

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie

Houari Boumedienne

U. S. T. H. B.

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE D'ALGER

DEPARTEMENT D'ELECTRICITÉ

Filière : INGENIORAT EN ELECTROTECHNIQUE



PROJET DE FIN D'ETUDE

**PROTECTION DES RESEAUX ELECTROENERGETIQUES
CONTRE LES SURTENSIONS
DE Foudre PARAFoudre**



Sujet Proposé :

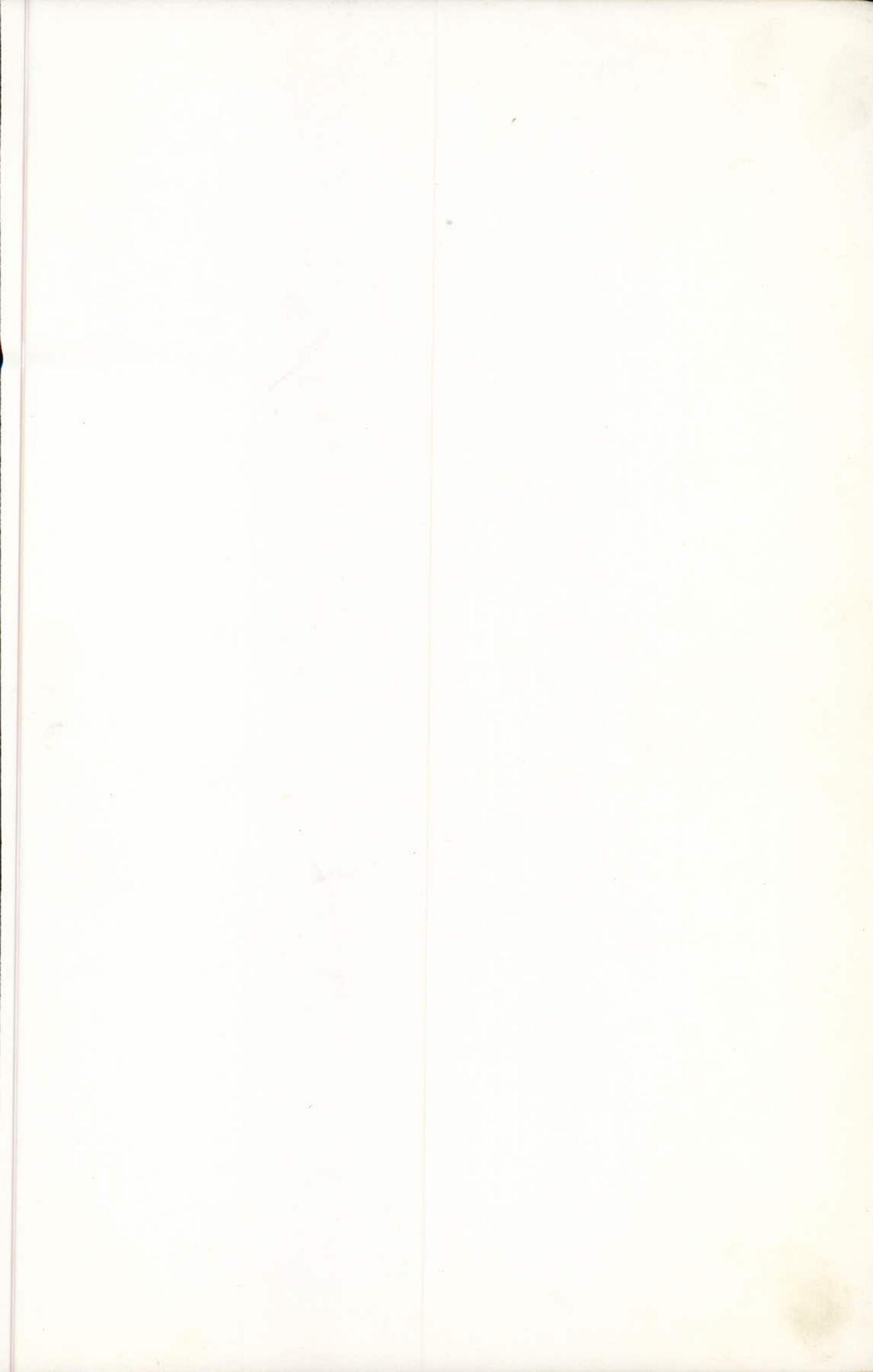
A. BEROUAL

Docteur ès Sciences Techniques

Janvier 1983

Etudié par :

A. GACEM



Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie

Houari Boumedienne

U. S. T. H. B.

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE D'ALGER

DEPARTEMENT D'ELECTRICITÉ

Filière : INGENIORAT EN ELECTROTECHNIQUE

PROJET DE FIN D'ETUDE

**PROTECTION DES RESEAUX ELECTROENERGETIQUES
CONTRE LES SURTENSIONS
DE FOUUDRE PARAFOUUDRE**

Sujet Proposé :

A. BEROUAL

Docteur ès Sciences Techniques

Janvier 1983

Etudié par :

A. GACEM

REMERCIEMENTS

Nous tenons à remercier notre promoteur *M*r BEROUAL qui, par ses conseil, nous à permis de mener à bien cet ouvrage.

Nous tenons aussi à remercier tous les professeurs qui ont contribué à notre formation universitaire.

Que tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de cette étude trouvent ici l'expression de notre sincère gratitude.

SOMMAIRE

- INTRODUCTION

<u>CHAPITRE I</u> : SURTENSIONS D'ORIGINE METEOROLOGIQUES.	1
1.1. Généralités	1
1.1.1. Surtensions transversales.	1
1.1.2. Surtensions longitudinales.	4
1.2. Nature et comportement de la foudre.	2
1.3. Mode d'action de la foudre.	3
1.3.1. Coup de foudre direct.	3
1.3.2. Coup de foudre indirect.	5
1.4. Introduction électrostatique (choc et retour).	5
<u>CHAPITRE II</u> : THEORIE GENERALE DE LA PROPAGATION DANS LES RESEAUX D'ENERGIE.	7
2.1. Généralités	7
2.2. Equations des lignes longues	7
2.3. Propagation dans une ligne avec $\frac{dC}{C} = \frac{g}{C}$	10
2.4. Propagation dans une ligne sans pertes.	15
<u>CHAPITRE III</u> : ONDES MOBILES DANS LES LIGNES SANS PERTES.	18
3.1. Généralités	18
3.2. Formes des Surtensions	17
3.3. Formes de tensions de choc normalisées.	18
3.4. Notions énergétiques	25
<u>CHAPITRE IV</u> : PHENOMENES DE PROPAGATION DES ONDES MOBILES.	26
4.1. Généralités	26
4.2. Réflexion et réfraction des ondes mobiles dans une ligne sans pertes non homogène.	26
4.2.1. Réflexion à l'extrémité d'une ligne ouverte.	27
4.2.2. Réflexion à l'extrémité d'une ligne mise à la terre.	27
4.2.3. Méthode et schéma de PETERSEN.	28
4.3. Insertion d'une résistance entre deux lignes d'impédance différente.	31

4.2.1. Montage série	31
4.2.2. Montage parallèle.	31

CHAPITRE V : LE PARAFONDRE ET LA PROTECTION DES RESEAUX ENERGETIQUES.

5.1. Généralités.	33
5.2. Principe de fonctionnement.	34
5.3. Caractéristique des résistances.	35
5.4. Caractéristique d'un parafoudre.	36
5.5. Principe de la coordination de l'isolement.	37
5.6. Caractéristiques des niveaux d'isolement.	37
5.7. Emplacement des parafoudres.	38
5.8. Choix des parafoudres.	39
5.9. Protection des parafoudres contre les explosions.	
5.10. Propagation des surtensions sur les jeux de barres et la protection des transformateurs.	40

CHAPITRE VI : REDUCTION DU GRADIENT DE TENSION D'UNE ONDE MOBILE.

6.1. Généralités	42
6.2. Insertion d'une inductance entre deux tronçons d'impédances différentes.	43
6.4. Condensateur placé en dérivation entre la ligne et la terre.	45
6.5. Condensateur et résistance en série entre la ligne et la terre.	46
6.6. Condensateur, inductance et résistance en série entre la ligne et la terre.	50

CHAPITRE VII : METHODE GRAPHIQUE DE BERGERON.

7.1. Généralités	56
7.2. Principe de la méthode de BERGERON	57
7.2.1. Méthode d'un seul observateur.	58
7.2.2. Méthode de deux observateurs.	58
7.3. Arrivée d'une onde mobile le long d'une ligne d'impédance caractéristique différentes.	59

7.3.1. Ligne ouverte à l'extrémité et indéfinie à l'origine.	59
7.3.2. Ligne mise à la terre à l'extrémité et indéfinie à l'origine.	61
7.3.3. Propagation d'une onde quelconque sur une ligne ouverte à l'extrémité et limitée ou non à l'origine.	63
7.4. Introduction d'éléments divers dans les lignes.	66
7.4.1. Mise en charge d'une ligne ouverte avec une résistance insérée au milieu.	66
7.4.2. Introduction d'une inductance en un point d'une ligne.	68
7.4.3. Introduction d'un condensateur en un point d'une ligne.	71

CONCLUSION.

I N T R O D U C T I O N

Comme dans tous les domaines de la technique, on a constamment recherché, au cours de ces dernières années à améliorer la productivité dans le domaine de la production, du transport et de la distribution de l'énergie électrique.

Pour obtenir ce résultat, on a mis en oeuvre, au fur et à mesure de l'évolution générale de la technique, des moyens permettant d'assurer les trois fonctions mentionnées ci-dessus, dans les meilleures conditions d'économie, compatibles avec une qualité de service parfaite et avec une sécurité aussi grande que possible.

De plus, la recherche d'une plus grande sécurité et d'une meilleure économie a conduit à l'interconnection des réseaux de transport d'énergie à très haute tension.

L'inévitable extension des réseaux a, comme contre-partie, l'augmentation du nombre d'incidents dûs principalement aux conditions atmosphériques.

Bien entendu, on peut réduire le nombre de ces incidents en renforçant certaines parties des réseaux soumis, à des conditions atmosphériques particulièrement sévères, par des dispositifs de protection appropriés.

Le but de notre travail est d'étudier les phénomènes de propagations d'ondes de surtensions de foudre et les moyens mis en oeuvre pour la protection contre ces contraintes.

CHAPITRE I : SURTENSIONS D'ORIGINE ATMOSPHERIQUES.

1.1. Généralités.

On désigne sous le nom de surtensions, les différences de potentiel anormales qui se produisent dans les circuits électriques à la suite de perturbations diverses, qui sont susceptibles d'endommager les lignes ou les machines.

On distingue deux sortes de surtensions :

1.1.1. Surtensions transversales : Elles consistent en une élévation anormale du potentiel d'un point ou d'un tronçon de circuit, par rapport à la terre, ou la tension entre deux conducteurs formant des pôles opposés de la distribution.

Ce type de surtensions provoquent une décharge, en forme d'étincelle ou d'arc, entre deux conducteurs de polarités différentes à travers l'isolant qui les sépare ou dans le cas des lignes aériennes entre le fil et la ferrure d'un isolateur.

Elles proviennent de causes multiples ; les manoeuvres volontaires, les ruptures de lignes dans les réseaux munis de bobines d'extinctions, les contacts accidentels entre réseaux à haute tension et basse tension.

1.1.2. Surtensions longitudinales :

Elles correspondent à un accroissement exagéré de différence de potentielle entre deux points voisins d'un même conducteur (exemple : deux spires ou deux bobines voisines).

Ce genre de surtensions est susceptible de détruire les isolants recouvrants les spires ou les bobines entre lesquelles elles se produisent. Les décharges correspondentes sont généralement de petites étincelles qui provoquent des piqures légères dans l'isolant, mais à la longue ces piqures s'aggravent et transforment l'étincelle en une décharge destructrice.

Les surtensions longitudinales ou entre spires se produisent spécialement dans les enroulements des machines et proviennent le plus généralement des phénomènes de propagations dans les circuits à constantes réparties.

Les phénomènes de propagations engendrent également les surtensions transversales.

Ces deux sortes de surtensions peuvent exister simultanément ou se présenter isolément.

Mais la source principale de surtensions dangereuses réside dans les phénomènes atmosphériques notamment dans les décharges de la foudre.

1.2. Nature et comportement de la foudre.

La foudre est une décharge électrique se produisant soit entre deux nuages orageux, soit entre un nuage orageux, et le sol.

Les décharges entre nuage et sol sont néfastes à 90 % des cas. Elles semblent se comporter comme les étincelles partant d'une boule ou d'une plaque négative qui frappent presque uniquement les points de l'électrode opposée où le champ électrique est plus intense, c'est à dire les points à faible rayon de courbure les plus près.

C'est ainsi que les décharges de la foudre étant plus souvent négatives frappent de préférence les arbres, les clochers, les pylônes et les fils des lignes électriques.

Les décharges négatives vers le sol normal commencent par une **prédécharge**, partant du nuage et formée par un canal ou streamer descendant par échelons. Lorsque ce streamer s'approche du sol, les décharges positives contenues dans le sol se concentrent en des points où le streamer viendra frapper. Parfois des streamers positifs partent du sol et vont rejoindre les streamers descendants ; la décharge principale part alors du sol positif vers le nuage négatif.

La vitesse d'avancement des streamers descendants varie entre 1 à 30 m/ μ s ; celles des streamers ascendants est beaucoup plus faible, de l'ordre de 1 m/ μ s .

Toutes les décharges sont unidirectionnelles, avec une forme se rapprochant de l'onde du type de choc, mais comportant assez souvent des pointes irrégulières.

A titre d'information et afin d'avoir une idée grossière des ordres de grandeur des constantes de la foudre et des énergies mise en jeu :

Une décharge de 100 KA pendant 50 μ s fournit 5 Coulombs ; sous une tension de 200.000 KV correspondant à la décharge entre deux pointes écartées de 400 m, cela donne 1 million de JK ou 280 KWh, l'énergie ainsi mise en jeu en 50 μ s aboutit à une puissance de 20 milliards de KW.

1.3. Mode d'action de la foudre.

Les orages influencent les réseaux électriques, tant à haute tension qu'à basse tension de trois manières distinctes :

1.3.1. Coup de foudre direct.

C'est le cas où la décharge atteint directement soit un fil soit les trois fils de la ligne en même temps (fig 1-1).

Les charges électriques pénétrant la ligne s'y écoulent dans les deux sens, en développant un potentiel proportionnel au courant et à l'impédance caractéristique résultante de l'ensemble des fils parcourus.

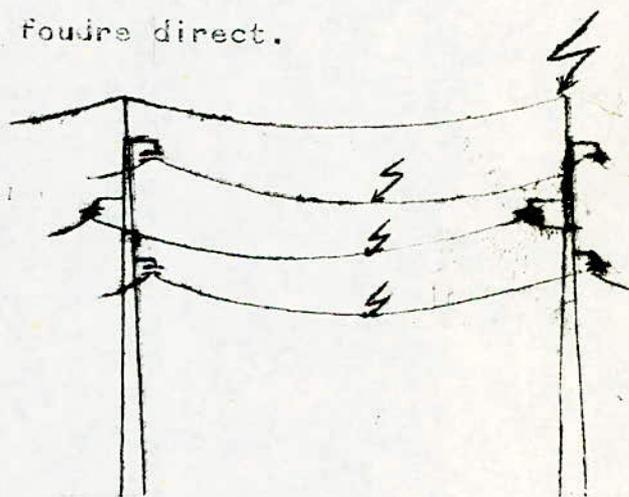


Fig : 1 - 1

Si Z représente l'impédance caractéristique d'un fil de ligne et si les trois fils sont touchés par une décharge de I Ampères, le potentiel développé U aura pour valeur :

$$U = \frac{ZI}{6}$$

Pour une décharge de 50 KA et une impédance $Z = 500\Omega$, cela donnera un potentiel de 5 MV, si le front a une durée de $3\mu s$, le gradient moyen (variation moyenne de la tension) sera égale à $1,7\text{ MV}/\mu s$. Ces valeurs étant d'ailleurs rarement atteintes.

Remarquons que le potentiel en un point frappé par la foudre, dépend de l'impédance opposée au passage du courant ; si cette impédance est très grande, le potentiel développé sera tel que l'objet frappé sera mis en miette (poteau en bois, fil de petite section...).

L'onde U ainsi produite circule dans la ligne, dans les deux sens. Les premiers isolateurs qu'elle atteint sont contournés et une partie de la décharge s'écoule à la terre par le pylone métallique, l'amplitude de l'onde transmise au delà étant alors réduite à la valeur U_2 de la tension de contournement au choc des chaînes d'isolateurs.

Il ya de forte chance pour que cette tension U_2 corresponde à un effet de couronne très important qui provoque une perte d'énergie considérable (proportionnelle au carré de l'excès de la tension U_c) c'est à dire à $(U_2 - U_c)^2$.

U_c étant la tension limite à laquelle commence la production de la couronne). Cette perte d'énergie amène une réduction progressive de l'amplitude de l'onde qui au bout d'un parcours de quelques kilomètres, est ramené à une valeur U_3 , proche de U_c .

Le coup de foudre direct présente des dangers considérables pour les organes de la ligne ; fil qui peut être volatilisé au point d'impact, chaînes d'isolateurs détruites par un arc de contournement trop violent.

Pour ce qui est des précautions possibles pour l'éviter on y arrive surtout par l'emploi des fils de garde ; ces fils, sont généralement constitués par des conducteurs en acier dont la résistance électrique doit être la plus petite possible.

Ces fils sont disposés de façon à être frappés par la foudre de préférence aux fils de ligne. Pour qu'ils remplissent ce but, ils doivent être placés à une hauteur assez grande au-dessus des fils de ligne.

1.2.2. Coup de foudre indirect.

Lorsque la foudre frappe un pylône ou un fil de garde, il peut en résulter une action indirecte sur la ligne, la décharge s'écoule à la terre sous forme d'onde parcourant dans les deux sens le fil de garde atteint et les pylônes qui y sont reliés.

Le potentiel atteint par le pylône dépend de la valeur du courant qui le parcourt et de l'impédance apparente offerte par le pylône.

Cette impédance est surtout constituée par la résistance de terre du pylône, compte tenu de l'action des pièces du pylône enfoncées dans le sol et les prises de terre spécialement ajoutées.

Si la résistance de terre du pylône R_{sol} est importante, le potentiel atteint par le sommet du pylône, de valeur $(R_{sol} I)$, est suffisant pour que les chaînes d'isolateurs soient contournées à l'envers de la traversée vers la ligne ; l'onde est ainsi injectée dans la ligne, avec une amplitude au moins égale à la tension de contournement au choc de la ligne.

Les coups de foudre indirectes sont surtout à redouter dans les parties de lignes se trouvant dans des terrains très résistants (montagne désertiques).

Pour les éviter, il faut réduire l'impédance apparente du pylône à une valeur acceptable, de l'ordre de quelques dizaines d'ohms, en établissant des prises de terre aussi soignées que possible.

La présence du fil de garde, en permettant l'écoulement d'une partie de la décharge par les pylônes voisins, contribue fortement à diminuer le danger de coup de foudre indirect.

1.2.3. Induction électrostatique (choc en retour).

Soit un nuage orageux, chargé par exemple positivement couvrant une certaine étendue au-dessus d'une ligne L.

Autour de ce nuage se développe un champ électrique dont les lignes de force vont du nuage à la terre, les une indirectement, les autres en passant par la ligne.

La façon de se comporter de la ligne dépendra de la nature de son isolement par rapport à la terre.

Dans les deux cas, ligne isolée ou non, il existe sur la ligne une charge importante concentrée dans la zone du nuage, la charge de signe contraire équivalente étant renvoyée dans le sol pour la ligne à la terre ou sur la partie éloignée du nuage, pour la ligne parfaitement isolée.

Lorsque le nuage se déplace devant la ligne ou le long de la ligne, les charges se déplacent en même temps, et elles s'éteignent lentement ; il n'y a pas alors de surtensions à craindre, sauf pour le cas exceptionnel d'une ligne très courte isolée du sol et soumise presque en son entier à l'action d'un nuage orageux très rapproché.

Les surtensions apparaissent lorsque l'état électrique du nuage se modifie brusquement, par suite d'une décharge entre ce nuage et la terre ou entre nuages.

