

II.1 Introduction

La foudre est attirée par les objets élevés, pour cela les chercheurs ont instrumenté les objets élevés un peu partout dans le monde pour pouvoir ainsi mesurer le courant de foudre et le champ électromagnétique associé. Dans les modèles d'Ingénieur, la distribution spatio-temporelle du courant dans le canal de foudre dépend des paramètres mesurés comme le courant à la base du canal, la vitesse de l'arc en retour et le champ électromagnétique.

Ceci nous à mener à considérer que la valeur de la vitesse de l'arc en retour mesurée pouvait influencer le calcul du champ électromagnétique, pour cela, dans ce chapitre nous allons nous intéresser aux travaux publiés dans la littérature qui utilisent la vitesse de l'arc en retour, pour la modélisation du champ électromagnétique de la foudre, en commençant par classifier les modèles de l'arc en retour sans la présence de l'objet élevé, ensuite, nous présenterons les modèles de la distribution du courant le long de la tour et le long du canal de foudre, nous citerons les différents travaux dans la littérature qui concernent la vitesse de l'arc en retour mesurée et on terminera par une conclusion générale.

II.2 Classification des modèles de l'arc en retour sans la présence de l'objet élevé

Rakov dans [16] a généralisé les modèles d'ingénieur d'arc en retour cité dans la littérature par l'équation suivante :

$$I(z', t) = u \left(t - \frac{z'}{v_f} \right) P(z') i \left(0, t - \frac{z'}{v} \right) \quad (\text{II.1})$$

Où :

$$U(x) = \begin{cases} 1 & x \geq 0 \\ 0 & \text{ailleurs.} \end{cases}$$

$U(t)$: la fonction de Heaviside égale à l'unité pour $t \geq z'/v_f$ et zéro ailleurs.

$P(z')$: le facteur d'atténuation.

v_f : la vitesse du front.

H_{tot} : la hauteur totale du canal de foudre.

C : la vitesse de la lumière.

v : la vitesse de propagation de l'onde du courant.

Le tableau II.1 est le résumé des modèles d'ingénieurs décrits précédemment

Tableau II.1 P (z) et v pour les cinq modèles d'ingénieur [19].

| Le modèle | P (z') | V |
|-----------|--------------------|----------|
| TL | 1 | v_f |
| MTLE | $1e^{-z'/\lambda}$ | v_f |
| MTLL | $1-z'/H$ | v_f |
| BG | 1 | ∞ |
| TCS | 1 | -c |

2.1 Modèle électromagnétique

Modèles électromagnétiques ont été largement utilisés par les chercheurs de foudre pour enquêter sur coups de foudre à de grandes structures. Un modèle-Theory type d'antenne a été proposée par Podgorski et Landt en 1985 et elle a été appliquée pour analyser les impacts de foudre à la Tour CN. Dans les modèles AT-type (par exemple), l'objet de grève élevée est représenté à l'aide des fils minces et le sol est généralement supposé être parfaitement conducteur [20].

Très récemment, la conductivité du sol fini et la structure de mise à la terre enterrée de la tour ont été inclus dans l'analyse. Le canal de retour AVC foudre est modélisé comme une antenne filaire verticale et le retour du courant-temps la foudre est injecté par une source de tension à la pointe de la tour. La distribution de courant le long du canal et le long de la tour se trouve en résolvant une équation intégrale du champ électrique [20].

2.2 modèles «RLC » ou « modèles des lignes de transmission »

La décharge de foudre est représentée comme un processus transitoire sur une ligne de transmission caractérisée par une résistance, une inductance et une capacité, tous par unité de longueur. Ce type de modèles est utilisé pour déterminer le courant de foudre en fonction du temps et de la hauteur et par la suite le calcul du champ électromagnétique rayonné [17].

2.3 Modèles physiques

Se basent sur les études faites dans les laboratoires de recherche sur les décharges électriques depuis une cinquantaine d'années, leurs applications sur le mécanisme de la foudre se distinguent d'être, du point de vue conceptuel, comme les modèles les plus complets et les plus performants. Ils sont basés sur une approche physico-chimique décrivant l'évolution d'une décharge électrique dans un plasma contenu dans un volume cylindrique. En faisant intervenir ainsi, les équations de conservation de masse et d'énergie, les équations d'état et les équations de Maxwell.

