

UNIVERSITE D'ALGER
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
DEPARTEMENT ELECTRICITÉ

7/73

2er

THESE DE FIN D'ETUDES

MESURE DE LA FORME DES ONDES
MOBILES PAR LA BOUCLE DE BINDER ET
PAR L'OSCILLOGRAPHÉ ELECTRONIQUE

PROPOSE par :

M' J.L. JAKUBOWSKI

ET

ETUDIE par :

M' K. KERMICHE

M' A. SITOU H

PROMOTION 1973

UNIVERSITE D'ALGER
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
DEPARTEMENT ELECTRICITÉ

THESE DE FIN D'ETUDES

MESURE DE LA FORME DES ONDES
MOBILES PAR LA BOUCLE DE BINDER ET
PAR L'OSCILLOGRAPHE ELECTRONIQUE

PROPOSE par :

M^r J.L. JAKUBOWSKI

ET

ETUDIE par :

**M^r K. KERMICHE
M^r A. SITOUAH**

PROMOTION 1973

-- REMERCIEMENTS --

Qu'il nous soit permis d'exprimer ici nos plus vifs remerciements à Monsieur J.L. JAKUBOWSKI Professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique, qui à la lumière de ses enseignements nous a permis de faire cette étude.

Notre reconnaissance va également à Monsieur .M. DOBARDZIC qui nous a fourni la documentation et nous a assisté pendant les essais.

Que tous ceux qui nous ont aidé de près ou de loin trouvent ici l'expression de notre profonde gratitude.

T A B L E D E S M A T I E R E S

Chapitre I INTRODUCTION

Chapitre II ETUDE THEORIQUE DE LA PROPAGATION DES ONDES

II - 1 Introduction

II - 2 Equations de fonctionnement

II - 2 - 1 Schéma équivalent

II - 2 - 2 Equations de Maxwell

II - 2 - 3 Conclusion

II - 3 Résolution de l'équation des télégraphistes

II - 3 - 1 Solution de d'Alambert

II - 3 - 2 Interprétation de la solution

II - 3 - 4 Conclusion

Chapitre III PRODUCTION ET MESURES D'ONDES DE CHOC

page 1

III - 1 Production d'ondes de choc

III - 1 - 1 Introduction

III - 1 - 2 Définitions relatives aux tensions de choc

III - 1 - 3 Générateur d'ondes de choc

III - 1 - 4 Approximations du front et de la queue de l'onde

III - 1 - 5 Réalisation pratique des générateurs de choc

III - 2 Mesures des tensions de choc

III - 2 - 1 Mesure de tension au moyen de l'éclateur à sphères

III - 2 - 2 Mesure de tension de choc au moyen de l'oscillo- graphe électronique

III - 2 - 3 Conclusion

Chapitre IV BOUCLE DE BINDER

page 39

IV - 1 Introduction

IV - 2 Enoncé théorique

IV - 3 Réalisation pratique de la boucle de Binder

IV - 3 - 1 Description de l'installation

Chapitre V ESSAIS

page 44

V - 1 Introduction

V - 2 Calculs préliminaires

V - 2 - 1 Calcul de h

V - 2 - 2 Détermination des caractéristiques électriques de la ligne

V - 3 Reproduction de l'onde

V - 3 - 1 Mesure à l'éclateur

V - 3 - 2 Mesure à l'oscillographe

V - 3 - 3 Comparaison des résultats

Chapitre VI ANALYSE D'ERREURS

page 53

Chapitre VII CONCLUSION GENERALE

page 59

I

INTRODUCTION

= INTRODUCTION =

I. Les essais à haute tension, nécessaires à l'étude et à la vérification de l'isolement des lignes et des machines, ont acquis une importance particulière avec l'élévation croissante des tensions des réseaux de transport d'énergie. De nos jours de grands laboratoires de haute tension se construisent un peu partout dans le monde.

Notre pays a également été doté de telles installations et c'est dans le laboratoire de haute tension de l'Ecole Nationale Polytechnique que nous nous proposons de mesurer la forme des ondes mobiles par la boucle de BINDER et par l'oscillographe électronique.

Si de nos jours la reconstitution d'une ancienne méthode de mesure ne présente pas d'intérêt sur le plan industriel elle constitue cependant sur le plan pédagogique un exercice très intéressant pour les étudiants.

II

ETUDE THÉORIQUE

de la

PROPAGATION des ONDES

Chapitre II-ETUDE THEORIQUE DE LA PROPAGATION DES ONDES

II-1 Introduction

En électrotechnique, nous rencontrons essentiellement deux types de circuits.