Si le nuage est subitement déchargé, les charges accumulées sur la ligne qui étaient face au nuage orageux si ces charges n'étaient venues l'annuler ou le réduire à une faible valeur.

Les charges ainsi libérées et la surtension correspondante se déplacent vers les deux extrémités de la ligne sous la forme d'ondes mobiles.

Avant d'étudier la protection des réseaux et des machines contre les surtensions, on va étudier d'abord la théorie générale de la propagation des ondes dans les lignes électriques puis on passera à leurs phénomènes.

CHAPITRE II : THEORIE GENERALE DE LA PROPAGATION DANS LES RESEAUX D'ENERGIE

2.1. Généralités

Une ligne électrique est caractérisée par quatre grandeurs **linéiques** : La résistance R, l'inductance l, la conductance G et la capacité C.

En ce qui concerne le transport de l'énergie aux fréquences industrielles, ces grandeurs caractéristiques peuvent être considérées comme **constantes**, mais il n'en est plus de même pour la propagation des courants à hautes fréquences et des ondes de diverses natures.

L'existence de l'effet pelliculaire fait varier la résistance avec la fréquence des courants transportés, en même temps que l'inductance relative au champs intérieur des conducteurs. Pour les tensions élevées, la conductance comprend les pertes dues à l'effet couronne qui augmente rapidement avec la tension.

La variation de la résistance est particulièrement complexe pour les ondes de forme quelconque qui circulent sur les lignes. Le courant prend naissance à la périphérie du conducteur et la loi de pénétration progressive dans ce conducteur a une allure complexe.

2.2. Equations des lignes longues

La propagation des ondes de tension et de courant dans les circuits à paramètres répartis peut être étudiée en résolvant les équations différentielles fondamentales des lignes longues.

Dans une première approximation le tronçon de ligne à paramètres répartis (fig 2.1.a) peut être représenté par un schéma équivalent à paramètres concentrés (fig.2.1.b).



fig : 2.1.a- tronçon de ligne à paramètres répartis.

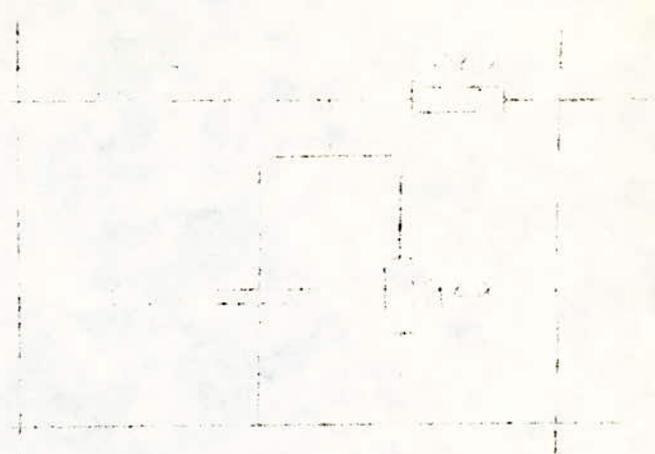


fig : 2.1.b - tronçon de ligne à paramètres concentrés.

A partir de ce schéma on tire les équations :

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial x} = -R i - G u & (1) \\ \frac{\partial i}{\partial x} = -C \frac{\partial u}{\partial t} - L \frac{\partial i}{\partial t} \end{cases}$$

Dans lesquelles u désigne la tension en un point (entre les deux fils de ligne ou entre un fil et la terre, suivant le cas) et i le courant.

d'où l'on déduit par différentiation l'équation commune à u et i .

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = (R^2 + L^2 C) u - 2 R C \frac{\partial u}{\partial t} - L C \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (2)$$

En divisant les deux membres de l'équation par LC et en posant :

$$\begin{cases} v^2 = \frac{1}{LC} \\ w = \frac{R}{L} \\ k = \frac{G}{C} \end{cases} \quad (3)$$

l'équation (2) s'écrira sous la forme suivante :

$$v^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = (w^2 + k^2) u - 2 w k \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (4)$$

Le solution générale de l'équation (4) est donnée par des groupes de termes de la forme :

$$\begin{cases} i = A e^{-ax - bt} \\ u = \frac{\sqrt{(r - bl)} e^{-ax - bt}}{a} \end{cases} \quad (5)$$

dans lesquels i et u doivent être réels ; A , b et a sont des quantités complexes.

Entre les quantités complexes a et b , existe la relation caractéristique :

$$\sqrt{2} a^2 = (w^2 - m^2) - 2aw + b^2 = (b - w)^2 - w^2 \quad (6)$$

Si on pose

$$\begin{cases} a = \alpha - j\beta \\ b = w + \delta + j\eta \end{cases} \quad (7)$$

En identifiant, les parties réelles et imaginaires dans la relation caractéristique on aura :

$$\begin{cases} \frac{\alpha^2 - \eta^2}{lc} = \beta^2 - w^2 - m^2 \\ \frac{\alpha\eta}{lc} = \beta w \end{cases} \quad (8)$$

Les conditions aux limites donnent A et deux des constantes α , β , η ; Le système d'équations (8) permet alors de calculer les deux autres constantes.

En remplaçant dans le système (5) : A , a et b par leurs valeurs ainsi obtenues, il apparaîtra une somme de quatre termes qui correspondent à deux types d'ondes amorties superposées et à leurs ondes réfléchies en bout de ligne.

Les constantes α et β , coefficients des exposants exponentielles réelles, sont les décroissements d'amplitude des

ondes, tel que x dans l'espace et t dans le temps. Quand le décrement β est positif, l'onde va en s'amortissant progressivement avec le temps : un décrement positif β pour l'onde directe ($\beta > 0$) et négatif pour l'onde réfléchie ($\beta < 0$) correspond également à un amortissement progressif. Dans le cas contraire, c'est-à-dire ($\beta < 0$) et ($\beta > 0$), l'onde est dite cumulative et s'amplifie avec le temps ou avec son parcours dans l'espace.

Les constantes α et β , coefficients des exponentielles imaginaires sont des décrets de phase, qui règlent la variation périodique des tensions et courants.

2.3. Propagation dans une ligne avec $\frac{r}{l} = \frac{g}{c}$

On a : $m = \frac{1}{2} \left(\frac{r}{l} - \frac{g}{c} \right)$

$\Rightarrow m = 0$

$\frac{r}{l} = \frac{g}{c}$

et en posant $y = \frac{x}{v}$ et $v = \sqrt{\frac{1}{lc}}$ l'équation (4) devient :

$$\frac{\partial^2 i}{\partial y^2} = w^2 i + 2w \frac{\partial i}{\partial t} + \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} \quad (5)$$

Cette équation est intégrée par des termes de la forme :

$$I = A e^{-a y - b t} \quad (6)$$

tel que a et b vérifient la relation :

$$a^2 = w^2 - 2 b w + b^2 \quad (7)$$

La tension U s'obtiendra alors en utilisant la relation :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{u}{v} = \frac{\partial u}{\partial y} = -r i - l \frac{\partial i}{\partial t}$$

d'où

$$u = \frac{v (r - b l)}{A} e^{-a x - b t}$$

a et b sont des constantes d'intégration réelles ou complexes, vérifiant l'équation (10) ; De même A peut être réel ou complexe alors que u et i doivent être réels.

L'équation (10) étant du second degré, il existe plusieurs paires de valeurs correspondantes de a et b ; par combinaison entre les valeurs complexes, conjuguées de a et b, on remplacera les exponentielles imaginaires par des fonctions trigonométriques

soient : $a = \alpha + j\beta$
 $b = w + \beta + j$

En introduisant ces valeurs dans l'équation (10), on aura :

puis en simplifiant et en identifiant les parties réelles et les parties imaginaires, on obtient :

$$\begin{cases} \alpha^2 - \beta^2 = \beta^2 - w^2 \\ \alpha\beta = \beta w \end{cases} \quad (12)$$

On remarque que le système obtenu (12) est un système particulier de (8) tel que : $lc = 1$ et $m = 0$

Il en résulte que si on détermine f et ω par les conditions initiales, α et β seront données par le système (12). On constate aussi que selon le système (12), α et β sont respectivement égaux à f et ω au signe près.

Si f et ω sont de même signe, α et β doivent l'être également et inversement. f et ω pouvant être de signe quelconque dans b, il y a quatre combinaisons possibles ; A chacune d'elles correspondent deux combinaisons de α et β dans a, de signe contraire. En associant les valeurs imaginaires conjuguées, pour passer aux fonctions trigonométriques, on obtient les quatre couples de paires suivantes :

a

b

$\begin{cases} \beta + j\omega \\ \beta - j\omega \end{cases}$	$\begin{cases} w - \beta - j\omega \\ w - \beta + j\omega \end{cases}$	1
$\begin{cases} -\beta - j\omega \\ -\beta + j\omega \end{cases}$	$\begin{cases} w - \beta - j\omega \\ w - \beta + j\omega \end{cases}$	2
$\begin{cases} -\beta + j\omega \\ -\beta - j\omega \end{cases}$	$\begin{cases} w + \beta - j\omega \\ w + \beta + j\omega \end{cases}$	3
$\begin{cases} \beta - j\omega \\ \beta + j\omega \end{cases}$	$\begin{cases} w + \beta - j\omega \\ w + \beta + j\omega \end{cases}$	(4)

sachant que : $\frac{1}{1-j} = \frac{1+j}{1+j} = \frac{1+j}{2}$

En introduisant le premier couple dans l'équation (9') on aura :

$$i = A_1 e^{-(\beta + j\omega)(t-y) - (w - \beta - j\omega)t} + A'_1 e^{(\beta - j\omega)(t-y) - (w - \beta + j\omega)t}$$

$$i = e^{-wt + \beta(t-y)} \left[(A_1 + A'_1) e^{-j\omega(t-y)} + j(A_1 - A'_1) \sin \omega(t-y) \right]$$

Pour que l'expression du courant soit réelle, A_2 et A'_1 devraient être imaginaires conjuguées pour obtenir B_1 et B'_1 réels.

$$i = e^{-wt + \beta(t-y)} (B_1 \cos \omega(t-y) + B'_1 \sin \omega(t-y))$$

Cette expression représente une onde se propageant à la vitesse $v = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ dans le sens des x croissants.

Sa pulsation arbitraire est ω , la longueur d'onde est équivalente à la longueur d'une période.

Cette onde est en fonction de $(t-y)$, amortie progressivement par le facteur $e^{-\beta y}$ qui ne dépend pas de l'onde mais seulement de la nature du circuit ; c'est-à-dire de

$$\frac{r}{l} = \frac{g}{c}$$

En outre, elle ne subit pas de déformation le long de son parcours.

Le tension correspondante est obtenue en introduisant les valeurs du couple (1) a et b dans l'équation (11):

$$u = \frac{v (r - bl) i}{a}$$

pour $a = \beta + j$
 $b = \omega - \beta - j$

$$u = \frac{v (r - \omega l + \beta l + j l \omega)}{\beta + j}$$

$$u = v l i$$

$$u = \sqrt{\frac{l}{c}} i$$

et pour $\bar{a} = \beta - j$
 $\bar{b} = \omega - \beta + j$

$$u = \frac{v (r - \omega l + \beta l - j l \omega)}{\beta - j}$$

$$u = v l i$$

$$u = \sqrt{\frac{l}{c}} i$$

D'après la condition $\frac{r}{l} = \frac{g}{c}$, on trouve $r = wl$; le facteur commun imaginaire disparaît.

La tension U ne diffère donc de i que par le facteur $Z = \sqrt{\frac{l}{c}}$ qu'on appelle "l'impédance d'onde".

En opérant de la même façon pour le couple (2) on trouve :

$$wt + \beta (t + y) \left\{ B_2 \cos \omega (t + y) + \frac{B'_2}{2} \sin \omega (t + y) \right\}$$

Cette onde circule en sens inverse de la précédente, dont elle est l'onde réfléchie.

Le calcul de la tension U correspondant donne :

$$U = - \sqrt{\frac{l}{c}} i.$$

La tension est de sens contraire au courant pour l'onde réfléchie.

Finalement le phénomène se compose de groupe de quatre ondes suivant la forme :

$$i = e^{-wt} \left\{ \begin{aligned} & e^{\beta (t-y)} (B_1 \cos \omega (t - y) + B'_1 \sin \omega (t - y)) + \\ & + e^{\beta (t+y)} (B_2 \cos \omega (t + y) + B'_2 \sin \omega (t + y)) + \\ & + e^{-\beta (t-y)} (B_3 \cos \omega (t - y) + B'_3 \sin \omega (t - y)) + \\ & + e^{-\beta (t+y)} (B_4 \cos \omega (t + y) + B'_4 \sin \omega (t + y)) \end{aligned} \right\}$$

Ainsi que l'expression de U :

$$U = - \sqrt{\frac{l}{c}} (i_1 - i_2 + i_3 - i_4).$$

La première et la troisième onde se propagent dans le sens des Y croissants. La première est une onde cumulative, c'est-à-dire qui s'amplifie suivant une loi exponentielle avec β positif. La troisième est une onde amortie avec β négatif. La seconde et la quatrième ondes sont des ondes circulant dans le sens des Y décroissants c'est-à-dire des ondes provenant des deux autres après réflexion en bout de ligne.

2.4. Propagation dans une ligne sans pertes

Les équations générales montrent que les phénomènes transitoires, susceptibles de se produire dans les lignes, sont constitués par un ensemble de paires d'ondes, circulant respectivement dans les deux sens, s'amortissant et se déformant suivant les lois complexes. Ces paires d'ondes étant produites par les circonstances extérieures.

Ces équations générales supposent cependant que les quatre grandeurs électriques restent constantes, ce qui ne peut être réalisé, en particulier lorsque les ondes sont constituées par des oscillations de fréquence élevée.

En effet, la résistance non inductive croît avec la fréquence et la conductance varie également avec la fréquence et la tension.

Toute onde introduite dans une ligne, se déforme en se déplaçant ; il n'y a que dans le cas particulier où $\frac{g}{c} = \frac{v}{l}$ que l'onde s'amortit en conservant sa forme initiale.

De même pour une oscillation de haute fréquence (de pulsation ω considérable), on peut admettre que la forme se conserve et qu'il existe seulement l'amortissement e^{-Wt} avec $W = \frac{1}{2} \left(\frac{r}{l} + \frac{g}{c} \right)$

Qui est d'ailleurs négligeable surtout pour les lignes usuelles

$$W = \frac{1}{2} \left(\frac{r}{l} + \frac{g}{c} \right) \approx 0 \quad \leftarrow \rightarrow \quad r = g = 0$$

Dans ces conditions, les équations des lignes longues se simplifient considérablement et se réduisent à :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial x} = - l \frac{\partial i}{\partial t} \\ \frac{\partial i}{\partial x} = - c \frac{\partial u}{\partial t} \end{array} \right. \quad (22)$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = lc \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (23)$$

La solution générale aura pour forme :

$$u = \mathcal{Q}(x-vt) + \mathcal{P}(x+vt)$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{lc}}$$

\mathcal{Q} et \mathcal{P} sont deux fonctions arbitraires qui dépendent des conditions initiales.

\mathcal{Q} : Représente une onde quelconque circulant dans le sens des x positifs.

\mathcal{P} : Représente une onde quelconque circulant dans le sens des x négatifs.

L'expression du courant sera donnée par la deuxième équation du système (22).

$$\frac{\partial i}{\partial x} = - c \frac{\partial u}{\partial t} = cv (\mathcal{Q}' - \mathcal{P}') = \sqrt{\frac{c}{l}} (\mathcal{Q}' - \mathcal{P}')$$

d'où en intégrant par rapport à x

$$\left\{ \begin{array}{l} i = \frac{\mathcal{Q}(x-vt)}{z} - \frac{\mathcal{P}(x+vt)}{z} \\ z = \sqrt{\frac{l}{c}} \end{array} \right. \quad (24)$$

On constate bien que l'onde réfléchie du courant est proportionnelle à celle de la tension (réfléchie) au signe près.

Pour toute onde simple, le courant est en phase avec la tension ; il n'en est plus de même pour le courant résultant de deux ondes de sens inverse.

CHAPITRE III : ONDES MOBILES DANS LES LIGNES SANS PERTES

3.1. Généralités

Les relations (22), (23) et (24) expriment cette propriété physique que sur une ligne homogène à pertes nulles, infinie ou limitée, les phénomènes électromagnétiques qui se produisent peuvent être considérés comme résultant de la superposition de deux systèmes d'ondes mobiles, circulant en sens inverse ; Ces systèmes d'ondes produits par des causes extérieures, sont de formes quelconques.

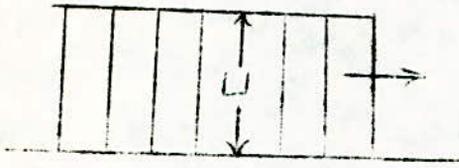
Si la ligne est limitée, il se produit, aux deux bouts des réflexions qui correspondent à des ondes faisant partie des systèmes \odot et \ominus . Ces deux systèmes ne subissent du fait de leur propagation, aucun amortissement supplémentaire, mais ils peuvent naturellement être amortis à leur origine.

3.2. Formes surtensions.

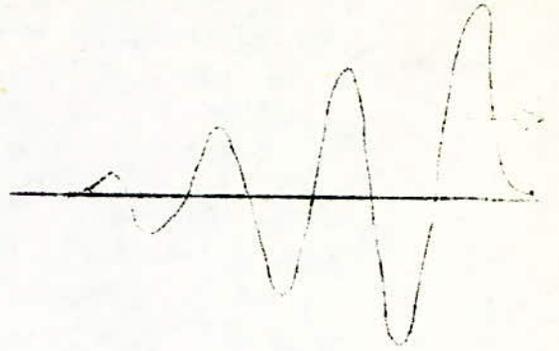
L'hypothèse de base est de considérer que les conducteurs de la ligne ont une conductibilité infinie. Les surtensions se propagent sous forme d'ondes mobiles sur une telle ligne peuvent être considérées sensiblement comme des ondes planes ; la figure (3-1) représente diverses formes d'ondes mobiles.

3.3. Formes de tension de choc normalisées.

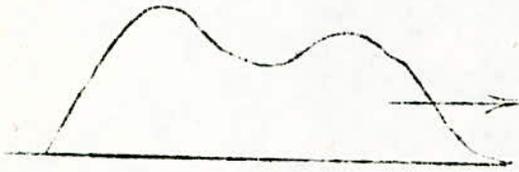
Les différents organismes^{nationaux} de normalisation et la Commission Electrotechnique Internationale (C.E.I.), ont adopté une définition générale relative aux formes et valeurs des tensions de choc de foudre (fig.3.2.).