Cependant, en dépit de leur rigueur théorique, ces modèles n'ont jamais donné une entière satisfaction de point de vue prédiction des champs électromagnétiques rayonnés [17].

De plus ils sont connus pour être des modèles lourds, car ils nécessitent une connaissance des différents phénomènes physiques difficiles à déterminer avec précision tels que les coefficients d'ionisation et de recombinaison de l'air, les propriétés thermodynamiques du canal, les conductivités thermiques et électriques du canal, ...etc.

II .3 Distribution du courant dans la tour et dans le canal de foudre

Pour analyser l'interaction de la foudre avec les objets élevée (la tour), les modèles d'ingénieur utilisés pour la modélisation du courant de l'arc en retour initié du sol ont été modifiés pour tenir compte de la présence des objets élevés. Dans ces modèles, il est supposé que l'impulsion du courant $i_0(t)$ est injectée dans le canal de la foudre et la tour au même instant. Lorsque le point de connexion de la foudre avec la tour : une onde ascendante se propage le long de la foudre avec une vitesse v , du courant de l'arc en retour, et l'autre onde descendante ce propage avec la vitesse c de la lumière figure (II.1) le long de la tour. Cette dernière est considérée comme étant une ligne de transmission homogène sans pertes et de longueur h . Elle est caractérisée par son impédance caractéristique z et possède deux coefficients de réflexion du courant de aux deux extrémités de la tour, (ρ_t au sommet de la tour, ρ_g au bas de la tour). Il existe deux représentations du courant de l'arc en retour pour les modèles d'ingénieurs avec la présence de la tour [19].

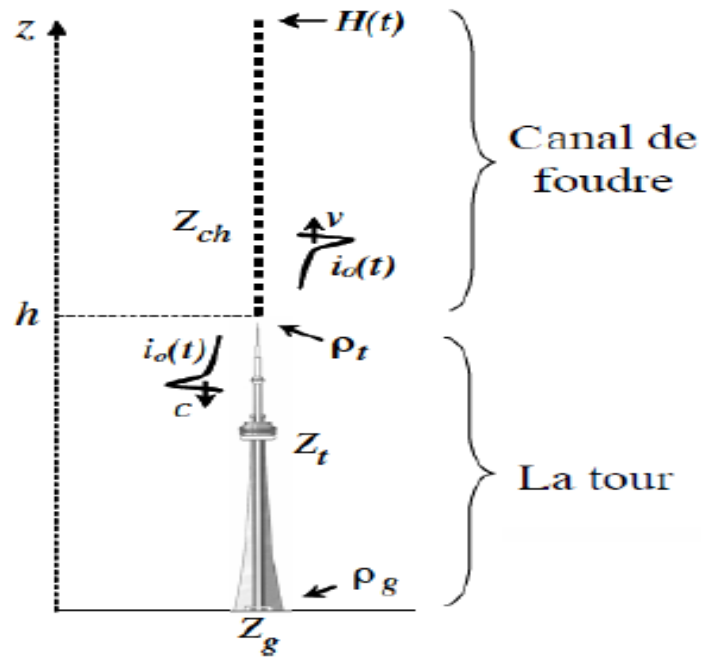
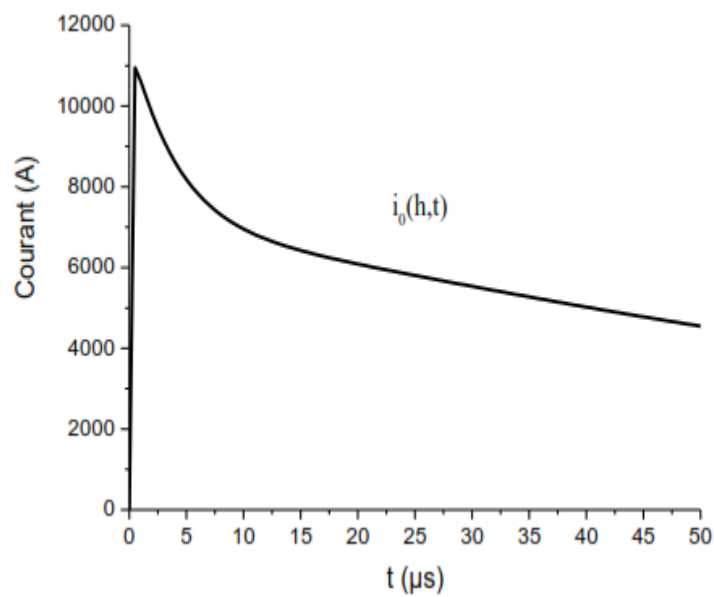


