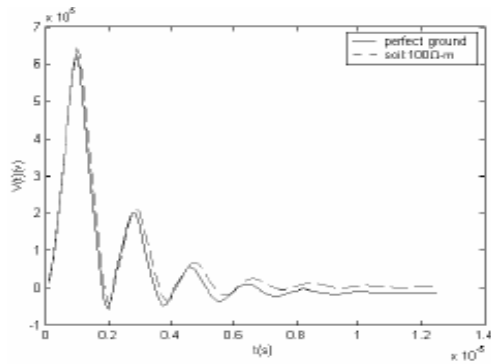


Fig 4.b. Tension au sommet (publié) [11].

Nos résultats de calculs sont très concordants avec ceux réalisés par G.Gao [11] (Fig 4.b). Nous notons une parfaite concordance aussi bien en amplitude qu'en allure générale (temps de montée et amortissement).

### B. Analyse de l'impact indirect d'une onde de foudre sur un pylône électrique

Nous abordons maintenant l'étude de l'impact indirect de la foudre sur le pylône électrique. Ce cas est généralement le plus souvent présent dans les zones orageuses.

Pour cela nous considérons un pylône électrique au dessus d'un sol parfaitement conducteur, d'une hauteur de  $62.8\text{m}$  et terminé par une résistance de terre  $R_t = 60\Omega$  à sa base inférieure. Le point d'impact est considéré symétrique par

rapport aux bras des phases et à une distance de  $50\text{m}$  de l'axe du pylône.

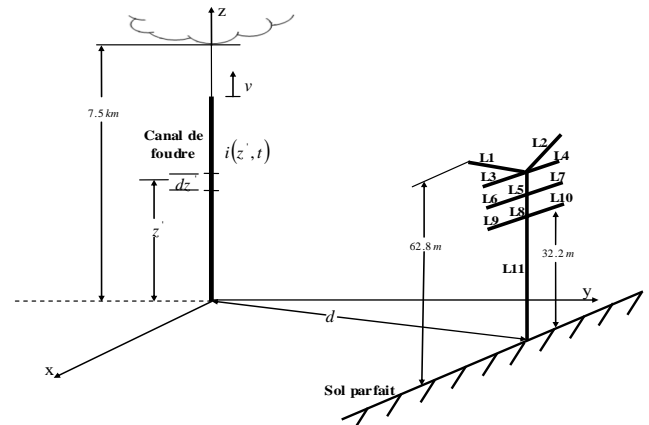


Fig 5. Géométrie de problème.

En tableau 1, nous regroupons les différentes caractéristiques géométriques associées au pylône mis sous un impact indirect d'une onde de foudre.

Tableau 1  
Différentes distances associées au pylône étudié.

<b>Distances entre bras</b>	
Entre deux bras de phases	12.7 m
Entre bras de phase et de câble de garde	5.2 m
<b>Colonne verticale</b>	
Diamètre	0.3 m
Longueur	57.6 m
<b>Bras</b>	
Diamètre	0.2 m
Longueur des bras de phases (horizontaux)	7.2 m
Longueur des bras de câbles de garde (inclinés)	9.96 m

Le champ électromagnétique a été calculé en partant d'un courant à la base du canal modélisé à l'aide d'une biexponentielle  $i(t) = I_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$ , avec pour valeurs des paramètres  $I_0 = 10 \text{ kA}$ ,  $\alpha = 3.10^4 \text{ s}^{-1}$ ,  $\beta = 10^7 \text{ s}^{-1}$ , et en utilisant le modèle MTL pour l'arc en retour avec une valeur typique de vitesse de l'arc en retour  $v = 1.3 \times 10^8 \text{ m/s}$  et un taux de décroissance de l'intensité du courant  $\lambda = 2 \text{ km}$  pour déterminer le courant le long du canal. Enfin la hauteur du canal de foudre a été fixée à une valeur de  $7.5 \text{ km}$ . Pour le calcul des paramètres linéiques des segments verticaux, nous optons ici pour le formalisme développé par J.A.Gutierrez [5].

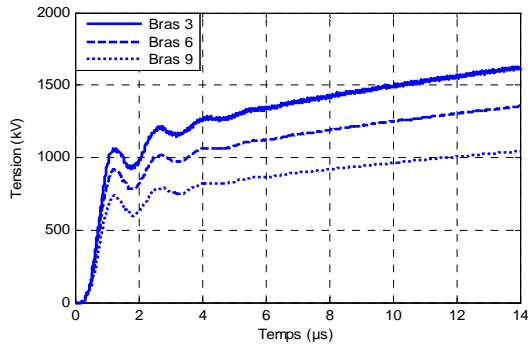


Fig 6. Tension induite sur les différents bras du pylône.