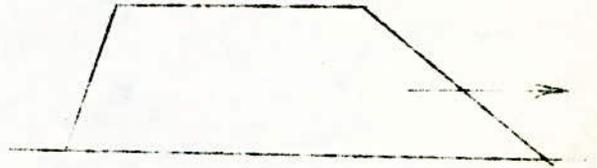
rectangulaire



sinusiïdale amortie



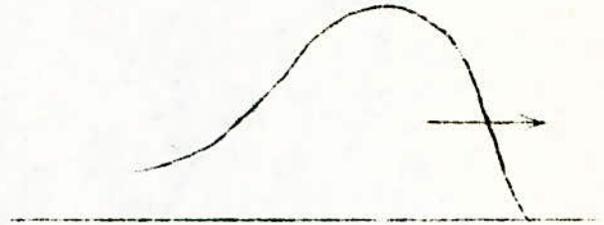
quelconque



trapezoïdale

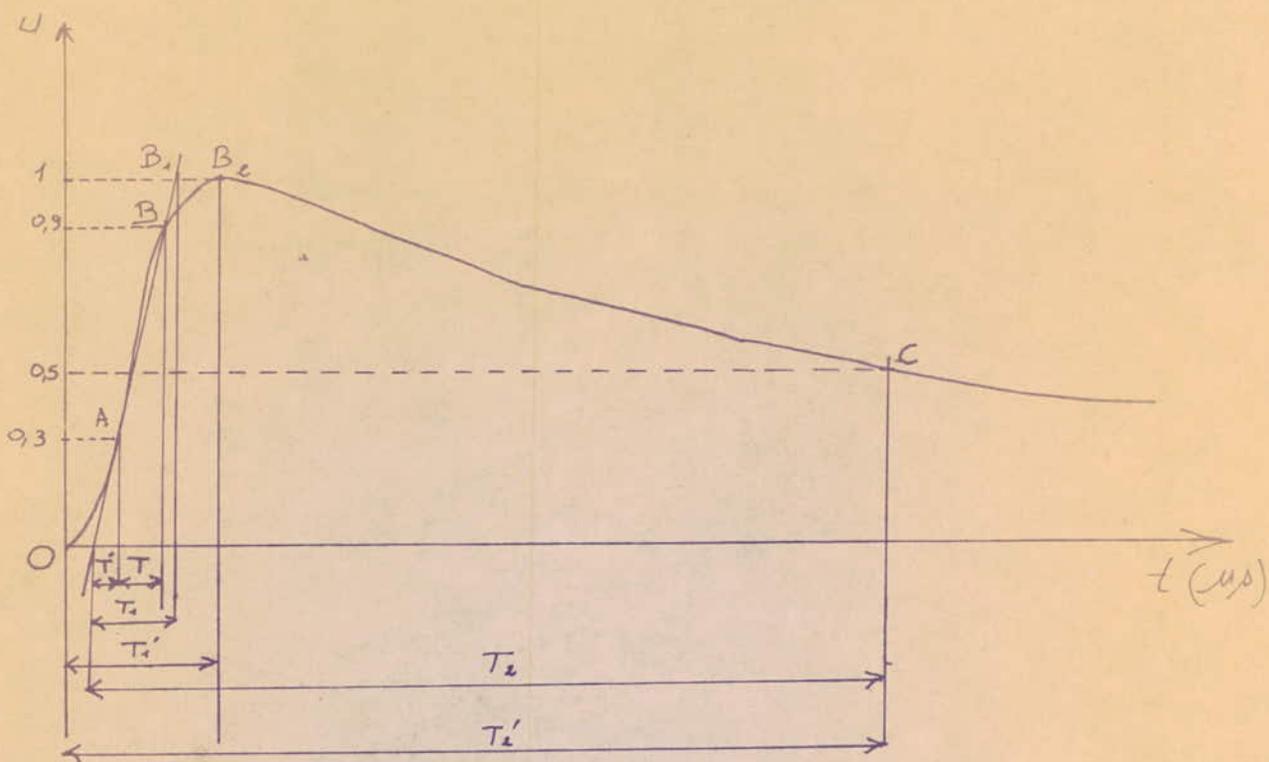


Exponentielle

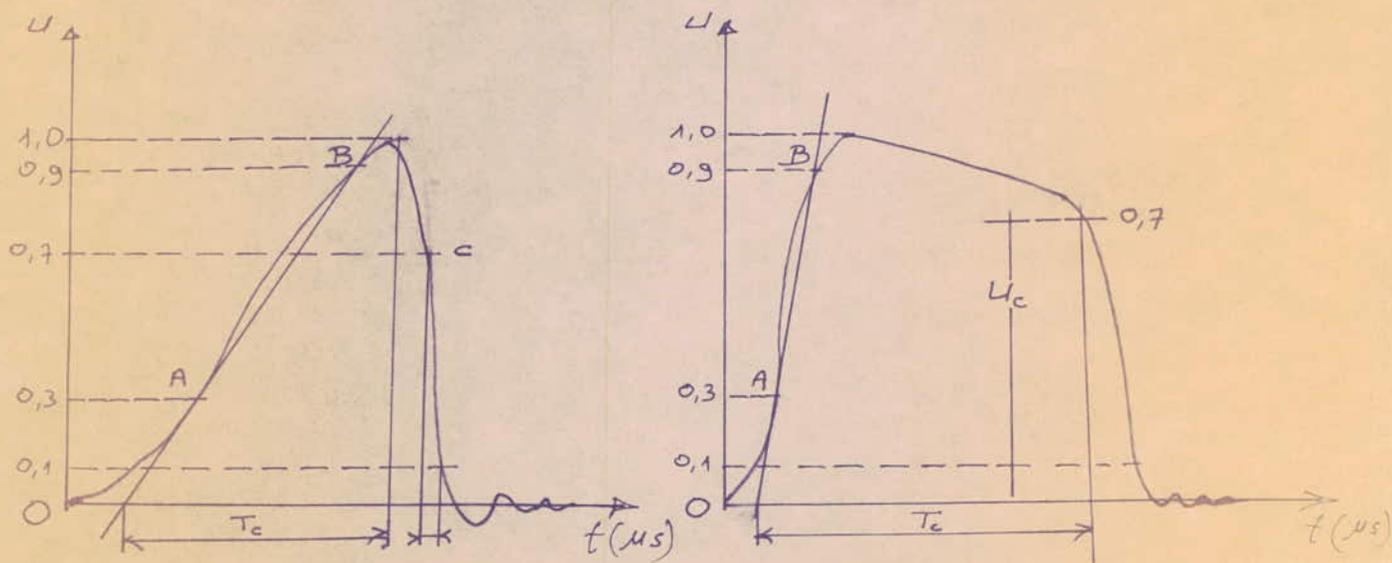


normale de choc

fig : 3 .1.- Diverses formes d'ondes mobiles.



Onde de tension de choc pleine.
 $T_1 = 1,67 T'$; $T' = 0,3 T_1 = 0,5 T$;



Ondes de tensions de choc coupées.
 a) sur le front.
 b) sur la queue.

Les caractéristiques relatives aux tensions de choc données actuellement par les normes, concernant donc uniquement les surtensions d'origine atmosphériques, sont :

- La polarité.
- La valeur de crête conventionnelle, désignée aussi par amplitude conventionnelle.
- La durée conventionnelle du front T_1 .
- La durée conventionnelle jusqu'à mi-valeur de crête T_2 dans le cas d'une onde pleine.
- La durée conventionnelle jusqu'à la coupure T_c dans le cas d'une onde coupée.
- La durée conventionnelle de la chute de tension pendant la coupure.

La C.E.I. dans son rapport N°60 de 1962, recommande les définitions suivantes pour les tensions de choc pleine et les tensions de choc coupées (fig. 3.3.).

-Une tension de choc pleine est en principe une tension transitoire apériodique, qui sans oscillations appréciables, croît rapidement jusqu'à une valeur maximale, puis décroît en général lentement jusqu'à zéro voir (fig.3.2.).

-Une tension de choc coupée est une tension transitoire obtenue à partir d'une tension de choc pleine, dont la forme est modifiée par une décharge disruptive, provoquant une brusque chute de la tension jusqu'à une valeur pratiquement nulle.

La chute de tension peut se produire sur le front (fig.3.3.a), sur la crête ou sur la queue (fig.3.3.b).

Pour pallier aux inconvénients dus à la superposition des oscillations à haute fréquence au voisinage de l'origine, sur le front et sur la crête de l'onde, la C.E.I. recommande dans sa publication n°60 de 1962 les caractéristiques conventionnelles suivantes :

- Valeur de crête :

La valeur de crête est normalement la valeur maximale, mais, pour les circuits d'essais dont la tension présente des oscillations ne dépassent pas 5% de la valeur de crête, et dont la fréquence est au moins égale à 0,5 MHz on peut, pour les besoins de la mesure, tracer une courbe moyenne dont la valeur maximale est définie comme étant la valeur de crête conventionnelle (fig 3.4.).



fig. 3.4. -Estimation de la valeur de crête de la tension.

-La durée conventionnelle du front T_1 :

La durée conventionnelle du front T_1 est définie comme étant égale à 1,67 fois l'intervalle de temps T compris entre les instants où la tension est égale à 30% et 90% de la valeur de crête conventionnelle (point A et B des fig.3.2., 3.3.).

-Origine conventionnelle d'une tension de choc.

Par définition, l'origine conventionnelle d'une tension de choc est l'instant qui précède l'instant correspondant au point A d'une durée de $0,3T_1$ (fig.3.2.).

Durée conventionnelle d'une tension de choc.

La durée conventionnelle T_2 jusqu'à mi-valeur de crête d'une tension de choc est l'intervalle de temps compris entre l'origine conventionnelle et l'instant correspondant au point de la queue de l'onde où la tension est tombée à la moitié de sa valeur de crête, ou de crête conventionnelle.

-Durée conventionnelle de la chute de tension pendant la coupure.

Elle correspond à 1,67 fois l'intervalle de temps

compris entre les points C et D (fig.3.3.-a,b).

Les points C et D sont situés à 70% et à 10% de la valeur de la tension estimée au moment de coupure, pour celle coupées sur la queue.

- Moment conventionnel de la coupure

C'est l'instant qui précède l'instant correspondant au point C d'une durée égale à 0,3 fois la durée conventionnelle de la chute de tension.

- Durée conventionnelle T_c jusqu'à la coupure.

C'est l'intervalle de temps compris entre l'origine conventionnelle 0' et le moment conventionnel de la coupure.

Pour les essais au choc en laboratoire, les différentes normes susceptibles de représenter le mieux possible les surtensions d'origine atmosphériques, qui sont recommandées par la C.E.I. dans sa publication déjà citée sont :

- tension de choc normale.

C'est une tension de choc pleine, ayant une durée conventionnelle du front de 1,2 us et une durée conventionnelle jusqu'à mi-valeur de crête de 50 us. Elle est désignée par : tension de choc 1,2 us/50 us.

-Tension de choc coupée sur la queue.

Une tension coupée sur la queue généralement utilisée, est une tension de choc normale, coupée après une durée de 2 à 5us.

3.4. Notions énergétiques.

L'existence d'une onde sur une ligne fait apparaître un champ électrique \vec{E} et un champ magnétique \vec{H} qui s'engendrent respectivement l'un à l'autre par leur déplacement, en formant un trièdre rectangle direct.

Si on suppose que la longueur développée de l'onde (longueur d'onde) est grande par rapport à la distance de la ligne à son conducteur de retour, le temps nécessaire à l'établissement du champ électrique est petit par rapport à la durée de passage de l'onde ou à la période d'oscillation.

L'énergie existant dans l'unité de volume du diélectrique se présente sous deux formes :

-Forme magnétique $\frac{U H^2}{8 \pi}$

-Forme électrique $\frac{\epsilon E^2}{8 \pi}$

Ces deux quantités d'énergie tirées d'après les lois de Max-WELL, sont égales et l'énergie totale sera alors :

$$E_T = \frac{U H^2}{4 \pi} = \frac{\epsilon E^2}{4 \pi} = \frac{\sqrt{\epsilon U} \cdot H E}{4 \pi}$$

Cette énergie se déplace avec l'onde, et la puissance mise en jeu à travers l'unité de section dans le plan de l'onde est :

$$W = \frac{\sqrt{\epsilon U} \cdot H E}{4} v = \frac{H E}{4 \pi}$$

Dans le rectangle aussi petit que l'on désire ds.dp formé par l'intersection de deux lignes de forces magnétiques voisines avec deux lignes de forces électriques, l'énergie élémentaire passant par seconde est :

$$dW = \frac{E H}{4 \pi} ds \cdot dp$$

d'autre part : $E = -\frac{dU}{ds}$

U : Etant le potentiel au-dessus du sol.

Des deux équations, on tire :

$$d W = - \frac{d U}{4 \pi r^2} H dp$$

donc la puissance totale mise en jeu sera donnée par l'intégrale double suivante :

$$W = - \iiint \frac{d U}{4 \pi r^2} H dp$$

$$W = - \int \frac{d U}{4 \pi r^2} \{ H dp.$$

$$W = - \int_{\Delta U}^c \frac{d u}{4 \pi r^2} 4 \pi I$$

$$W = U I$$

avec U : potentiel à la surface du conducteur.

Entre les cercles équipotentiels électriques, tracés à des potentiels différents successivement ayant la même quantité ΔU , la puissance est constante est égale à $\Delta U \cdot I$.

Comme le potentiel décroît rapidement autour du conducteur, l'énergie est surtout concentrée au voisinage du conducteur.

CHAPITRE IV : PHENOMENE DE PROPAGATION DES ONDES MOBILES

4.1. Généralités

La propagation des ondes dans une ligne sans résistance ni conductance dépend de l'impédance d'onde définie par :

$$Z = \sqrt{\frac{l}{c}}$$

l et c étant les inductance et capacité linéiques.

A chaque discontinuité dans la ligne, l'onde éprouve une réflexion et une réfraction partielles.

4.2. Réflexion et réfraction des ondes mobiles dans une ligne sans pertes non homogène.

Soit Z_1 et Z_2 les impédances des tronçons 1 et 2 et

U_1 la tension de l'onde incidente.

U_2 la tension de l'onde transmise.

U_1' la tension de l'onde réfléchie.

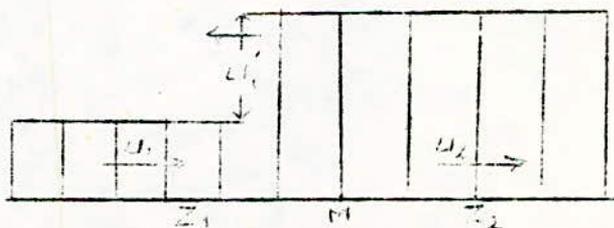
i_1 , i_2 et i_3 , les courants respectifs correspondants.

Ces courants étant positifs dans le sens de la propagation initiale.

Mise en équation

Au point M. (fig.4.1.) qui sépare les deux tronçons on a une égalité des courants des deux côtés :

$$i_1 + i_1' = i_2$$



(fig. 4.1.)- Réflexion et réfraction d'une onde mobile.

d'autre part d'après la relation entre tensions, impédances et courants on a :

$$\frac{U_1 - U'_1}{Z_1} = \frac{U_2}{Z_2}$$

ainsi que l'égalité de la tension M donne :

$$U_1 + U'_1 = U_2$$

d'où le système suivant :

$$\begin{cases} U'_1 = \frac{Z_1 - Z_2}{1 + Z_2} U_1 \\ U_2 = \frac{2Z_2}{1 + Z_2} U_1 \end{cases} \Rightarrow \frac{U'_1}{U_2} = \frac{Z_2 - Z_1}{2Z_2}$$

$$i_1 = \frac{U_1}{Z_1}$$

$$i'_1 = -\frac{U'_1}{Z_1}$$

On constate que l'onde réfléchie est positive si : $Z_2 > Z_1$ c'est-à-dire, la propagation se fait vers une ligne d'impédance plus grande.

Il y a donc dans ce cas augmentation de la tension s'où la surtension au point de transition (M).

En pratique ce type de surtension a lieu lors du passage d'une onde d'un câble à une ligne aérienne.

Exemple : on prend $Z_2 = 2 Z_1$

$$U_1 = \frac{1}{3} U_1$$

$$U_2 = \frac{4}{3} U_1$$



Lorsque une onde de tension dangereuse circule dans une ligne mixte (câble-ligne aérienne), c'est à la sortie du câble vers la ligne aérienne (sens de la circulation de l'onde) que se produisent les surtensions et que par suite les ruptures diélectriques de câble sont à craindre.

Pratiquement les câbles sont à l'abri de la foudre, ce cas n'est en réalité pas très dangereux.

4.2.1. Réflexion a l'extrémité d'une ligne ouverte.

Le fait que la ligne soit ouverte à l'extrémité se traduit par $Z_2 = \infty$ et $i_2 = 0$.

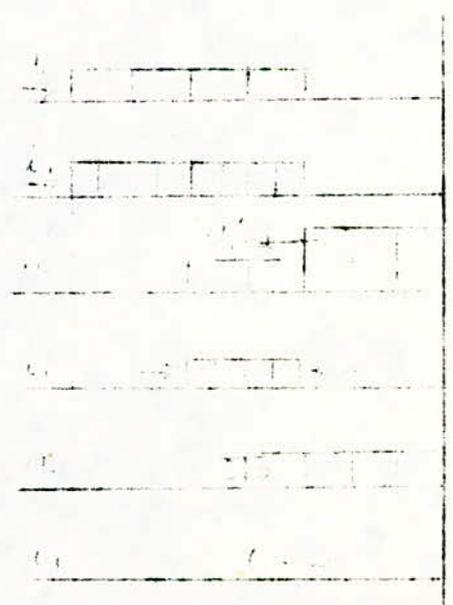
En introduisant ces valeurs dans les équations (25) on obtient :

$$U'_1 = U_1$$

$$U_2 = 2 U_1$$

$$i'_1 = i_1$$

La tension est doublée à l'extrémité de la ligne et le courant s'annule suivant le cheminement de la figure 4.2.
L'annulation du courant s'explique par le fait que les charges électriques transportées par ce courant s'accablent sur le fil pour porter ce fil à une tension double. Sur toute la portion où la tension est double le courant est nul. Après la réflexion le courant est inversé, la tension restant la même.



(Fig4-2) Réflexion d'une onde a l'extrémité d'une ligne ouverte

4.2.2. Réflexion a l'extrémité d'une ligne mise à la terre.

Dans ce cas : $i_2 = 0$ et $U_2 = 0$

On obtient par substitution dans les équations (25)

$$U_1' = - U_1$$

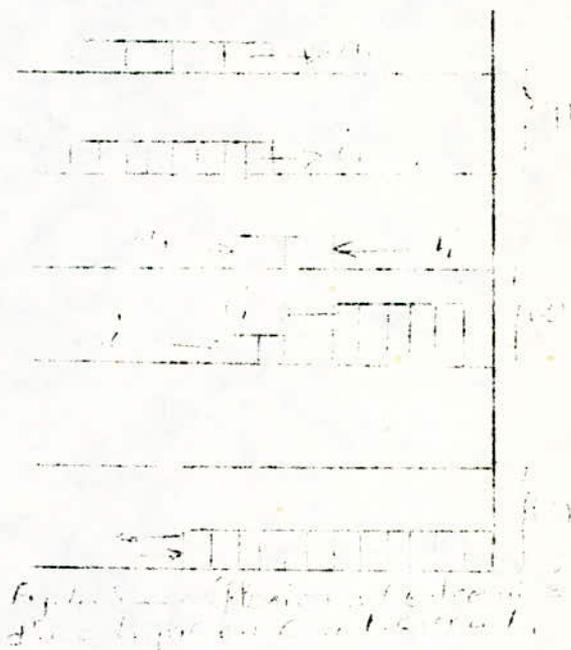
$$i_1' = i_1$$

$$i_2 = 2 i_1$$

Le courant est doublé à l'extrémité de la ligne et la tension est nulle. Sur le parcours de l'onde réfléchie, le courant va en se doublant ; la tension en s'annulant.

Ce fait s'explique par la libération des charges électriques du fil sur les portions où la tension résultante est devenue nulle.

Dans l'onde réfléchie qui se propage vers l'origine, le courant gardera le même signe que le courant incident, du fait que la tension correspondante a changé de signe de même que la propagation.



4.2.3. Méthode et schéma de calcul de PETERSEN.

Pour calculer la tension transmise U_2 en un point de discontinuité, surtout pour les noeuds à plusieurs branches, il est beaucoup plus commode d'utiliser le schéma de calcul de PETERSEN représenté par la figure 4.4.



- Schéma de la ligne avec onde perturbatrice.



fig 4.4.- Schéma de calcul de PETERSEN.

Le schéma de calcul de PETERSEN est le même que celui qui a été vu précédemment, à savoir le schéma de PETERSEN, mais les paramètres sont concentrés dans une seule branche.



a) Schéma représentant une ligne qui débite sur plusieurs branches.

fig. 5 b) Schéma de PETERSEN à paramètres concentrés.

$$U_2 = U_3 = \dots = U_n = U'$$

et

$$U' = 2U \frac{Z_e}{Z_e + e}$$

Où

$$\frac{1}{Z_e} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} + \frac{1}{Z_3} + \dots + \frac{1}{Z_n}$$

Si on prend $Z_1 = Z_2 = \dots = Z_n = Z$

$$Z_e = \frac{Z}{n-1}$$

On aura :

$$U' = \frac{2U}{1 + \frac{Z}{n-1}} = \frac{2U}{n}$$

Pour

n = 2	U' = U
n = 3	U' = $\frac{2}{3}$ U
n = 4	U' = $\frac{1}{2}$ U

On constate que lorsque n augmente U' diminue.