Figure II.1 Propagation du courant le long de la tour et le long du canal de foudre [19].



La figure II.2 Représentation du courant 'non contaminé'.

Ce courant, modélisé par Nucci et al. Comme la somme d'une fonction d'Heidler et une fonction exponentielle est caractérisé par un pic de 11 kA et un pic de la dérivée d'environ 105 kA/μs.[21]

II.3.1. Modèles d'ingénieur (modèle de Rachidi et baba et rakov)

Modèle d'ingénieur (modèle de Rachidi et baba et rakov) se basent sur la description de la distribution spatiotemporelle du courant le long du canal de foudre en fonction du courant mesuré à la base du canal, ceci a donné une certaine simplicité analytique Ces modèles sont connus par leur simplicité [22].est spécifiquement basée sur certaines observations des caractéristiques de l'arc en retour comme le courant à la base du canal, la vitesse de propagation ascendante du front d'onde et le profil de luminosité du canal de foudre.

➤ A. Modèle de Rachidi et al

En 2002, Les modèles d'ingénieur initialement proposés dans le cas d'un arc en retour initié du sol ont été récemment modifiés par Rachidi et al. Pour prendre en compte le cas d'un arc en retour initié à partir du sommet d'une tour. Rachidi et al ont présenté le canal par une source distribuée. La distribution du courant le long de la tour ($0 \leq Z' \leq h$) et le long du canal de foudre ($z' \geq h$) (figure II.1) est représentée par les équations suivantes [21] :

Pour ($0 \leq Z' \leq h$)

$$i(z', t) = (1 - \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\begin{array}{l} \rho_t^n \rho_g^n i_0 \left(h, t - \frac{h - z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) + \\ \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_0 \left(h, t - \frac{h + z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \end{array} \right] u \left(t - \frac{h + z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \quad (\text{II.2})$$

Et pour ($z' \geq h$)

$$i(z', t) = \left[\begin{array}{l} p(z' - h) i_0 \left(h, t - \frac{z' - h}{v^*} \right) - \rho_t i_0 \left(h, t - \frac{z' - h}{c} \right) \\ + (1 - \rho_t)(1 + \rho_t) \sum_{n=0}^{\infty} \rho_g^{n+1} \rho_t^n i_0 \left(h, t - \frac{h + z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \end{array} \right] u \left(t - \frac{z' - h}{v} \right) \quad (\text{II.3})$$

h : est la hauteur de la tour

ρ_t, ρ_g : sont respectivement les coefficients du courant au sommet et la base de la tour

$$\rho_t = \frac{z_t - z_g}{z_t - z_t} \quad \rho_t = \frac{z_t - z_{ch}}{z_t - z_{ch}}$$

c : est la vitesse de la lumière.

v : est la vitesse de front d'arc en retour.

v* : est la vitesse de propagation de l'onde du courant.

P(z') : est un facteur d'atténuation du courant.

U(t) : est une fonction unité.

n : représente le nombre de réflexion aux deux extrémités de la tour.

Ces deux équations (II.1 et II.2) sont basées sur le concept du courant « non contaminé » $i_0(t)$, qui représente le courant idéal qui serait mesuré au sommet de la tour si les coefficients de réflexion a ses deux extrémités sont nuls. Les expressions de P (z') et v* pour les modèles de l'ingénieur les plus utilisés sont exprimés au tableau II.1 [21].