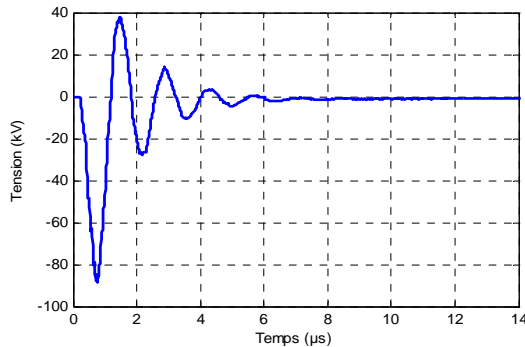


Fig 7. Tension induite à la base du pylône.

Les figures (Fig 6 et Fig 7) représentent respectivement les tensions sur les différents bras et à la base du pylône électrique.

Du résultat en Fig 6, nous constatons que l'impact indirect et aussi responsable d'une très forte surtension. En effet, vu que l'extrémité du pylône est ouverte, les phénomènes de réflexions amplifient la surtension. Ces fortes variations, deviennent décroissantes, lorsque le courant de foudre en biexponentiel entre dans la phase de décroissance.

## V. CONCLUSION

Dans ce travail, nous avons proposé d'analyser par modélisation l'impact de foudre direct (injection d'une énergie en un point) et indirect (couplage électromagnétique) sur un pylône.

Pour cet objectif, nous avons opté pour le choix d'une modélisation par la théorie des lignes de transmission qui nous paraît la plus appropriée vue la nature filiforme du corps et des bras du pylône. Pour l'analyse de l'interaction entre la foudre et le pylône nous avons adapté un formalisme déjà développé au LAMEL [11] [12] qui consiste à construire et résoudre un système d'équations linéaires ou non dont l'excitation (second membre) peut être un générateur de courant et/ou de tension ou carrément une onde électromagnétique.

Pour la validation de nos développements, nous avons dans le cas d'une injection directe confronté nos calculs à ceux publiés dans la littérature [11]. Ces validations nous permettent d'affirmer que l'approche que nous utilisons est plus que satisfaisante en termes de la qualité des résultats obtenus et évite l'utilisation du tout numérique qui nous paraît inadéquat et devient très lourd pour ce type d'applications.

## VI. REFERENCES

- [1] J. L. Naredo, P. Moreno, A. Soudack, J. R. Martí, "Frequency Independent Representation of Transmission Lines for Transient Analysis Through the Method of Characteristics", Proceedings of the 1993 Athens Power Tech., Vol. 1, pp. 28-32, September 5-8, Athens, 1993.
- [2] R. H. Galloway, W. B. Shorrocks and L. M. Wedepohl, "Calculation of electrical parameters for short and long polyphase transmission lines", Proceeding IEE, Vol. 111, pp. 2051-2059, December 1964.
- [3] C. Gary, "Approche Complète de la propagation multifilaire en haute fréquence par utilisation des matrices complexes", EdF Bulletin de la Direction des Etudes et Recherches, Serie B, no. 34, pp. 5-20, 1976.
- [4] A. Semlyen, A. Deri, "Time Domain Modelling of Frequency Dependent Three-phase Transmission Line Impedance", IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-104, No. 6, June 1985.
- [5] J.A. Gutierrez et al, "Nonuniform transmission tower model for lightning transient studies", IEEE Trans. on Power Delivery, vol. 19, no. 2, pp. 490-496, April 2004.
- [6] A. Ametani, Y. Kasai, J. Sawada, A. Mochizuki, T. Yamada, "Frequency-dependent impedance of vertical conductors and a multiconductor tower model", IEE Proceeding Generation, Transmission and Distribution, Vol. 141, No. 4, July 1994.
- [7] Clayton R. Paul, "Analysis of multiconductor transmission lines", Wiley Interscience, 1994.
- [8] Taylor, C.D., R.S. Satterwhite, and C.W. Harrison, "The response of a terminated two-wire transmission line excited by a nonuniform electromagnetic field", IEEE Transaction on antenna propagation, AP-13, 1965.
- [9] S. Kaouche, B. Nekhou, K. Kerroum et K. El Khamlichi Drissi, "Modélisation des perturbations induites par une onde de foudre sur un réseau de puissance non linéaire par FDTD", revue internationale de génie électrique (RIGE), pp.1-38, 2007.
- [10] S. Kaouche, S. Mezoued, B. Nekhou, K. Kerroum and K. El Khamlichi Drissi, "Induced disturbance in power network by lightning, International symposium on electromagnetic compatibility", EMC Europe, September 4-8, 2006, Barcelona, Spain, pp. 935-940.
- [11] C.Gao, L.Li, B.Li, and Z.Zhao, "Computation of Power Line Tower Lightning Surge Impedance Using the Electromagnetic Field Method", 17th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility, 2006.
- [12] Rachidi, F., and C.A. Nucci, Uman, Lin, and Standler, "The Modified Transmission Line lightning return stroke current models", journal of Geophysical Research, 95 (D12) 20389-94, 1990.