4.3. Insertion d'une résistance entre deux lignes d'impédances différentes.

4.3.1. Montage série.

La résistance agit en provoquant une chute de tension $R i_2$ dans l'onde transmise (fig 4.6).

La tension aura pour expression :

$$U = \frac{2 Z_2}{Z_1 + Z_2} U$$



On constate que U_2 diminue avec l'introduction de la résistance R.

- Résistance en série avec le tronçon de la ligne 2.



Schéma de calcul de PETERSEN.
fig : 4.6.

4.3.2. Montage parallèle.



fig 4.7. Schéma de calcul de PETERSEN.

L'expression de U_2 dans ce cas sera :

$$U_2 = \frac{2 \cdot R}{2 + R (Z_1 + Z_2)}$$

Pour pouvoir étudier la variation de la tension transmise U_2 , on introduit les différentes valeurs de R suivant le tableau ci-dessous, en prenant $Z_1 = Z_2 = 500 \Omega$.

Résultats obtenus par JAKUBOWSKI (PODSTAWY TEORII PRZEPIC W UKŁACH)

$Z (\Omega)$	$R (\Omega)$	R/Z	U_2/U
500	5000	10	0,95
500	500	1	0,66
500	250	0,5	0,5
500	125	0,25	0,35

En se basant sur ces relevés, on déduit que la tension transmise est inversement proportionnelle à la résistance R . C'est à partir de ces observations qu'est venue l'idée du parafoudre.

CHAPITRE V : LE PARAFONDRE ET LA PROTECTION DES RESEAUX ENERGETIQUE.

5.1. Généralités

Il est constitué essentiellement d'un éclateur relié d'un coté à la ligne et de l'autre à la terre, à travers une résistance R (Fig 5.1).

L'éclateur est réglé de façon à ne pas s'amorcer pour ce que on peut appeller "tension dynamique maximum du réseau". C'est-à-dire pour la tension qui peut se développer entre un conducteur et la terre sous l'action des défauts susceptibles de se produire dans le fonctionnement du réseau.

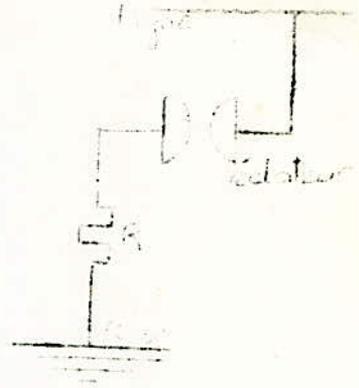


Fig : 5.1 - Schéma de principe d'un parafoudre.

Cette tension dynamique évaluée en valeur efficace, dépend de la position du point neutre du réseau, suivant qu'il est isolé du sol ou relié, directement ou à travers une résistance, une réactance ou une impédance quelconque.

Soit U_n la tension composée efficace du réseau et $U_{dy.m.}$ la tension dynamique maximale.

Si le neutre est relié à la terre par une impédance assez faible de manière à ce que l'impédance homopolaire Z_0 soit trois fois plus faible que l'impédance inverse Z .

$$U_{dy.m.} = U_n \frac{1}{3} = 0,33 U_n$$

Si le réseau est à neutre isolé ou relié à la terre par une impédance très grande, la tension dynamique maximale atteint la tension composée :

$$U_{dy \max} = U_n$$

Ces expressions de la tension dynamique ne sont valables que pour un réseau très stable dans lequel la tension se maintient constante.

Une marge de 15 à 20 % est à ajouter pour les réseaux instables (variation de la tension dues aux modifications de la charge) en particulier ceux alimentés par des turbo-alternateurs.

Lorsque, par suite d'une surtension extérieure, la tension dépasse une certaine valeur, l'éclateur s'amorce et met la ligne en contact avec le sol, à travers la résistance R et la résistance R_{sol} de la prise de terre.

La tension aux bornes du parafoudre lors d'une décharge, donc aux bornes des appareils en dérivation à protéger sera égale :

$$U_p = (R + R_{sol}) I_a$$

C'est-à-dire à la chute de tension produite par le passage du courant de décharge.

L'apparition des résistances à base de carbure de silicium, variable avec la tension a permis la construction des parafoudres relativement satisfaisant, qu'on se propose l'étudier.

3.2. Principe de fonctionnement.

Par définition, le parafoudre est un appareil destiné à protéger le matériel des réseaux contre les effets perturbateurs des décharges atmosphériques.

Il est constitué de plusieurs éclateurs en série reliés d'une part à un conducteur de la ligne et d'autre part à la terre à travers une résistance à caractéristique non linéaire.

Chaque éclateur est généralement shunté par une résistance ou par un condensateur, parfois par les deux. Cette disposition a pour objet d'obtenir une répartition uniforme de la tension entre les divers éclateurs, de sorte que la tension d'amorçage est plus stable et l'extinction du courant de suite sera favorisée.

Lorsque la tension dépasse le niveau d'amorçage du parafoudre, les éclateurs s'amorcent et permettent l'écoulement des décharges à travers la résistance non linéaire du parafoudre comme le montre la figure 5-2 : Les valeurs de cette résistance diminuent rapidement lorsque la tension augmente jusqu'à la valeur dite de protection U_p . L'intensité du courant croît plus vite que la tension et celle-ci ne peut atteindre la valeur qu'elle aurait en l'absence du parafoudre.

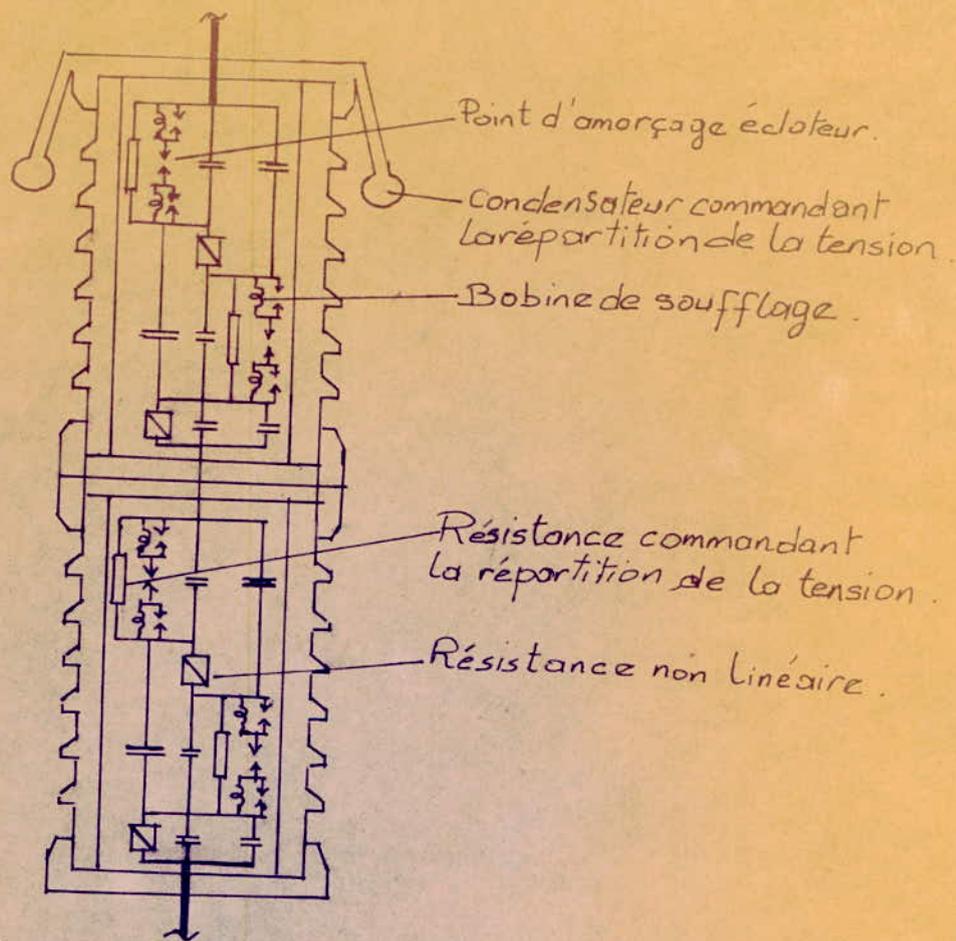


Fig: 5.2 Parafoudre.

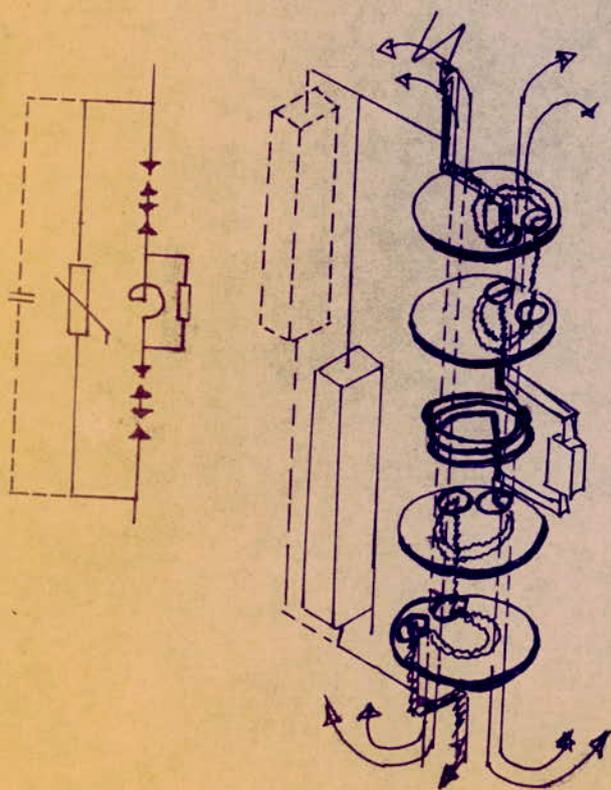


Fig: 5.3.

Après le passage de l'onde du courant de décharge, la tension aux bornes du parafoudre décroît mais la non linéarité des caractéristiques des résistances entraîne une décroissance plus rapide du courant. Une fois la tension revenue à la valeur nominale du réseau, le courant se trouve limité à une intensité assez faible (courant de suite) l'appareil se désamorçait au prochain passage par zéro. On peut voir ceci dans la figure 5-3.

Ainsi l'onde de surtensions est écrêtée quelque soit sa raideur sans qu'il y ait d'ondes coupées à cause des condensateurs shuntés avec les éclateurs et le tout en série avec la résistance, dont la chute de tension lors de l'amorçage du parafoudre ne présente pas de pente très raide. La figure 5-4 donne le principe d'écrêtage des ondes par un parafoudre.

Il est à noter qu'un parafoudre n'a pas la même tension d'amorçage lors de surtension d'origine atmosphérique ou de manoeuvre.

D'après la figure 5-5 il répond en premier lieu aux ondes de forme rectangulaire qui donne la plus grande tension d'amorçage à cause de leur front de longueur nulle puis la tension d'amorçage diminue pour les ondes de choc de foudre du fait que le parafoudre est surtout un dispositif de protection, contre les surtensions de foudre.

Vu de cet angle le parafoudre fait partie du matériel classique d'appareillage électrique ; il a sa place aussi bien au sommet du poteau supportant la station de transformation la plus élémentaire, qu'à l'entrée du poste le plus complexe.

5.3. Caractéristique des résistances.

La courbe de la figure 5-6 montre que la résistance diminue très rapidement quand la tension augmente.

En fonction des variations de la tension, la caractéristique de la résistance d'écoulement suit la loi :

$$U^n = K_i \text{ avec } n \text{ variable.}$$

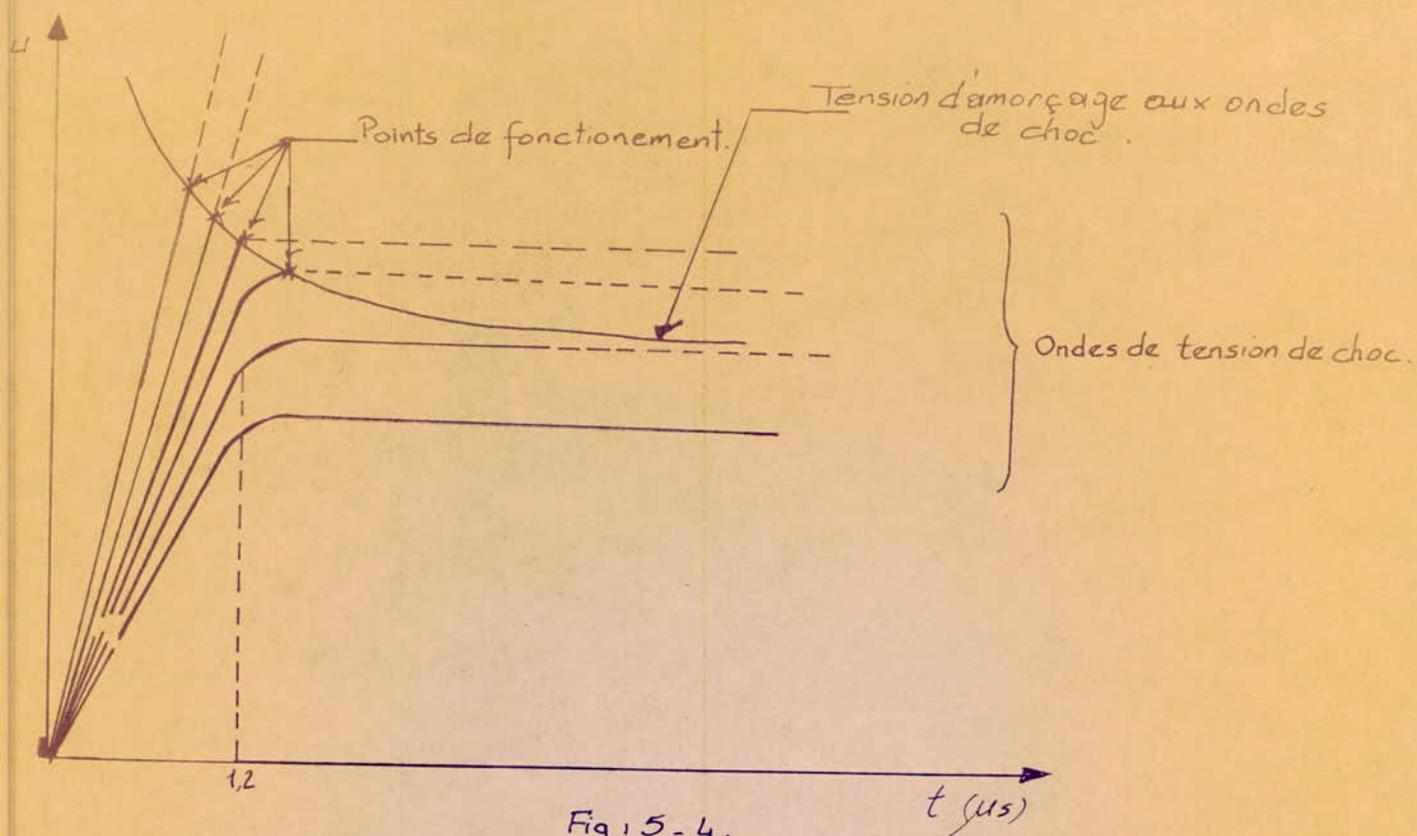


Fig 5-4.

Obtention de la caractéristique d'amorçage aux ondes de tension de choc.

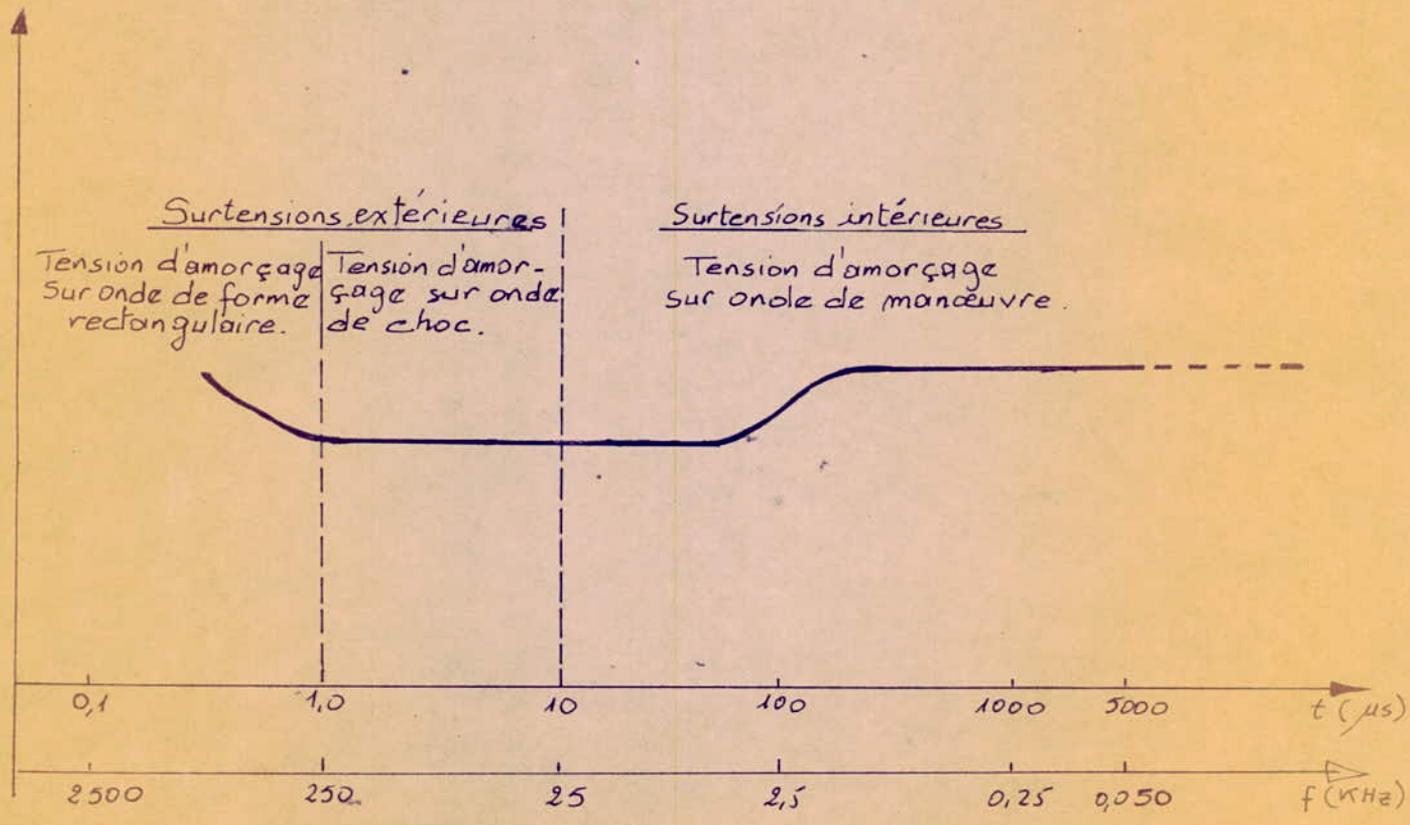


Fig: 5-5.

Caractéristique de réponse d'un parafoudre.