➤ **B. Modèle de Baba et Rakov**

En 2005, Baba et Rakov ont proposé une autre approche basée sur l'utilisation d'une série de sources de tension dans la jonction tour-canal. Ils ont montré qu'une telle représentation est équivalente à celle de Rachidi et al. Dans leur représentation, Baba et Rakov ont exprimé la distribution du courant le long de la tour et le long du canal de foudre en terme du courant de court-circuit $i_{sc}(t)$, qui est relié au courant « non contaminé » par :

$$i_{sc}(t) = 2i_0(t) \quad \text{(II-4)}$$

Les équations du courant de l'arc en retour $i(z', t)$ le long de la tour ($0 \leq z' \leq h$) et le long du canal de foudre ($z' \geq h$) développées par Baba et Rakov s'écrivent comme suit :

Pour ($0 \leq z' \leq h$) :

$$i(z', t) = (1 - \rho_t/2) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\begin{array}{l} \rho_t^n \rho_g^n i_{sc} \left(h, t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \\ + \rho_t^n \rho_g^{n+1} i_{sc} \left(h, t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \end{array} \right] \quad \text{(II-5)}$$

Et pour ($z' \geq h$) :

$$i(z', t) = (1 - \rho_t/2) \left[i_{sc} + \sum_{n=0}^{\infty} \rho_t^n \rho_g^{n-1} (1 + \rho_t) i_{sc} \left(h, t - \frac{h-z'}{v} - \frac{2nh}{c} \right) \right] \quad \text{(II-6)}$$

Ces deux équations montrent que des ondes de courant d'une même amplitude

(1-) $i_{sc}(h, t)/2$, Sont initialement injectées, simultanément, dans le canal de foudre et dans la tour [10].

On note que ces deux équations sont identiques aux équations (II.1) et (II.2) écrites en termes de courant « non contaminé »,

$$i_0(h, t) = i_{sc}(h, t) / 2. [10] \quad (\text{II-7})$$

II.3.2 Modèle du circuit électromagnétique (hybrid Electromagnétique Circuit Model (HECM)).

Le soi-disant modèle hybride Circuit électromagnétique (HECM) (par exemple est une combinaison de modèles de la théorie électromagnétique et circuits. Dans ce modèle, le champ électrique et le champ magnétique prennent en compte le couplage électromagnétique est représenté en termes de quantités de circuits, les tensions et les courants respectivement [20].

III.4. Méthode FDTD (Finite - Différence - Time- Domain).

4.1 Equation de base

La méthode FDTD est basée sur la formulation standard des équations de Maxwell

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial H}{\partial t} \quad (\text{II-8})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \partial \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (\text{II-9})$$

Ou E est le champ électrique, H le champ magnétique, μ et ε sont respectivement, la perméabilité magnétique, la conductivité électrique et la permittivité diélectrique du milieu considéré (l'air ou le sol). La double discrétisation spatiale et temporelle par les différences finies, appliquée aux équations de maxwell, a été décrite de manière originale par Yee [23] en 1966. La discrétisation des opérateurs de dérivation utilise un schéma centré des différences finies, avec une formulation dont l'erreur est du second ordre pour chaque pas de discrétisation (en d'autre terme : la diminution de moitié du pas de discrétisation réduit de 25% les erreurs d'évaluation des opérateurs de dérivation). Les figures II.4 et II.5 présentent respectivement la discrétisation temporelle dont le modèle utilisé est dit « leap frog » et la discrétisation spatiale appliquée à une seule grille d'un domine en trois dimensions [6].

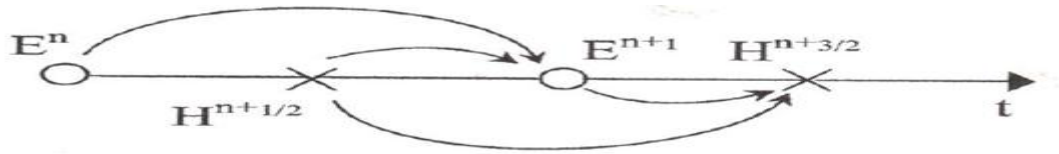
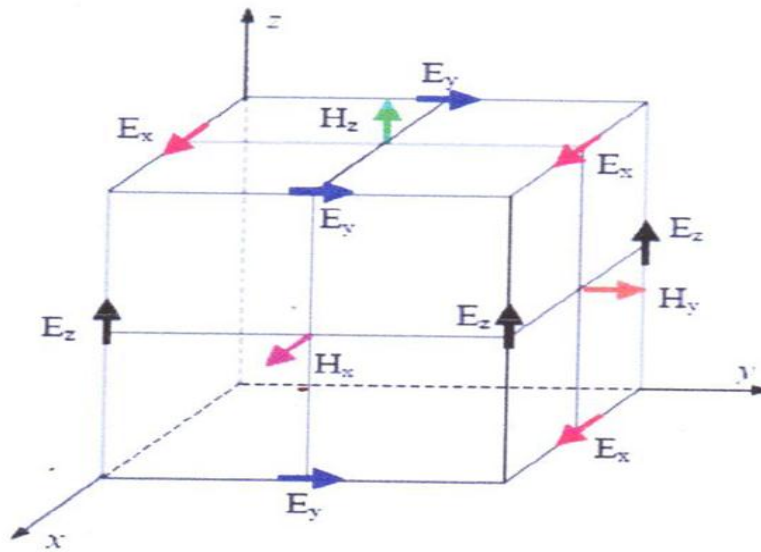
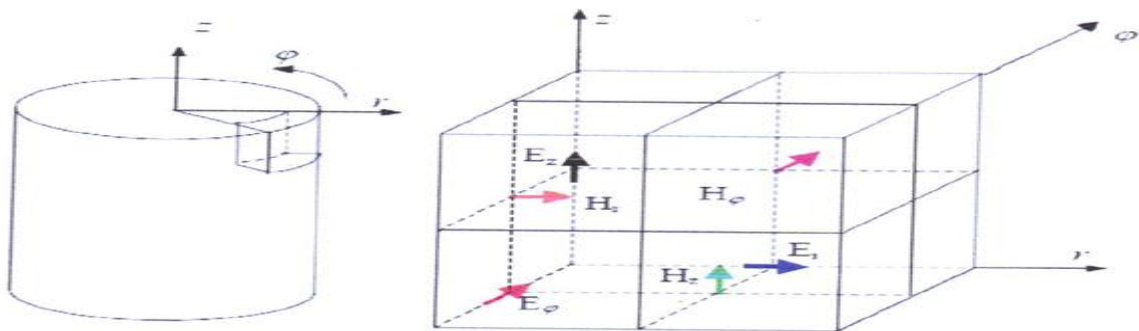


Figure II.3 Principe de discrétisation temporelle en différences finies.



(a) coordonnées cartésiennes



(b) coordonnées cylindriques

Figure II.4 Maillage spatial 3D en différences finies-modèle de Yee [6].

On remarque dans les figures II.4 et II.5 le décalage d'un demi- pas spatial et temporel, entre les composantes du champ électrique E et celles du champ magnétique H, inhérent à l'approximation des opérateurs de dérivation par le schéma centré des différences finies. Le champ électrique à l'instant « n+1 » est calculé en fonction du champ électrique à l'instant « n », c'est-à-

dire, la valeur obtenue dans le pas tempore précédent, et la valeur du champ magnétique à l'instant « $n+1/2$ » [6].

Pour l'analyse du champ électromagnétique rayonné par la foudre, on peut adopter un domaine de calcul à deux dimensions (2D) avec un système à coordonnées cylindriques (figure II.6).