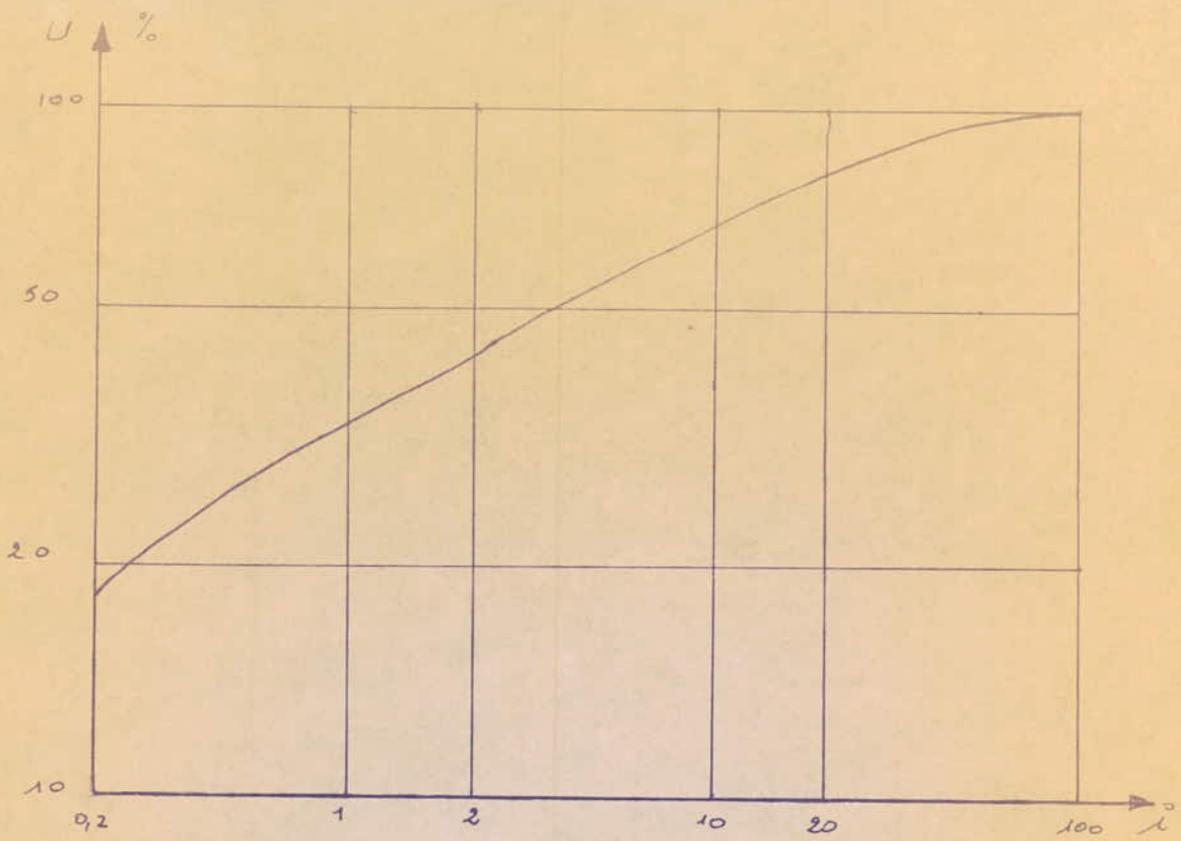


Fig:

Caractéristique de la résistance d'écoulement
 la caractéristique suit la loi $U^n = K i$ avec n variable.

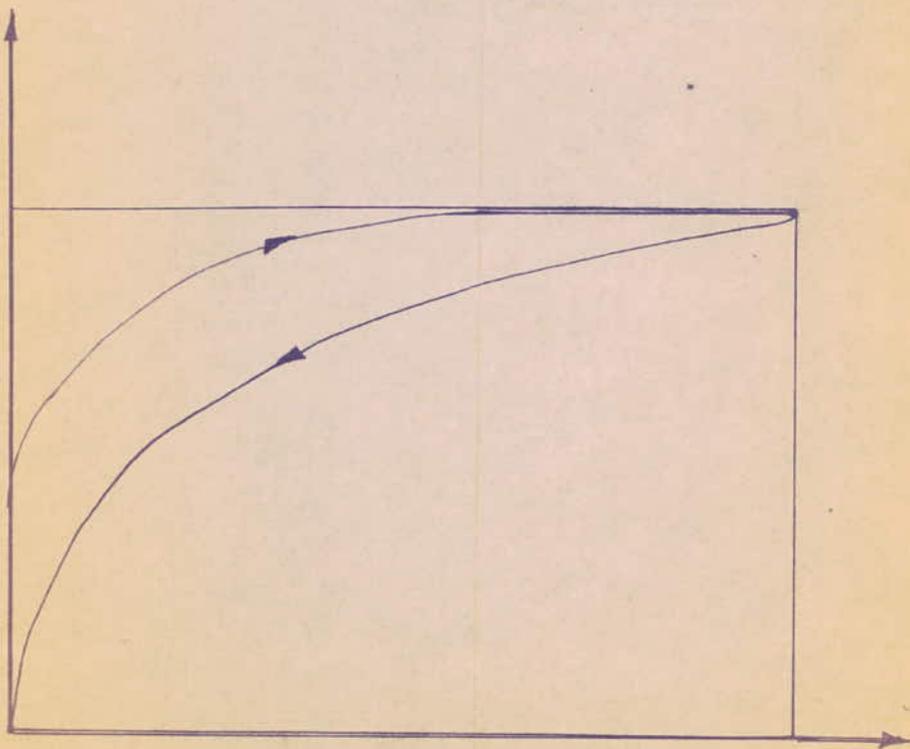


Fig:

Allure de la tension aux bornes d'une résistance d'écoulement
 lors du passage du courant de choc.

Il en résulte que la puissance à couper par le parafoudre croît beaucoup plus vite que la tension ; c'est pourquoi que l'on ne doit pas utiliser un parafoudre d'un calibre donné sur un réseau où la tension pourrait dépasser la tension limite d'utilisation du parafoudre, car si un amorçage se produisait à ce moment, le parafoudre ne pourrait plus couper le courant de suite et serait détruit.

Il est à noter que, sur la courbe de la tension en fonction du courant (fig 5 - 7), lorsque la tension décroît, le courant ne suit pas aussi rapidement, phénomène analogue à l'hystérésis dans l'acier. La zone entre les deux courbes caractérise le retard de variation de la résistance.

Pour que le parafoudre puisse couper facilement et rapidement le courant de suite, on a intérêt à ce que le retard de variation de la résistance soit le plus faible possible et que, par conséquent, l'aire entre les deux courbes soit petite.

5.4. Caractéristique d'un parafoudre.

Parmi les paramètres définissant le fonctionnement des parafoudres, on peut citer :

- 1 - Le courant de suite
- 2 - La tension d'extinction (tension de désamorçage)
- 3 - La tension résiduelle
- 4 - Le pouvoir de décharge
- 5 - Le facteur d'impulsion.

1 - Le courant de suite est le courant fourni par le réseau et qui subsiste dans les éclateurs, un temps plus ou moins long, après le passage du courant de décharge.

2 - La tension d'extinction, ou tension de désamorçage est la valeur la plus élevée de la tension de service pour laquelle un parafoudre interrompt son courant de suite ; le parafoudre est désigné par la valeur de sa tension d'extinction.

3 - La tension résiduelle est définie par la C.E.I comme suit : C'est la tension maximale qui apparaît aux bornes d'un parafoudre lorsqu'il écoule une onde de courant $8/20$ μ s d'amplitude égale à celle du courant nominale.

4 - Pouvoir de décharge : c'est l'onde de courant écoulee par le parafoudre après amorçage des éclateurs série.

On appelle le courant nominal de décharge, la valeur de crête du courant de décharge de forme d'onde 8/20 utilisé pour désigner un parafoudre.

5 - Le facteur d'impulsion est le rapport entre la tension d'amorçage sous onde de choc et la tension d'amorçage statique. Ce rapport varie dans les lignes et les postes entre 1,15 et 1,5.

Il faut donc que les parafoudres aient un facteur d'impulsion inférieur à celui des appareils qu'ils protègent.

On distingue deux tensions d'amorçage :

a) Tension d'amorçage industrielle : c'est la valeur de la tension de crête divisé par $\sqrt{2}$ qui, appliquée entre les bornes d'un parafoudre provoque l'amorçage de tous les éclateurs série.

b) Tension d'amorçage aux chocs sur front d'onde : c'est la tension d'amorçage obtenue sur le front d'une onde dont la tension croit linéairement avec le temps.

5.5. Principe de la coordination de l'isolement.

La coordination des isolements est l'ensemble des dispositions prises, en vue d'éviter que des dommages ne soient causés au matériel électrique par les surtensions. Elle consiste à établir la corrélation nécessaire entre les conditions de tenue de l'isolement du matériel électrique et les caractéristiques des dispositifs de protection.

5.6. Caractéristiques des niveaux d'isolement.

Les niveaux d'isolement jouent un rôle important dans la coordination des isolements. On distingue à cet égard :

- Niveau d'isolement d'un matériel.
- Niveau de protection contre les surtensions.
- Niveau de protection au choc.

- Le niveau d'isolement d'un matériel est l'ensemble des valeurs prérites de tensions que doit supporter l'isolement de ce matériel dans des conditions choisies conventionnellement.

- Le niveau de protection contre les surtensions est la valeur maximum de la tension qui peut apparaître aux bornes d'un appareil de protection contre les surtensions ; parmi :

- . Tension d'amorçage au choc de foudre normal (onde 1,2/50 μ s).
- . Tension résiduelle au courant nominale de décharge.
- . Tension d'amorçage sur front d'onde divisée par 1,2.
- . Valeur de crête la plus élevée de la tension d'amorçage à fréquence industrielle parfois divisée par 0,9.

5.7. Emplacement des parafoudres.

Les parafoudres doivent être placés le plus près possible des installations à protéger, lorsque celle-ci sont reliées directement aux lignes aériennes, ou bien au point de jonction des lignes aériennes et des câbles.

Pour les lignes, on ne peut pas se permettre d'installer des parafoudres en quantité suffisante pour les protéger complètement. Par contre chaque poste mérite la protection, puisque ils constituent les points vitaux du réseau.

En effet, lorsque une onde rencontre un point de discontinuité, où il y a une augmentation de l'impédance linéique, il se produit une augmentation de la tension donnée par la formule :

$$d_2 = \frac{2}{1 + n_2} \cdot 2d_1$$

Il en résulte une oscillation qui comporte un ventre de tension au point de discontinuité, où il ya accroissement de l'impédance linéique et c'est en ce point qu'il convient de placer les parafoudres.

La revue Brown Bover (BBC) recommande dans sa publication n° 6 tome 6 de juin 1964, trois conditions lors de l'emplacement d'un parafoudre :

- La zone de protection.
- La distance minimale entre pièces sous tension et masse.
- La zone de danger.

- La zone de protection s'étend le long de la portée de la ligne sur laquelle les surtensions ne dépassent pas la tension de tenue de l'installation. La zone de protection du parafoudre dépend du rapport du niveau de tenue au niveau de protection au choc (rapport de protection).

- La distance minimale entre pièces sous tension et masse est nécessaire pour obtenir le niveau de tenue requis de chaque appareil de même que celui de toute l'installation. Le niveau de tenue au choc sert de base pour fixer ces distances minimales.

- La zone de danger est la zone dans laquelle il ya danger de mort pour le personnel, dans le cas où un parafoudre est surchargé. Lors de la détermination de la zone de danger on prendra donc en considération la distance à laquelle les débris de la porcelaine peuvent être projetés sous l'effet d'amorçage d'arc à l'extérieur.

5.8. Choix des parafoudres.

Le choix des parafoudres dépend de l'exploitation correcte du réseau énergétique et la protection de l'équipement.

Si on connaît toutes les conditions auxquelles sera soumis le parafoudre une fois installé, on peut alors partir de certains critères pour déterminer les caractéristiques du parafoudre à utiliser.

Pour cela, on devrait connaître tous les paramètres suivants:

- Le régime du neutre du réseau.
- Tension maximale entre phase et terre à la fréquence de service.
- Evaluation de l'amplitude et la forme d'onde de courant de décharge la plus sévère à travers le parafoudre.
- Détermination de la tenue aux ondes de choc de l'isolation à protéger en tenant compte de la décroissance de l'isolation de avec l'altitude.

Pour qu'un réseau soit considéré comme ayant le neutre à la terre, il faut que le rapport de la résistance homopolaire R_0 à la résistance directe R_d et le rapport de la réactance homopolaire à la réactance directe X_d répondent aux conditions suivantes :

$$\frac{R_0}{R_d} \leq 1 \quad \text{et} \quad \frac{X_0}{X_d} \leq 3$$

Lorsque cette condition est réalisée on prend pour calibre du parafoudre $0,80 U_n$.

Si non, il sera égale à la tension composée U_n .

Pour ce qui est de l'évaluation de l'amplitude et la forme d'onde de courant de décharge la plus sévère, on le verra ultérieurement lors de l'étude de la méthode graphique de BERGERON.

5.9. Protection des parafoudres contre les explosions.

Un tel parafoudre ne doit faire courir aucun risque au matériel environnant. Parfaitement étanche, par construction, il ne doit pas exploser au cas où une sollicitation excessive viendrait à l'atteindre.

Chacun des couvercles de fermeture est muni d'une membrane débouchant sur un déflecteur. La pression consécutive à un court-circuit dans l'appareil provoque le déchirement des membranes et le double jet de gaz ainsi libéré, reportant ainsi l'arc à l'air libre.

5.10. Propagation des surtensions sur les jeux de barres protection des transformateurs.

Soit dans un poste de haute ou de très haute tension, un transformateur connecté à une extrémité du jeu de barres, et une ligne en un point plus ou moins éloigné de cette extrémité. Si une surtension due à un coup de foudre sur la ligne, arrive sur le jeu de barres, elle se trouve d'abord légèrement réduite, du fait que l'impédance caractéristique de ce jeu de barres est inférieure à l'impédance caractéristique de la ligne. D'autre part si l'on veut protéger le transformateur en connectant un jeu de parafoudre sur le jeu de barres, il est préférable de placer ceux-ci entre l'arrivée de ligne et le transformateur pour deux raisons :

1°/ Au moment où la surtension atteint son maximum au droit du parafoudre, elle n'a encore qu'une valeur inférieure au droit du transformateur.

2°/ Le parafoudre amorce avec un très faible retard, mais ce retard permet à la surtension d'atteindre au droit du transformateur une valeur élevée.

Mais il ne faut pas perdre de vue que la surtension de foudre se réfléchit sur le transformateur qui réagit comme impédance complexe constituée d'inductance et de capacité en parallèle et en série.

Cette réflexion accroît la surtension au droit du transformateur, d'où la nécessité de placer le parafoudre aussi près que possible de ce transformateur de façon à réduire le plus possible le temps que met l'onde réfléchie à l'atteindre (et donc éventuellement à le faire amorcer, s'il n'a pas amorcé sur l'onde incidente).

On étudiera en détail dans le prochain chapitre la réflexion et la réfraction des ondes de surtensions ainsi que l'évaluation de leurs amplitudes et leurs formes.

Toujours dans les postes importants, les jeux de barres atteignent des dimensions telles que le temps de propagation d'un bout à l'autre du jeu de barres n'est plus négligeable devant la durée du front des surtensions de foudre. En effet la longueur des jeux de barres dépasse la centaine de mètres dans de tels postes, ce qui correspond à des durées de propagation d'une fraction notable de microseconde, alors que le front des ondes de foudre est généralement de quelques microseconde, ce qui a fait choisir le front de l'onde standard (normal) à utiliser dans les essais à $1,2 \mu s$.

CHAPITRE VI : REDUCTION DU GRADIENT D'UNE ONDE MOBILE

6.1. Généralités.

Dans cette partie, nous allons étudier par le biais de la théorie classique de la propagation des ondes plus ou moins raides, en utilisant des inductances, des condensateurs et des diverses combinaisons de ces éléments en série ou en dérivation, la protection des machines électriques contre les surtensions entre spires provenant de ces ondes ; cette application se fait par l'assimilation d'un enroulement à une ligne d'impédance caractéristique constante, de valeur assez élevée, prise entre 3000 et 6000 Ω .

Les formules que nous avons établies dans le chapitre précédent, concernant la circulation des ondes dans les lignes hétérogènes avec insertion de résistances en série ou en dérivation sont valables pour toutes les formes d'ondes.

Mais lorsque une onde de ce genre pénètre dans un enroulement de machine, formé d'un certain nombre de spires en une ou plusieurs couches, il se développe entre deux points se trouvant en regard, séparés par un certain nombre de spires de l'enroulement, une différence de potentiel égale à celle qui existe entre les deux points correspondants de l'onde incidente. La tension correspondante sera égale au produit de la distance d qui sépare les deux points de l'onde par son gradient de potentiel $\frac{U}{v}$ c'est à dire

$$U = \frac{\partial u}{\partial x} \cdot d = \frac{\partial U}{\partial t} \cdot \frac{d}{v}$$

où $\frac{\partial u}{\partial x}$ désigne le gradient de potentiel de l'onde considérée dans l'espace ; $\frac{\partial U}{\partial t}$ le même gradient considéré dans le temps ; v , étant la vitesse de propagation de l'onde.

On voit donc que la surtension maximum entre spires est proportionnelle au maximum du gradient de potentiel de l'onde. C'est pour diminuer le danger de destruction qui peut en résulter que l'on s'occupe de réduire le gradient de potentiel des ondes susceptibles de pénétrer dans les enroulements des machines.

On utilise dans ce but soit des bobines d'inductance ou de capacités, soit de combinaisons de ces deux systèmes, éventuellement avec des résistances supplémentaires.

La présentation de cette théorie de ce mode de protection se fait en assimilant l'enroulement de la machine à une ligne d'inductance l et de capacité C uniformément réparties, correspondant à une impédance caractéristique Z et une vitesse de propagation v suivant les formules déjà établies :

$$Z = \frac{l}{c} \quad \text{et} \quad v = \frac{1}{\sqrt{lc}}$$

6.2. Insertion d'une inductance entre deux tronçons d'impédance différentes.

Soient deux tronçons d'impédances Z_1 et Z_2 entre lesquels on insère une inductance L .

On utilise pour le calcul des tensions le schéma de PETERSEN.

Pour une onde de tension incidente U_1 de forme quelconque, l'équation différentielle correspondante au circuit (Fig 6 - 1) est :

$$L \frac{dU_2}{dt} + (Z_1 + Z_2) U_2 = 2Z_2 U_1$$

Pour $U_1 = U = \text{Constante}$
(onde incidente de forme rectangulaire).

On aura :

$$L \frac{dU_2}{dt} + \frac{(Z_1 + Z_2)}{2} U_2 = 2U \frac{Z_2}{L}$$

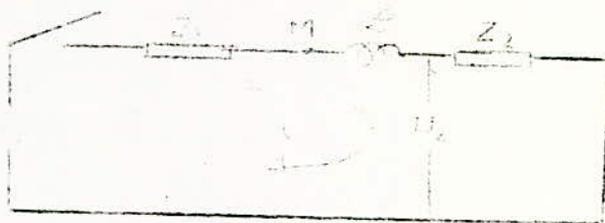


Fig : 6 - 1 Schéma équivalent de la ligne à paramètres concentrés.

La solution générale sans second membre est :

$$U_2 = A e^{-\frac{(Z_1 + Z_2)t}{L}}$$

Et par la méthode de la variation de la constante on

$$\frac{dU_2}{dt} = A' e^{-\frac{(Z_1 + Z_2)t}{L}} - A \frac{(Z_1 + Z_2)}{L} e^{-\frac{(Z_1 + Z_2)t}{L}}$$

En substituant dans l'équation différentielle on trouve :

$$A = \frac{2U Z_2}{L} e^{\frac{(Z_1+Z_2)t}{L}} \Rightarrow A = 2U \frac{Z_2}{Z_1+Z_2} e^{\frac{(Z_1+Z_2)t}{L}} + B$$

$$u_2 = \left[2U \frac{Z_2}{Z_1+Z_2} e^{\frac{(Z_1+Z_2)t}{L}} + B \right] e^{-\frac{(Z_1+Z_2)t}{L}}$$

On prend comme conditions aux limites :

à $t = 0$, $u_2 = 0 \Rightarrow B = -2U \frac{Z_2}{Z_1+Z_2}$
 d'où : $\left[1 - e^{-\frac{(Z_1+Z_2)t}{L}} \right]$

L'égalité des courants au point de jonction M donne :

$$\frac{u_1 - u'_1}{Z_1} = \frac{u_2}{Z_2} = i_2 \Leftrightarrow u'_1 = u_1 - \frac{Z_1}{Z_2} u_2$$

d'où l'expression de l'onde réfléchie :

$$u'_1 = \left[1 - \frac{2Z_1}{Z_1+Z_2} \left(1 - e^{-\frac{Z_1+Z_2}{L} t} \right) \right] u$$

d'après la forme de u_2 et u'_1 on constate que l'onde transmise et réfléchie cessent d'être rectangulaires.