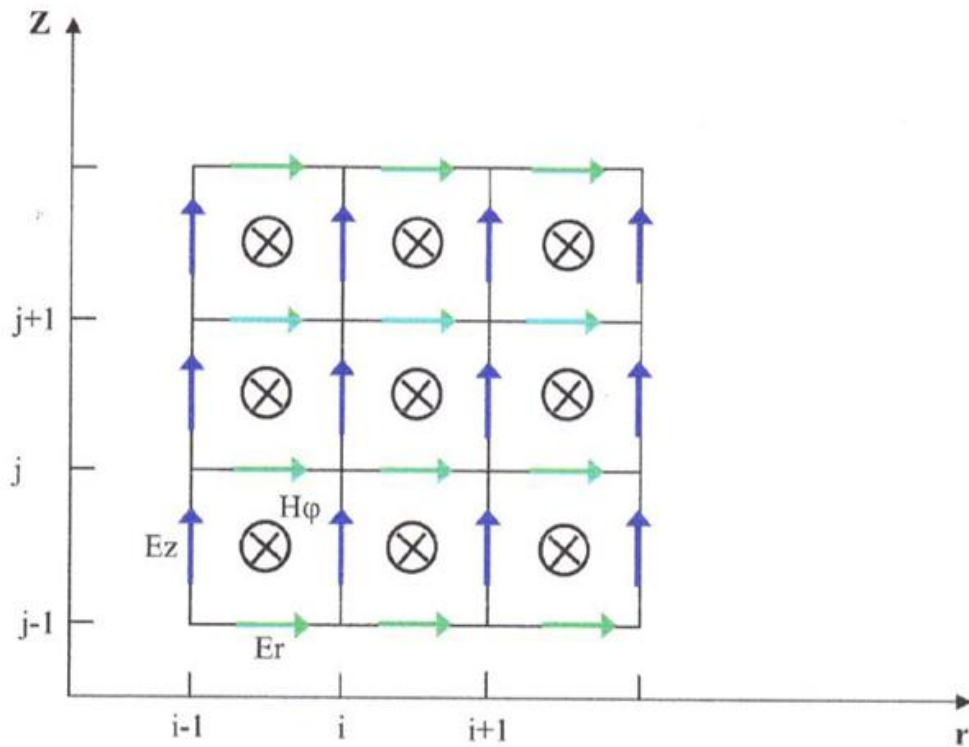


Figure II. 5 Domaine de calcul à deux dimensions (2D) avec un système à coordonnées cylindriques [6].

Les équations (II.8) et (II.9) peuvent être écrites sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_{\varphi}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} \right] \\ \sigma E_r + \varepsilon \frac{\partial E_r}{\partial t} = -\frac{\partial H_{\varphi}}{\partial z} \\ \sigma E_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_{\varphi}) \end{cases} \quad \text{(II.10)}$$

La résolution de ce système d'équations est obtenue en mettant en œuvre l'approche FDTD.

Tout d'abord, on définit chaque fonction spatio-temporelle f évaluée en chaque point de l'espace et à chaque instant comme : $f(i\Delta_r, j\Delta_z, n\Delta t) = f^n(i, j)$

Ou Δ_r et Δ_z représentent les pas spatiaux, respectivement dans les deux directions : radiale et verticale.

Δ_t est le pas temporel de propagation,

i, j et n sont les incréments dans l'espace et dans le temps

Les approximations du premier ordre des équations aux dérivées partielles s'écrivent comme suit :

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial r} \right|_{r=i\Delta_r} &= \frac{f^n(i + \frac{1}{2}, j) - f^n(i - \frac{1}{2}, j)}{\Delta_r} \\ \left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial z} \right|_{z=j\Delta_z} &= \frac{f^n(i, j + \frac{1}{2}) - f^n(i, j - \frac{1}{2})}{\Delta_z} \\ \left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial t} \right|_{t=n\Delta t} &= \frac{f^{n+\frac{1}{2}}(i, j) - f^{n-\frac{1}{2}}(i, j)}{\Delta t} \end{aligned} \quad (\text{II.11})$$

A partir des équations aux dérivées partielles du système (II.11) et en utilisant les équations (II.12.13)-(II.14) on obtient les composantes du champ électromagnétique rayonné par la foudre qui s'écrivent [1] :

$$E_z^{n+1}(i, j + \frac{1}{2}) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_z^n(i, j + \frac{1}{2}) + \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)r_i\Delta_r} \left[\begin{aligned} &r_{i+(1/2)} H_\varphi^{n+(1/2)} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) - \\ &r_{i-(1/2)} H_\varphi^{n+(1/2)} \left(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) \end{aligned} \right] \quad (\text{II.12})$$

$$E_r^{n+1}(i + \frac{1}{2}, j) = \frac{2\varepsilon - \sigma\Delta t}{2\varepsilon + \sigma\Delta t} E_r^n(i + \frac{1}{2}, j) - \frac{2\Delta t}{(2\varepsilon + \sigma\Delta t)\Delta z} \left[\begin{aligned} &H_\varphi^{n+(1/2)} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) - \\ &H_\varphi^{n+(1/2)} \left(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2} \right) \end{aligned} \right] \quad (\text{II.13})$$

$$\begin{aligned} H_\varphi^{n+(1/2)} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) &= H_\varphi^{n-(1/2)} \left(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2} \right) + \frac{\Delta t}{\mu\Delta r} [E_z^n(i+1, j+1/2) - E_z^n(i, j+1/2)] \\ &- \frac{\Delta t}{\mu\Delta z} [E_r^n(i+1/2, j+1) - E_r^n(i+1/2, j)] \end{aligned} \quad (\text{II.14})$$

II.5. Modèles issus de la théorie des antennes

Dans les modèles issus de la théorie des antennes [24], la tour ainsi que le canal de foudre sont généralement représentés par des segments de conducteurs minces.

Les équations de Maxwell sont résolues numériquement par la méthode des Moments pour trouver la distribution du courant le long du canal de foudre et le long de la structure élevée, et par conséquent, le champ électromagnétique rayonné.

II.6. Vitesse de l'arc en retour dans la littérature

article sur la vitesse de l'arc en retour de la foudre citant un En 1982, V.P.Idon, a publié que la vitesse de l'arc en retour décroît en fonction de la hauteur, cette décroissance est plus marquée pour les premiers arcs en retour, ainsi que la vitesse des arcs en retour subséquents est en général plus grande que celle des arcs en retour premiers, il a rapporté dans [12] que les valeurs moyennes pour 17 premiers arcs en retour et 46 arcs en retour subséquents sont, respectivement, 96 m/ μ s et 120 m/ μ s.

En 2003, Bermudez et all. Ont effectué des mesures sur un coup de foudre tombant sur la tour CN au Canada, les vitesses mesurées ont une moyenne de 120 m/ μ s avec un maximum de 154 m/ μ s et un minimum de 65.4 m/ μ s [7].

En 2007, Bermudez donne une courbe de variation du facteur d'amélioration nommé K_{tall} , pour une tour élevée en premier lieu en fonction du coefficient de réflexion du sommet par-rapport à la tour de la vitesse de l'arc en retour V , puis en fonction du coefficient de réflexion à la base de la tour élevée par-rapport à la vitesse de l'arc en retour V , où il a choisi trois valeurs de vitesse V en rapport avec la vitesse de la lumière. [25]

En 2007, Rakov rapporte que la vitesse de l'arc en retour est inférieure à la vitesse de la lumière car le canal de foudre est considéré comme une ligne de transmission avec pertes, non-linéaire et non-uniforme (l'approximation faite pour les lignes de transmission n'est plus valable), en plus, son impédance caractéristique augmente en fonction de la hauteur, ce qui engendre une dispersion de l'onde de l'arc en retour même en l'absence de pertes. [26].

Dans les travaux publiés par Bermudez, en 2003, [7]. Et Mosaddeghi en 2011. [27]. Ont choisis de prendre la valeur de la vitesse de l'arc en retour égale à 120 m/ μ S pour leurs calculs.

Cependant Pavanello, en 2007 [28]. Et Mimouni en 2007 [22]. Ont travaillé avec la vitesse de l'arc en retour égale à 150 m/ μ S pour leurs calculs.

II.7 Conclusion

Ce chapitre a présenté la modélisation du champ électromagnétique généré par l'interaction d'un coup de foudre avec un objet élevé ainsi les différents travaux publiés dans la littérature qui parlent de la vitesse de l'arc en retour, cette valeur de vitesse était mesurée par plusieurs chercheurs qui ont parvenu à donner une marge de variation de la vitesse de l'arc en retour.

Dans le chapitre qui suivra, nous allons procéder à une analyse du champ EM généré par l'interaction d'un coup de foudre avec la tour Peissenberg de 168m pour trois valeurs de vitesse d'arc en retour choisit selon la littérature.