Le gradient du potentiel au front de l'onde transmise est :

$$\frac{\partial u_2}{\partial x} = \frac{1}{v_2} \cdot \frac{\partial u_2}{\partial t} = \frac{2Z_2}{L v_2} u e^{-\frac{Z_1+Z_2}{L} t}$$

La chute de tension atteint sa valeur maximum $\Delta u_{2,max}$ sur le front de l'onde à $t = 0$

On utilise cette valeur pour exprimer v_2 et l_2

$$\left[\frac{\partial u_2}{\partial x} \right]_{t=0} = \Delta u_{2,max} = \frac{2Z_2}{L v_2} u = \frac{2l_2}{L} u$$

En tenant compte de $v_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}$ et $Z_2 = \sqrt{\frac{L_2}{C_2}}$

Remarquons que :

1°/ Cette expression montre que la variation du potentiel maximum est proportionnelle à l'inductance ℓ_2 de la ligne et que pour réduire cette variation maximale à une valeur donnée, on utilise une inductance proportionnelle à l'inductance de cette ligne.

2°/ L'onde transmise et l'onde réfléchie atteignent progressivement leur valeur limite correspondant à l'absence d'inductance ($t \rightarrow \infty$), suivant une loi exponentielle dont la constante de temps est $\frac{\ell}{2Z_1 + Z_2}$.

6.4. Condensateur en dérivation sur une ligne.

Ce cas est représenté dans la figure (Fig 6-5), avec son schéma équivalent servant pour le calcul :

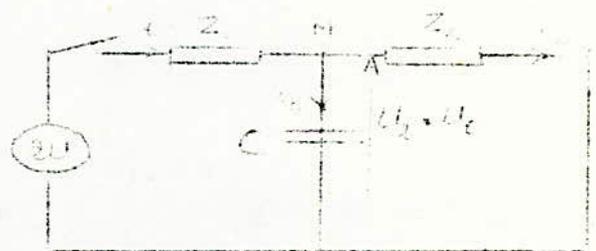


Fig : 6 - 5 - Schéma de ligne à paramètres répartis.

Fig : 6 - 5 . Schéma de ligne à paramètres concentrés.

Pour une onde rectangulaire de hauteur U , la tension U_2 qui franchit le point de discontinuité est donnée par les équations suivantes :

$$U_2 = Z_2 i_2 = i_c Z_c$$

$$2U = Z_1 i + \frac{1}{s} (i_c dt)$$

$$2U = Z_1 i + Z_2' i_2$$

$$i_2 = i - i_c$$

$$\Rightarrow 2U = Z_1 i + Z_2 (i - i_c)$$

$$- 2U = (Z_1 + Z_2) i - Z_2 i_c$$

$$2U = Z_1 i + U_2 \Leftrightarrow i = \frac{2U - U_2}{Z_1}$$

Par substitution dans l'équation précédente :

$$2U = (Z_1 + Z_2) \frac{U_1 - U_2}{Z_1} - Z_2 I_c$$

$$2UZ_1 = (Z_1 + Z_2) (U_1 - U_2) - Z_1 Z_2 I_c$$

$$2UZ_2 = (Z_1 + Z_2) U_2 + Z_1 Z_2 I_c$$

$$I_c = C \frac{dI_c}{dt} = C \frac{dU_2}{dt}$$

d'où l'équation caractéristique décrivant le modèle :

$$\frac{dU_2}{dt} + \frac{(Z_1 + Z_2)}{Z_1 Z_2 C} U_2 = \frac{2U_1}{Z_1 C}$$

$$\frac{dU_2}{dt} + \frac{1}{C} U_2 = \frac{2U_1}{Z_1 C} \quad \text{avec} \quad C = \frac{Z_1 Z_2 C}{Z_1 + Z_2}$$

Solution générale sans second membre :

$$\frac{dU_2}{dt} + \frac{1}{C} U_2 = 0$$

et

$$U_2 = B e^{-t/C}$$

Par la méthode de variation de la constante, on a :

$$\frac{dU_2}{dt} = B' e^{-t/C} - \frac{B}{C} e^{-t/C}$$

En remplaçant dans l'équation différentielle, il vient :

$$B' e^{-t/C} - \frac{B}{C} e^{-t/C} + \frac{1}{C} B e^{-t/C} = \frac{2U_1}{Z_1 C}$$

$$B' = \frac{2U_1}{Z_1 C} e^{t/C}$$

$$B = \frac{2U_1}{Z_1 C} e^{t/C} + D$$

$$\text{d'où} \quad U_2 = \left[\frac{2U_1}{Z_1 C} e^{t/C} + D \right] e^{-t/C}$$

d'après les conditions aux limites.

$$0 = 0, u_1 = 0 \Rightarrow D = -\frac{2U_0 C}{Z_1 C}$$

$$u_1 = \left[\frac{2U_0 C}{Z_1 C} e^{1/c} - \frac{2U_0 C}{Z_1 C} \right] e^{-1/c}$$

$$u_2 = \left[\frac{2U_0 Z_2}{Z_1 + Z_2} \left(1 - e^{1/c} \right) \right] \text{ avec } \delta = \frac{Z_1 Z_2 C}{Z_1 + Z_2}$$

l'expression de l'onde u_2 en posant $y_1 = \frac{1}{Z_1}$ et $y_2 = \frac{1}{Z_2}$

$$u_2 = \frac{2U_0}{Y_1 + Y_2} \left[1 - e^{-\frac{Y_1 + Y_2}{C} t} \right]$$

Cette équation est identique à celle du fonctionnement avec bobine d'inductance en série, à la seule condition de remplacer L par la capacité C , et les impédances Z_1 et Z_2 par les admittances y_2 et y_1 dans l'ordre (Z_2 par y_1 et Z_1 par y_2), l'onde transmise et les conditions de protection contre les surtensions seront les mêmes, avec une inductance L en série ou une capacité C en dérivation pourvu qu'il y ait entre ces deux quantités la relation :

$$\frac{L}{C} = \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2}$$

La capacité équivalente est d'autant plus petite que les impédances de la ligne amont et aval sont plus grandes.

Les propriétés de l'onde réfléchi u'_1 ne sont pas les mêmes que celles de l'inductance placée en série, par contre pour une onde rectangulaire limitée, l'onde transmise avec la présence d'un condensateur en dérivation, à la même forme que dans le cas d'une inductance en série, mais l'onde réfléchi est différente.

L'onde réfléchiée pour le cas d'un condensateur est :

$$U_1 = U_2 - U$$

$$U_1' = \frac{2y_1 U}{y_1 + y_2} \left(1 - e^{-\frac{(y_1 + y_2)t}{C}} \right) U$$

à l'arrivée de l'onde, au temps $t = 0$, l'onde réfléchiée à d'abord pour valeur $-U$ au point A1, comme dans la réflexion à l'extrémité d'une ligne court-circuitée à la terre puis la tension prend l'allure A1 B1. Le point G' où l'onde réfléchiée est nulle correspond au point C où l'onde transmise a pour valeur U .

À la fin de l'onde incidente, l'énergie emmagasinée dans le condensateur qui est sensiblement égale à $W = \frac{1}{2} CU^2$ se décharge

dans les deux tronçons, et après une discontinuité B1 B2 dans l'onde réfléchiée due à la suppression de U , les deux tronçons, et après une discontinuité B1 B2 dans l'onde réfléchiée due à la suppression de U , les deux branches des ondes transmises et réfléchiées seraient symétriques par rapport à U .

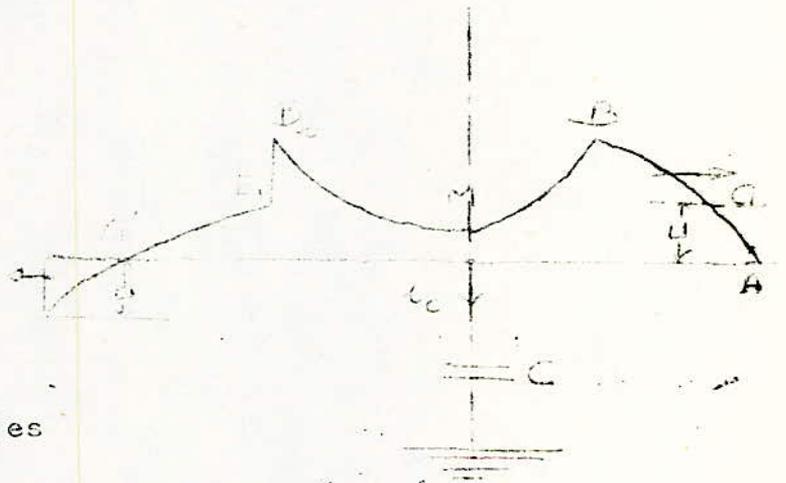


Fig : 6 - 6 -
Onde réfléchiée et onde transmise en présence d'une capacité en dérivation.

6.5. Condensateur et résistance en série entre ligne et terre.

Soit une résistance R dans le circuit de dérivation à la terre contenant la capacité C. Cette résistance peut être placée avant ou après le condensateur (fig 6-7).

Avec la même notation que précédemment, on tire les relations suivantes :

$$U_1 + U'_2 = U_2 \quad (26)$$

$$U_c = U_2 - Ri \quad (27)$$

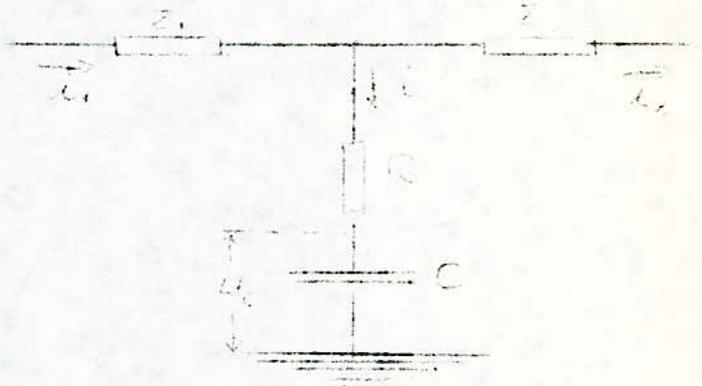


FIG : 6-7 : Condensateur et résistance en dérivation avec la ligne.

$$i_1 + i'_1 = y_1 U'_1 - y_1 U'_1 = y_2 U_2 + i \quad (28)$$

$$i = C \frac{dU}{dt} \quad (29)$$

A l'instant initial, la tension U_2 n'est plus nulle; car si le condensateur continue à être un court circuit pour l'onde, la résistance R s'oppose au passage du courant vers la terre et le courant se partage entre la déviation à la terre et la ligne Z_2 .

La caractéristique à l'instant initial est $U_c = 0$ et non pas $U_2 = 0$.

Cherchons la tension U_c . En combinant (26) et (28) on aura

$$i = 2U_1 y_1 - U_2 (y_1 + y_2) = C \frac{dU_c}{dt}$$

On tire U_2 et on le porte dans (27) d'où l'équation en U_c

$$\left[1 + R(y_1 + y_2) \right] C \frac{dU_c}{dt} + (y_1 + y_2) U_c = 2U_1 y_1$$

En posant :

$$\frac{1}{\tau} = 1 + \frac{RC}{C}$$

et $C = \frac{C}{y_1 + y_2}$

La solution de l'équation différentielle aura pour expression :

$$U_c = \frac{CZ_1 U}{2C} \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right)$$

alors :

$$\frac{dU_c}{dt} = \frac{2U}{CZ_1} e^{-\frac{t}{RC}}$$

d'où

$$U_2 = U_c + Ri$$

$$U_2 = U_c + RC \frac{dU_c}{dt}$$

$$U_2 = \frac{2Z_1}{Z_1} U \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right)$$

À l'instant initial, une onde $U_2(0)$ est transmise cette onde à pour valeur :

$$\begin{aligned} U_2(0) &= \frac{2Z_1}{CZ_1} \frac{1-1}{1} U \\ &= \frac{2R}{Z} \frac{U}{1 + R \frac{Z_1+Z_2}{Z_1Z_2}} \end{aligned}$$

On constate ainsi que la présence de la résistance R entraîne à l'instant initial, pour l'onde rectangulaire incidente, le passage direct d'une onde à front rectangulaire dont l'amplitude augmente avec la valeur de cette résistance.

6.6. Condensateur, inductance et résistance en série entre la ligne et la terre.

Lorsqu'un condensateur (ou batterie de condensateur), branché comme un parafoudre, est atteint par une onde de surtension, il absorbe de l'énergie électrique. Cette énergie transformée en énergie électrostatique et elle est restituée ensuite sous la forme d'une onde d'amplitude réduite.

Une résistance placée en série avec le condensateur, favorise l'amortissement de l'onde et limite l'intensité du courant de défaut en cas de claquage.

En pratique, toute résistance possède une certaine inductance qu'on ne peut pas négliger. Par conséquent, on se retrouve avec un appareil RLC, jouant le rôle d'étouffeur d'onde, qui se présente selon la figure (fig : 6 - 8) ; son schéma équivalent est représenté sur la figure (fig : 6-9) et auquel correspondent les équations :

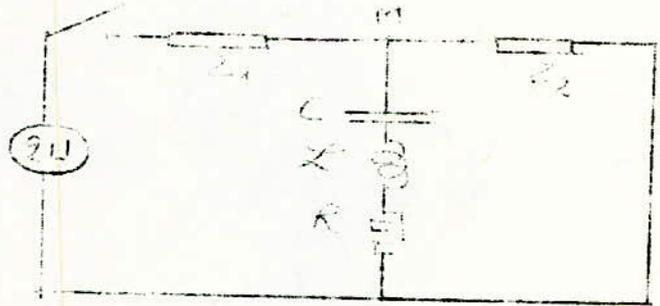
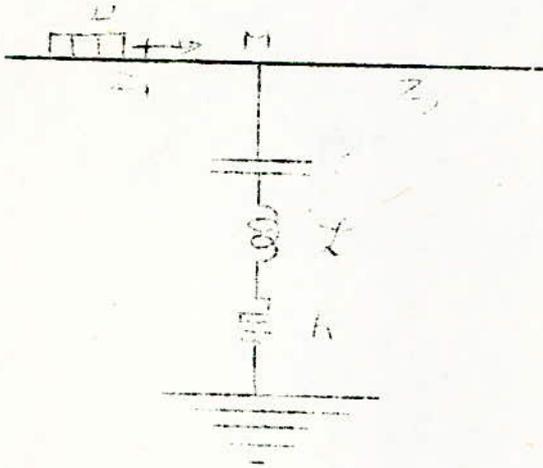


Fig : 6 -8 - Ligne muni d'éléments C, L et R.

Fig : 6-9 - Schéma équivalent de PETERSEN.

$$\begin{cases} 2U = Z_1 i_1 + U_2 \\ U_2 = Z_2 i_2 \end{cases}$$

$$\begin{cases} 2U = Z_1 i_1 + Z_2 i_2 \\ i_2 = i_1 - i \end{cases}$$

$$\begin{cases} 2U = Z_1 i_1 + Z_2 (i_1 - i) \\ 2U = (Z_1 + Z_2) i_1 - Z_2 i \end{cases}$$

$$i_1 = \frac{2U + Z_2 i}{Z_1 + Z_2}$$

d'autre part :

$$2U = Z_1 i + Ri + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int i dt$$

$$2U = Z_1 \left(\frac{2U + Z_2 i}{Z_1 + Z_2} \right) + Ri + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int i dt$$

$$2U = \frac{Z_1}{Z_1 + Z_2} 2U + \left(R + \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2} \right) i + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int i dt$$

$$\text{d'où } 2U \left(\frac{Z_1}{Z_1 + Z_2} \right) = \left(R + \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2} \right) i + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int i dt$$

En un point donné :

$$L \frac{di}{dt} + \left(R + \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2} \right) i + \frac{1}{C} \int i dt = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2} \frac{dU}{dt}$$

d'où

$$\frac{di}{dt} + \frac{1}{L} \left(R + \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2} \right) i + \frac{1}{LC} \int i dt = \frac{1}{L} \left(\frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2} \right) \frac{dU}{dt}$$

Etant donné qu'on a affaire à une surtension de foudre U telle que :

$$U = U_0 \kappa (e^{\alpha t} - e^{-\beta t})$$

U_0 : Valeur de crête.

K, α, β : des coefficients réels positifs. ($\alpha > \beta > 0$)

D'après la C.E.1 les valeurs numériques de ces constantes pour une onde de choc normal 1,2/50 μ sont :

$$K = 1,0167$$

$$\alpha = 0,0162 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$$

$$\beta = 6,073 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$$

$$\text{Si on pose } \delta = \frac{1}{2L} \left(R + \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2} \right)$$

$$\gamma = \frac{1}{LC}$$

nous obtenons :

$$\frac{di}{dt} + \delta \frac{di}{dt} + \Omega i = \frac{1}{Z} \left(\frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} \right) U_0 K (e^{-\alpha t} - \beta e^{-\beta t})$$

Et finalement si $= \frac{1}{Z} \left(\frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} \right) U_0 K.$

Alors

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + 2\delta \frac{di}{dt} + \Omega^2 i = 4. (\quad) \quad (26)$$

La solution sans second membre de l'équation (26)

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + 2\delta \frac{di}{dt} + \Omega^2 i = 0$$

est de la forme : $i = Ae^{rt}$

d'où :

$$r^2 + 2\delta r + \Omega^2 = 0$$

qui admet pour racines :

$$r_1 = -\delta + \sqrt{\delta^2 - \Omega^2}$$

$$r_2 = -\delta - \sqrt{\delta^2 - \Omega^2}$$

donc il se présente trois cas selon le signe du terme - , dont les solutions générales pour chaque cas :

1° Cas : Deux racines réelles et distinctes si : $\delta^2 - \Omega^2 > 0$

$$i_g = Ae^{r_1 t} + Be^{r_2 t}$$

2° Cas : Deux racines complexes conjuguées : $\delta^2 - \Omega^2 < 0$

$$i_g = e^{-\delta t} \left[A e^{\sqrt{\Omega^2 - \delta^2} t} + B e^{-\sqrt{\Omega^2 - \delta^2} t} \right]$$

3° Cas : Racine double si $\delta^2 - \Omega^2 = 0$

$$i_g = (A + B t) e^{-\delta t}$$

Ainsi on obtient les solutions générales sans second membre pour chaque cas.

Pour l'obtention de la solution particulière en en procède de la manière suivante

On cherche la solution particulière en associant à l'équation chaque monome du second membre simultanément puis on additionne les solutions ainsi obtenues.

Les équations à résoudre sont :

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + 2\delta \frac{di}{dt} + \Omega^2 i = \psi \alpha e^{-\alpha t} \quad (a)$$

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + 2\delta \frac{di}{dt} + \Omega^2 i = -\psi \alpha e^{-\beta t} \quad (b)$$

si $r_{1,2} \neq -\alpha$, La solution i_{p_1} aura pour expression :

$$i_{p_1} = C_1 e^{-\alpha t}$$

En substituant dans l'équation différentielle (a)

$$\alpha^2 C_1 - 2\delta \alpha C_1 + \Omega^2 C_1 = \psi \alpha$$

avec
$$C_1 = \frac{\psi \alpha}{\alpha^2 - 2\delta \alpha + \Omega^2}$$

d'où
$$i_{p_1} = \frac{\psi \alpha}{\alpha^2 - 2\delta \alpha + \Omega^2} e^{-\alpha t}$$

De même pour l'équation (b) si : $r_{1,2} \neq -\beta$

On aura la solution i_{p_2} de la forme

$$i_{p_2} = C_2 e^{-\beta t}$$

et par substitution dans l'équation (a)

$$\beta^2 C_2 - 2\delta \beta C_2 + \Omega^2 C_2 = -\psi \beta$$

$$C_2 = -\psi \frac{\beta}{\beta^2 - 2\delta \beta + \Omega^2}$$

d'où
$$i_{p_2} = \frac{\psi \beta}{\beta^2 - 2\delta \beta + \Omega^2} e^{-\beta t}$$

donc $i_p = i_{p1} + i_{p2}$

$$i_p = \psi \left[\frac{\alpha}{\alpha^2 - 2\beta\alpha + \Omega^2} e^{-\alpha t} - \frac{\beta}{\beta^2 - 2\beta\alpha + \Omega^2} e^{-\beta t} \right]$$

Et la solution sera donnée selon les différents cas déjà étudiés :

1° Cas : pour $\delta^2 - \Omega^2 > 0$.

$$i = i_g + i_p$$

$$i = A e^{r_1 t} + B e^{r_2 t} + \psi \left[\frac{\alpha e^{-\alpha t}}{\alpha^2 - 2\beta\alpha + \Omega^2} - \frac{\beta e^{-\beta t}}{\beta^2 - 2\beta\alpha + \Omega^2} \right]$$

2° Cas : pour $\delta^2 - \Omega^2 < 0$

$$i = i_g + i_p$$

$$i = e^{-\delta t} \left[A e^{\sqrt{\Omega^2 - \delta^2} t} + B e^{-j\sqrt{\Omega^2 - \delta^2} t} \right] + \psi \left[\frac{\alpha e^{-\alpha t}}{\alpha^2 - 2\beta\alpha + \Omega^2} - \frac{\beta e^{-\beta t}}{\beta^2 - 2\beta\alpha + \Omega^2} \right]$$

3° Cas : pour $\delta^2 - \Omega^2 = 0$

$$i = i_g + i_p$$

$$i = (At + B) e^{-\delta t} + \psi \left[\frac{\alpha e^{-\alpha t}}{\alpha^2 - 2\beta\alpha + \Omega^2} - \frac{\beta e^{-\beta t}}{\beta^2 - 2\beta\alpha + \Omega^2} \right]$$

Une fois le courant déterminé, on calcule la tension U pour chaque cas.

CHAPITRE VII : METHODE GRAPHIQUE DE BERGERON.

7.1. Généralités.

Les lignes utilisées en pratique ne sont pas indéfinies ; L'onde réfléchie et l'onde transmise ou réfractée, cheminant dans la ligne, rencontrent d'autres points d'hétérogénéité ou d'arrêt sur lesquels elles se réfléchissent et se réfractent de nouveau, ramenant ainsi au point considéré de nouvelles ondes qui se superposent à la première onde incidente envisagée, dont on a pas tenu compte dans les chapitres précédents, ceci amènerait à en modifier les conclusions.

7.2. Principe de la méthode de BERGERON.

On considère un point quelconque de la ligne, sans pertes dont le régime permanent est établi et caractérisé par une tension U_0 et un courant i_0 pris positivement dans le sens direct de parcours de la ligne.

Si la ligne est parcourue par une onde direct ϕ et une onde inverse ψ , de vitesse $V = \sqrt{\frac{1}{LC}}$, on aura d'une façon générale avec $Z = \frac{l}{c}$.

$$\begin{aligned} U &= U_0 + \phi(x - vt) + \psi(x + vt) \\ Zi &= Zi_0 + \phi(x - vt) - \psi(x + vt) \end{aligned} \tag{27}$$

Si U_{Mt} et i_{Mt} ; désignent respectivement la tension et le courant en un point M et au temps t.

$$\begin{aligned} U_{Mt} &= U_0 + \phi_{Mt} + \psi_{Mt} \\ Zi_{Mt} &= Zi_0 + \phi_{Mt} - \psi_{Mt}. \end{aligned}$$

Soit un observateur partant du point M au temps t, avec l'onde directe ; les valeurs U et i de la tension et du courant, seront pour lui d'après (27) :

$$\begin{aligned} U &= U_0 + \phi_{Mt} + \psi \\ Zi &= Zi_0 + \phi_{Mt} - \psi \end{aligned}$$

φ désignant la valeur inconnue de l'onde inverse.

Pour l'éliminer on additionne les deux équations précédentes.

$$U + Zi = U_0 + Zi_0 + 2Q_{Mt}$$

On élimine également Q_{Mt} en le remplaçant par sa valeur tirée de l'addition des deux équations (28) et on obtient :

$$U - U_{Mt} = -Z (i - i_{Mt}) \quad (29)$$

C'est une relation entre les valeurs de tension et du courant pour un observateur entraîné avec l'onde directe.

Elle est indépendante des ondes mobiles inverses existant dans la ligne.

De la même manière on obtient une relation pour un observateur entraîné avec l'onde inverse.

$$U - U_{Mt} = Z (i - i_{Mt}).$$

On déduit qu'en un point quelconque d'une ligne sans pertes, parcourus par des ondes mobiles, directes et inverses, la somme $(U + Zi)$ ne dépend que de l'onde directe ; Quant à la différence $(U - Zi)$ elle ne dépend que de l'onde inverse.

Ces deux relations se traduisent graphiquement de la façon suivante :

On représente ce qui se passe en un point M de la ligne, au temps t par un point M_t d'un graphe, ayant pour abscisse le courant i_{Mt} et pour ordonné la tension U_{Mt} .

La tension et le courant sont alors représentés, pour un observateur partant du point M au temps t avec l'onde directe (observateur direct) par les points de la droite $M+(-Z)$ de coefficient angulaire $(-Z)$ et pour l'observateur entraîné avec l'onde inverse (observateur inverse) par les points de la droite $M_t(Z)$, passant par le coefficient angulaire $(+Z)$.

M_t avec

7.2.1. Méthode d'un seul observateur.

On obtient la tension et le courant en un point N de la ligne (Fig 7.1) en considérant un observateur unique partant du point M de cette ligne, où la tension et le courant sont connus à l'instant (t).

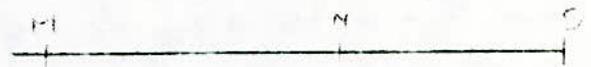


FIG : (7-1) Ligne à étudier.

Si τ désigne le temps de parcours de M à N, on obtiendra la tension et le courant en N au temps (t + τ), en faisant partir l'observateur au temps t du point M représenté dans le diagramme tension-courant (FIG. 7-2) par le point M_t .

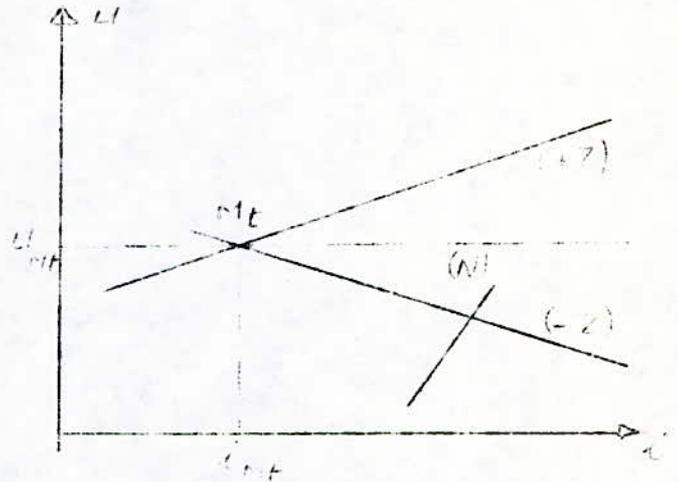


FIG : 7-2 - Méthode d'un seul observateur.

La caractéristique de l'observateur direct coupe la courbe (N) représentant la loi existante en N entre la tension et le courant, au point cherché à l'instant $N_{t+\tau}$.

7.2.2. Méthode de deux observateurs.

Pour déterminer la tension et le courant au point N par exemple de la ligne précédente (fig 7-1) encadré par deux points M_t et S où ces grandeurs sont connues, on utilise deux observateurs simultanés, partant des points M et S aux instants t et t' de façon qu'ils arrivent, après des parcours respectifs τ et τ' au point N, au même instant $t + \tau = t' + \tau'$, le premier direct et le second inverse.

Les points M_t et S_t étant représentés dans la figure 7-3;

La caractéristique $M_t (-Z)$ de l'observateur direct partant de M et celle de $S_t (+Z)$ de l'observateur inverse partant de S , se coupent au point cherché $N_t + \tau$.

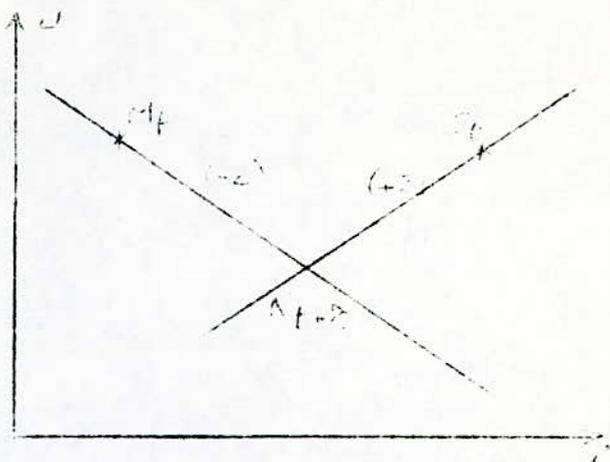


FIG : 7-3. Méthode graphique de deux observateurs.

7.3. Arrivée d'une onde mobile le long d'une ligne d'impédance caractéristique différente.

Etude de divers cas particuliers.

7.3.1. Ligne ouverte à l'extrémité et indéfinie à l'origine.

Prenant τ le temps de parcours du tronçon MB et à l'instant $t = 0$ l'onde incidente de forme rectangulaire égale à U_0 arrive en M (fig 7 - 4).

L'observateur direct entraîné avec l'onde à pour caractéristique la droite $A_0 (-Z)$, (fig 7-5). A l'instant $(-\tau)$ la tension et le courant sont nuls en B . L'observateur inverse quittant ce point à cet instant à pour caractéristique la droite $O (Z_2)$ qui coupe la première en M_0 .

Le régime en B au temps $t = \tau$, fixé par l'observateur direct partant de M à l'instant $t = 0$, est donné par le point B_1 sur l'axe des tensions U , à l'intersection avec $A_0 = (-Z_2)$.

Le diagramme continu ainsi avec les points M_{2k} situés sur la droite $A_0 M_0$ et les points B_{2k+1} sur l'axe des tensions U ; ces points oscillent autour de la valeur $2 U_0$ suivant la figure 7-6.

La tension en M suit la même loi avec une valeur d'amplitude plus faible.

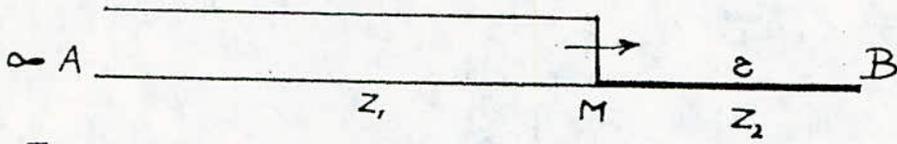


Fig: 7.4 - Ondemobile rectangulaire dans une ligne ouverte hétérogène.

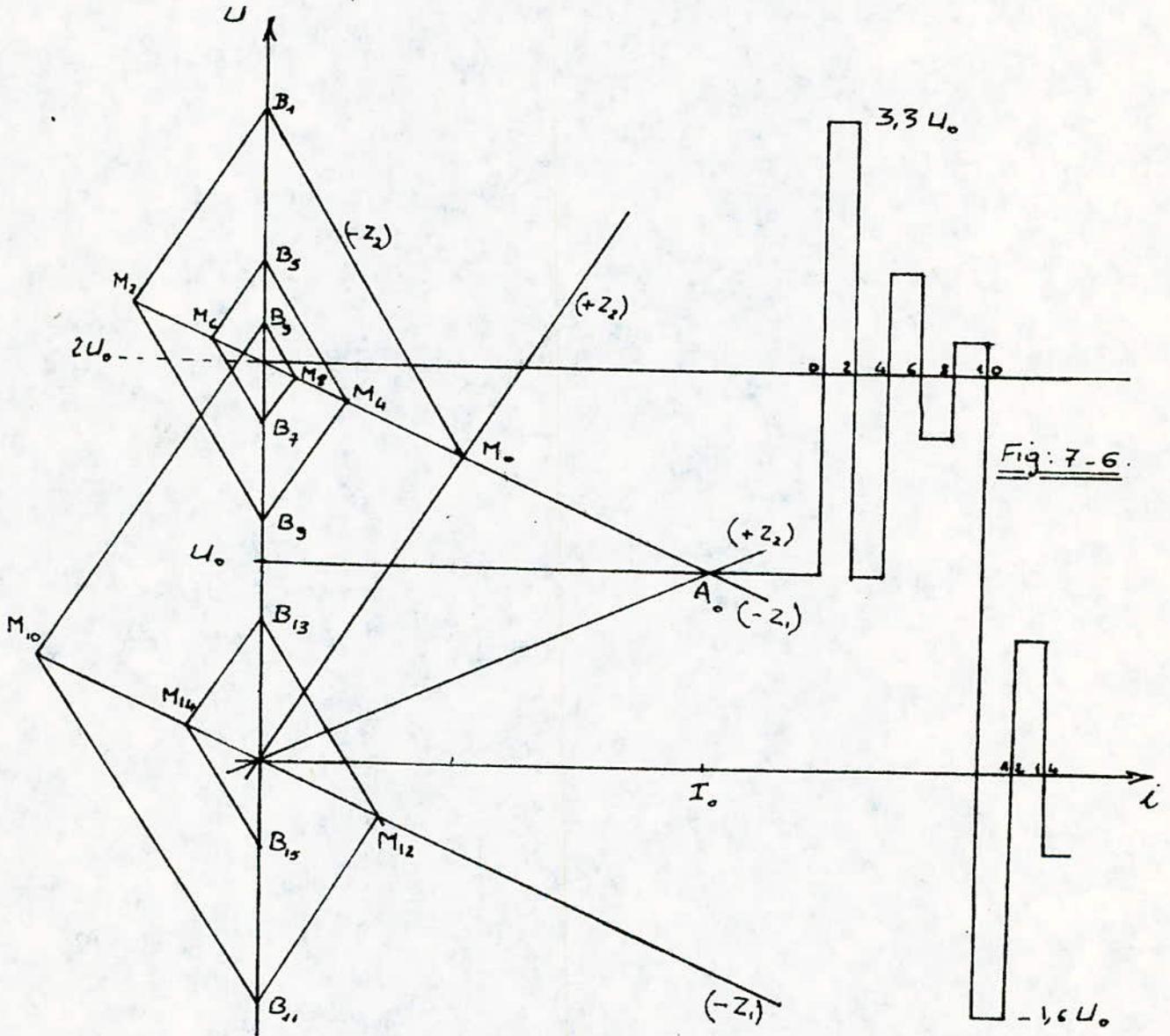


Fig: 7.6.

Fig: 7.7.

Oscillation au point B.

Fig: 7.5 - Diagramme de BERGERON.

C'est une oscillation amortie, due au renvoi de cette énergie vers l'origine de la ligne par l'onde réfléchie.

Il est à noter qu'il n'ya pas de dissipation d'énergie parceque la ligne étant sans pertes.

Si l'onde mobile cesse brusquement, la caractéristique de l'observateur entraîné avec elle passe par l'origine 0 et devient $0 (-Z_1)$.

Dans ces conditions, on obtiendra le prochain point M_{2k+2} qui précède M_{2k} dans l'ancien régime, à l'intersection de cette droite $0 (-Z_1)$ avec la caractéristique de l'observateur inverse partant de B_{2k+1} .

Le diagramme continu ainsi, les points M étant tous sur la droite $0(-Z_1)$. Ce qui donne pour la tension en B l'oscillation amortie, autour de la valeur zéro, (Fig 7 - 7).

De même en M, une oscillation analogue de plus faible amplitude.

7.3.2. Ligne mise a la terre a l'extrémité et indéfinie a l'origine; (Fig 7 - 8).

Ce qu'on avait considéré dans le paragraphe précédent, relatif à l'exécution du tracé, reste valable, avec la seule différence que les points B_{2k+1} sur l'axe des courants i . Il n'ya pas de tension supérieure à $\frac{5}{3} U_0$, valeur atteinte à l'instant $t = 0$, (Fig 7-9).

Les tensions décroissent progressivement jusqu'à une limite nulle, et les courants croissent jusqu'à la valeur $2I_0$.

Si l'onde incidente cesse brusquement, à l'instant même les prochains points M qui suivent seront transportés sur la droite $0 (-Z_1)$.

Les tensions aux points M et les courants aux points M et B tendent progressivement vers zéro, d'une façon apériodique.

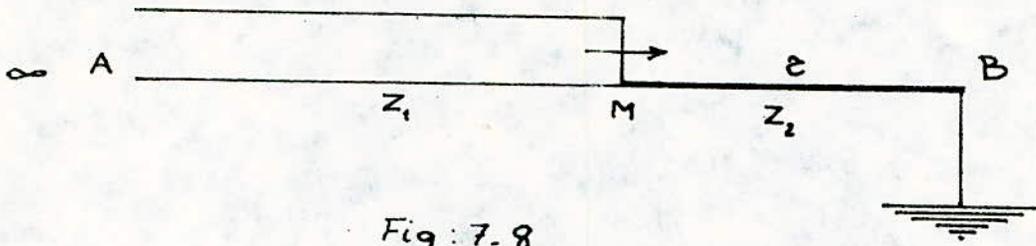


Fig: 7.8

— Onde mobile rectangulaire sur une ligne hétérogène mise à la terre.

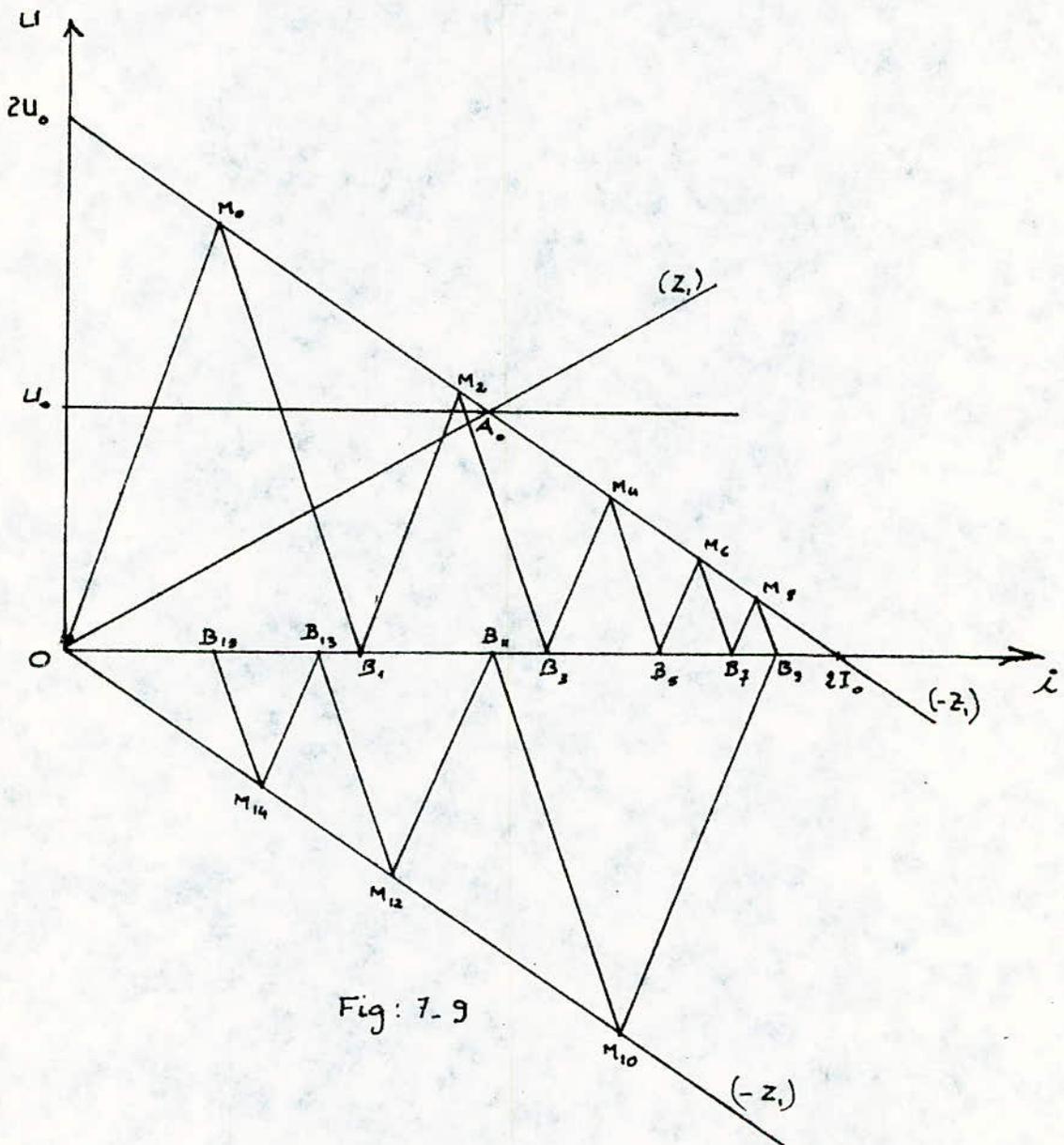


Fig: 7.9

7.3.3. Propagation d'une onde quelconque sur une ligne ouverte à l'extrémité et limitée ou non à l'origine.

Soit une ligne illimitée du côté de l'origine (Fig 7-10) et une onde mobile de forme quelconque courbe (1), remplacée par la courbe (2) en escalier (Fig 7-12).

Ce choix permet la construction du diagramme sans complications excessives, tout en s'approchant de la réalité.

On prend la durée de l'échelon égale à θ , et la durée de parcours du tronçon AB est de 2θ . Le graphe donné par la figure 7-11 est tracé selon les principes précédents. L'onde arrive en M à l'instant zéro ; Les effets de la réflexions en B ne se faisant sentir qu'au temps 4θ .

Les points M_0, M_1, M_2 et M_3 sont sur la droite 0 (Z_2) au point d'intersection avec les caractéristique respectives (0) ; (1) ; (2) ; et (3) qui coïncide avec la caractéristique (0). Ce qui donne pour les régimes en B, aux instants $2\theta, 3\theta$ et 4θ les points B_2, B_3 et B_4 sur l'axe des tensions.

A partir de l'instant 4θ , les points M sont sur les droites (+ Z_2) partant des points $B_2 ; B_3 ; B_4$ et à partir de M_3 tous les points M sont sur la droite 0 ($-Z_1$).

Les tensions aux points B, oscillent tout en s'amortissant voir (fig 7-12) jusqu'au point B_{18} .

Le cas d'une ligne limitée du côté de l'origine, par l'extrémité A ouverte, avec le temps de parcours du tronçon AM est de 8θ , c'est-à-dire que l'onde réfléchiée en A arrive en M à l'instant 16θ .

L'obtention du régime en M à l'instant 16θ auquel on s'est arrêté lors de la construction du diagramme est obtenue en combinant un observateur partant de B à l'instant 14θ dont le point figuratif se trouve en 0 et dont la caractéristique sera 0(Z_2) avec un observateur partant de A au temps 8θ .

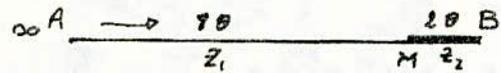


Fig: 7.10 — Ligne ouverte à l'extrémité

- 1° Illimité à l'origine
- 2° Limité à l'origine

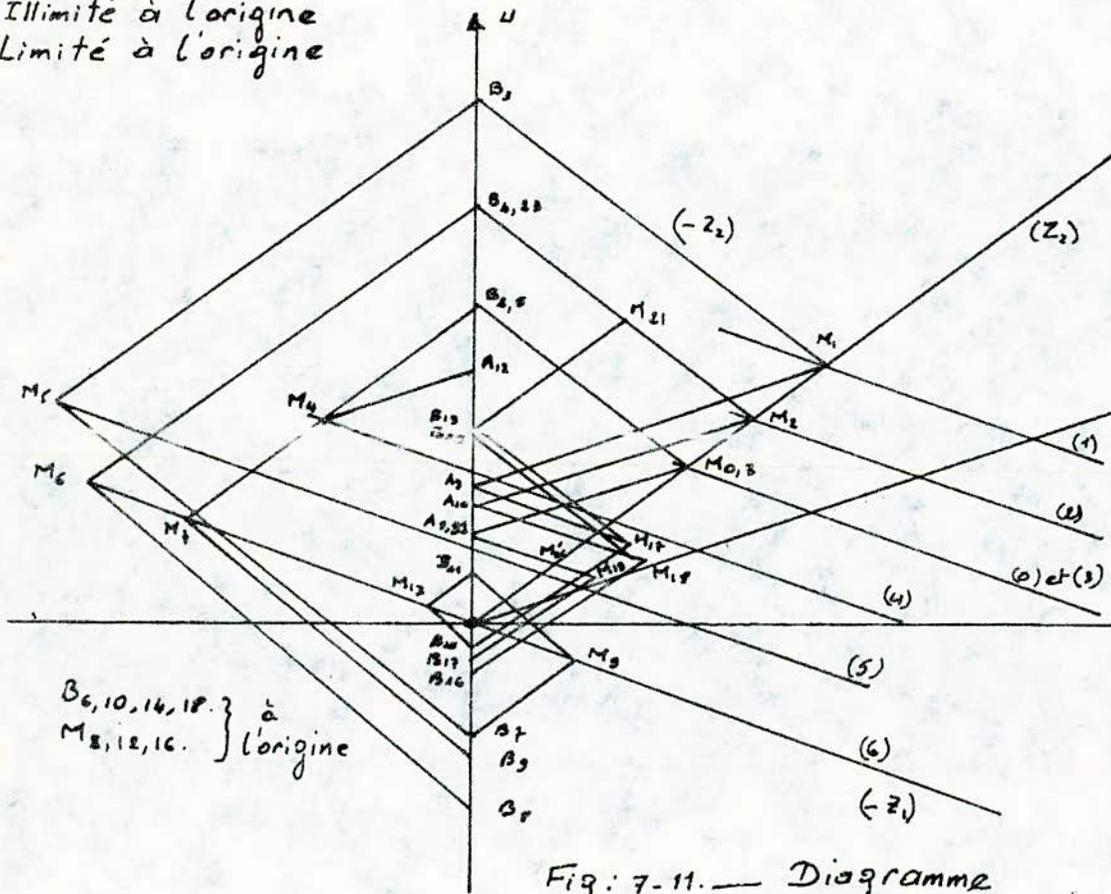


Fig: 7-11. — Diagramme BERGERON.

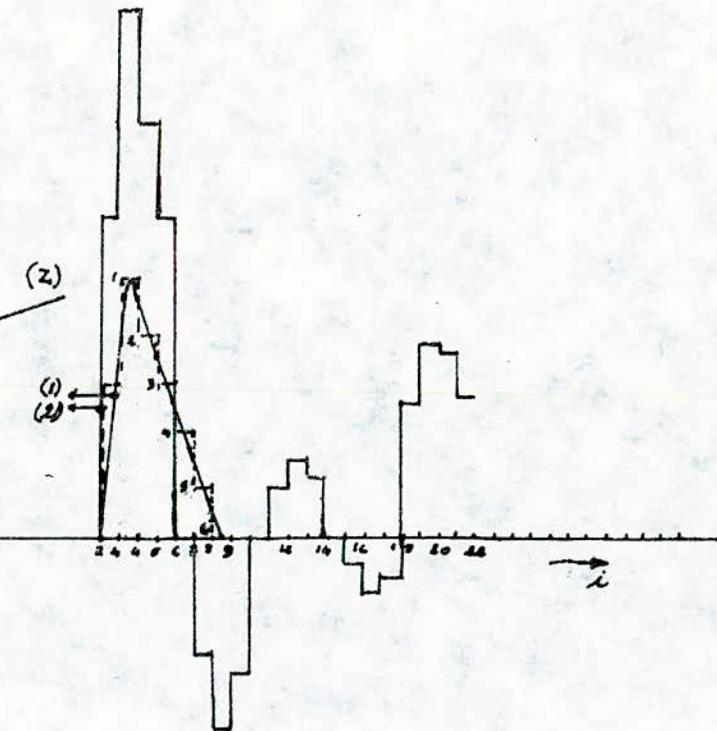


Fig: 7-12
tension à l'arrivée B.

Le régime en A, à cet instant correspond à un observateur inverse partant de M au temps zéro, dont la caractéristique $M_0(Z_1)$ coupe l'axe des tensions en A_8 (courant nul).

L'intersection de $O(Z_2)$ avec la caractéristique $A_8(-Z_1)$ donnera le point figuratif M'_{16} .

Le diagramme continu ainsi, en cherchant les points $A_9, A_{10}, A_{11}, A_{12}$ à la fois sur la verticale \overline{OU} et sur les droites (+ Z1) passant M_1, M_2, M_3, M_4 des points $M_{17}, M_{18}, M_{19}, M_{20}$ et M_{21} et finalement $B_{19}, B_{20}, B_{21}, B_{22}$ et B_{23} .

L'oscillation correspondante est représentée en (fig : 7-12, 13).

L'onde incidente ne peut disparaître progressivement par réflexion.

Comme la ligne est considéré sans perte, l'oscillation dûre indéfiniment.

7.4. Introduction d'éléments divers dans les lignes.

7.4.1. Mise en charge d'une ligne ouverte avec une résistance insérée au milieu.

A l'instant $t = 0$, on applique une tension en A (Fig : 7 - 13), le point figuratif du régime en A et A_0 de coordonnées U_0 et $I_0 = \frac{U_0}{Z}$ voir (fig 7 - 14).

Soit τ la durée du demi parcours de la ligne ; la tension et le courant en B à $t = 0$; $\{ U = 0 \text{ et } i = 0 \}$ est représenté par l'origine O.

Un observateur direct, partant de A à l'instant $t = 0$, a pour caractéristique la droite $A_0 (-Z)$ et l'observateur inverse partant de B, au même moment, la droite O (+ Z).

En ajoutant à cette caractéristique les ordonnées de la droite $U = Ri$, on obtient ainsi la droite O ($Z + Ri$) qui la verticale qui contient C_1 coupe O (Z_1) en D.

Les deux observateurs arrivent simultanément au milieu de la ligne, l'observateur A en C_1 avant R et l'observateur B en D_1 après R ; tous les deux voient le courant i_1 .

Le diagramme se poursuit par la recherche du régime en A et B au temps 2 τ ; A_2 est à l'intersection de la caractéristique $C_1 (+Z)$ d'un observateur inverse, partant de C à l'instant τ , et de l'horizontale U_0 .

B_2 est à l'intersection de la caractéristique $D_1 (-Z)$ d'un observateur direct partant de D au temps τ et de l'axe vertical des ordonnées.

On constate que la résistance a pour effet d'abaisser la tension initiale en bout de ligne de la valeur OB à OB_2 soit une baisse de tension de Ri_1 .

Au temps 3 τ , le courant est nul en A.
 C_3 et D_3 coïncident avec B_2 , ainsi que C_3 et D_4 .

Pour obtenir le nouveau régime au temps 5τ , on part de A_4 , situé sur $C_3 (+Z)$ et sur l'horizontale U_0 , et de B_4 confondu avec B_2 . C_5 est à l'intersection de $A_4 (-Z)$ avec $B_4 (Z - Ri)$, et D_5 sur l'intersection de la verticale contenant C_5 et la droite $B_2 A_4$.

La chute de tension est inversée comme le courant. C_7 et C_8 , D_7 et D_8 coïncident à nouveau et se trouvent en B_6 .

La tension en B est une oscillation amortie autour de U_0 .

7.4.2. Introduction d'une Inductance en un point d'une ligne.

L'inductance L est caractérisée par l'équation différentielle :

$$U = L \frac{di}{dt}$$

qu'on peut substituer par la relation aux différences finies, en prenant un intervalle de $\Delta t = \theta$ et en écrivant :

$$\frac{U_t + U_{t+\theta}}{2} = \frac{L(\Delta i_t + \Delta i_{t+\theta})}{\theta} = \frac{L \Delta i}{\theta}$$

Dans le cas où cette inductance L est intercalée entre l'extrémité B et le sol S, dont le régime au début de la ligne A est connu (Fig 7 - 15).

En prenant Z' comme impédance apparente, qui est définie par la relation :

$$Z' = \frac{2 L}{\theta}$$

A la droite $U = Z' i$ correspond un angle α , coefficient angulaire de cette droite est $\phi(Z')$.

Sur le diagramme tension-courant (fig 7-16), le point B_t représente le régime à l'instant t , et passant à la recherche du point $B_{t+\theta}$.

On mène du point B_t une droite faisant avec l'horizontale l'angle $(-\alpha)$ et coupant l'axe des i au point J . Une droite partant de J sous l'angle α coupera la caractéristique du point A au temps $(t + \theta - \tau)$ en un point $B_{t+\theta}$, qui représentera le régime au point B au temps $(t + \theta)$.

En effet ce point satisfait d'abord à la condition de représenter le régime pour un observateur partant du point A , au temps $(t + \theta - \tau)$ et par suite arrivant en B au temps $(t + \theta)$.

D'autre part, on retrouve sur la figure la relation aux différences finies :

$$\frac{u_t}{\Delta i_t} = \frac{u_{t+\theta}}{\Delta i_{t+\theta}} = \frac{2L}{\theta}$$

d'où :

$$u_t = \frac{2L \Delta i_t}{\theta}$$

$$\frac{u_t + u_{t+\theta}}{2} = \frac{L(\Delta i_t + \Delta i_{t+\theta})}{\theta} = \frac{L \Delta i}{\theta}$$

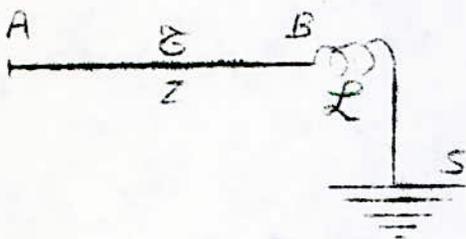


Fig : 7-15.

- Ligne avec inductance à l'extrémité.

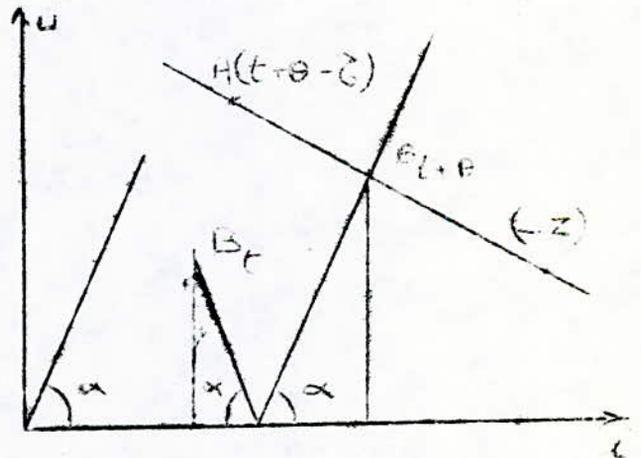


fig : 7-16 - Diagramme de BERGERON-

7.4.3. Introduction d'un condensateur en un point d'une ligne.

Le raisonnement est le même que dans le cas de l'inductance, mais en interchangeant tension et courant. A l'équation différentielle :

$$i = c \frac{du}{dt}$$

On substitue la relation aux différences finies :

$$\frac{i_t + i_{t+\theta}}{2} = C \frac{u_t + u_{t+\theta}}{\theta}$$

En prenant y' comme admittance apparente de la capacité par la relation :

$$y' = \frac{1}{Z'} = \frac{2c}{\theta}$$

A cette admittance est lié l'angle β , que fait avec la verticale la droite.:

$$i = y' U \quad \text{ou} \quad U = Z' i.$$

a) Pour un condensateur au bout de ligne : (fig. 7 -I7).

On procède d'une façon analogue à celle qui a servi pour l'inductance en bout de ligne.

Soit sur le diagramme tension-courant B_t le point représentant le régime au temps t en B.

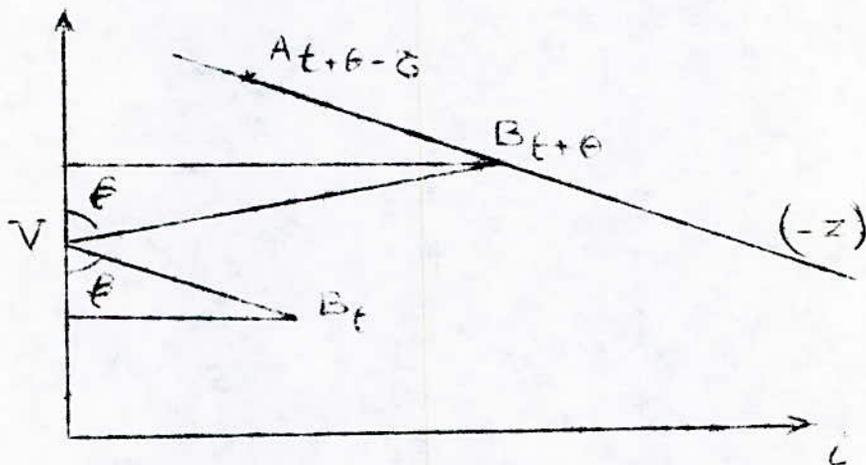
On fait partir de B, un observateur parcourant la ligne fictive équivalente au condensateur, avec une admittance y' , donnée par la relation précédente, en temps total, aller et retour, égale à θ .

Le parcours d'aller-retour correspond à $B_t V$, le point V étant pris sur l'ordonnée de courant nul.

Le parcours $V(y')$ coupe la caractéristique d'un condensateur partant de A, au temps $(t+\theta - \epsilon)$ pour arriver en B au temps $(t+\theta)$, c'est-à-dire la droite $A_{t+\theta-\epsilon}(-z)$ au point $B_{t+\theta}$ satisfaisant à la relation des différences finies.



fig : 7 - 17 - Schéma d'une ligne avec condensateur à l'extrémité.



fig(7.18)- Diagramme de BERGERON

A partir d'une telle épure qu'on évalue l'amplitude de la forme d'onde de courant de décharge, le plus sévère, qui constitue une donnée de base pour le choix du fusible.

C O N C L U S I O N

1° / Il est intéressant de combiner l'emploi des étaleurs d'ondes avec celui des parafoudres, en plaçant les premiers cités en tête avant l'entrée de la ligne dans le poste.

L'onde de choc d'origine externe venant de la ligne ne peut atteindre le matériel et le transformateur, car les parafoudres placés en première position permettent d'écouler automatiquement à la terre la majeure partie des ondes de surtension dès que leur amplitude atteint une valeur déterminée qui va être abaissée à la tension résiduelle avec un très faible retard ; mais ce retard permet à la surtension d'atteindre au droit de l'appareillage une valeur élevée et, qui par la présence d'étouffeurs d'ondes qui sera parcouru par cette décharge juste après les parafoudres agira en limitant la variation de l'onde de surtension (gradient de potentiel), et en définitive ne parviennent qu'amortie, sur les installations du poste.

2° / Il y a lieu de prendre un certain nombre de précautions lors de l'installation des parafoudres. Il doivent être situés près des appareils à protéger de façon à être toujours à l'amont de ceux-ci vis-à-vis d'une surtension externe possible.

3° / La protection des grands appareils électriques contre les surtensions actuellement réalisées par de tel parafoudre, s'est révélée efficace, et le niveau de tenue de ces appareils à protéger est bien adapté à la coordination d'isolement ainsi réalisée.

La réduction du niveau de tenue des appareils électriques dépend du niveau de protection que le dispositif limiteur de surtension est capable d'assurer ; tout gain dans cette voie est lié aux performances de ces dispositifs.

4° / L'apparition de parafoudres à résistances non linéaire dont le niveau de protection réduit est capable d'écouler des courants de longue durée rend possible une réduction de l'isolation en particulier les grands transformateurs. L'étape franchie dans ce sens a permis de réaliser des économies appréciables.

B I B L I O G R A P H I E

- 1 - Überspannungsschutzgeräte.
Isolation - Wandler - Anlaßgeräte
Luftdrosselspulen - Kondensatoren.
Katalog HG 2 - 1979 SIMENS
- 2 - Recue générale de l'électricité (R.G.E)
septembre 1965.
- 3 - Catalogues DELLE - ALSTHOM.
- 4 - Revue Brown Boveri
"protection contre les surtensions"
tome 51 N° 6 - BADEN - Juin 1964.
- 5 - Les réseaux d'énergie électriques.
propagation des ondes électriques sur les lignes d'énergie.
Rene Pelissier
Tome 4. DUNOD Technique 1975.
- 6 - Podstawy teorii przepic w uktadach.
Energoelectricznych.
J.L. JAKUBOWSKI WARSZANA 1968.
- 7 - Electric Power systems
second edition - B.M. WEEDY
England 1977.
- 8 - Installation électrique à haute et basse tension
A. MAUDUIT - DUNOD. Paris 1959.
- 9 - Encyclopédie Pratique - Application électrique
QUILLET
- 10 - Recommandation de la C.E.I publication 99 - 1.