-les circuits à constantes localisées c'est à dire des circuits susceptibles d'être décomposés en éléments ponctuels représentés par des résistances, inductances et capacités.

-Les circuits à constantes réparties c'est à dire des circuits dont tout élément, si petit soit il, donne lieu à la fois à une variation de tension dans le sens longitudinal et à une variation de courant dans le sens transversal.

En pratique tout circuit réel est à constantes réparties, c'est pourquoi dans tout ce qui va suivre nous allons considérer le cas d'un circuit à constantes réparties.

II-2 Equations de ligne longue

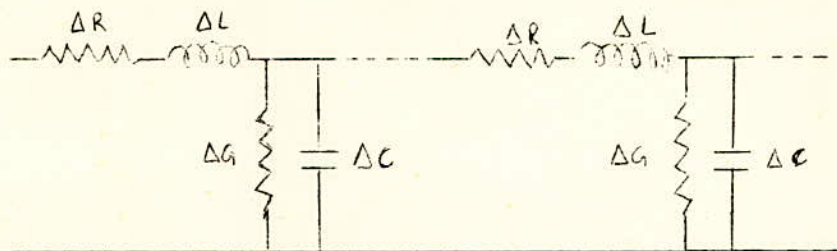
Nous allons exposer deux méthodes qui aboutissent au même résultat.

La première méthode se déduira d'un schéma équivalent.

La deuxième méthode se déduira des équations de Maxwell.

II-2-1 Schéma équivalent

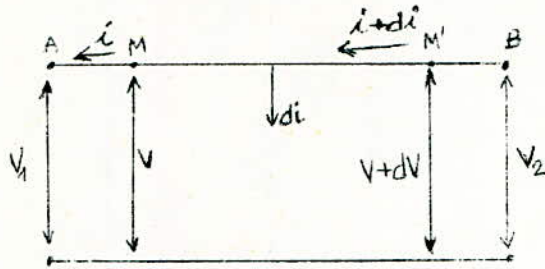
On suppose que tous les éléments d'un circuit à constantes réparties ont, par unité de longueur, les mêmes constantes électriques : R , L , G et C , qu'on désigne sous le nom de constantes linéiques.



Chaque élément de circuit de longueur Δz a :

- une résistance $\Delta R = R \Delta z$
- une inductance $\Delta L = L \Delta z$
- une conductance $\Delta G = G \Delta z$
- une capacité $\Delta C = C \Delta z$

Une représentation très schématique, d'un tel circuit, a été adoptée sous forme de quadripole:



En régime variable, la tension et le courant sont fonctions de l'espace et du temps soit:

$$v(z, t) \text{ et } i(z, t)$$

Appliquons la loi d'Ohm à l'élément MM' de longueur Δz

$$v_{M'} - v_M = (V + dV) - V = dV$$

Au temps t nous avons:

$$dV = \frac{\partial V}{\partial z} dz \quad (\text{en faisant tendre } \Delta z \text{ vers } 0)$$

$$\text{Soit} \quad dV = R \Delta z \cdot i + L \Delta z \cdot \frac{\partial i}{\partial t} = \frac{\partial V}{\partial z} dz \quad (1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial z} = R \cdot i + L \cdot \frac{\partial i}{\partial t} \quad (1)$$

Une deuxième équation s'obtient en écrivant que di est dû à la dérivation d'une partie du courant par conduction et par déplacement à travers le diélectrique.

Il suffit d'appliquer le principe de la conservation de la charge électrique: on écrit que la variation de la quantité d'électricité est égale à la quantité d'électricité dérivée à travers le diélectrique:

$$dq = dq_c + dq_d$$

$$dq = (i_{M'} - i_M) dt = di \cdot dt = \left(\frac{\partial i}{\partial z} dz + \frac{\partial i}{\partial t} dt \right) dt$$

$$dq = \frac{\partial i}{\partial z} dz \cdot dt$$

$$dq_c = G dz \cdot v \cdot dt$$

$$dq_d = C dz \left(\frac{\partial v}{\partial z} dz + \frac{\partial v}{\partial t} dt \right) = C \frac{\partial v}{\partial t} dz \cdot dt$$

$$\frac{\partial i}{\partial z} = G \cdot v + C \cdot \frac{\partial v}{\partial t} \quad (2)$$

Après différentiation de (1) et (2) par rapport à z et t :

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = R \cdot \frac{\partial i}{\partial t} + L \cdot \frac{\partial^2 i}{\partial t \cdot \partial z}$$

$$\frac{\partial^2 i}{\partial t \cdot \partial z} = G \cdot \frac{\partial v}{\partial t} + C \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}$$

En éliminant successivement i et v on obtient:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = R \cdot G \cdot v + (RC + LG) \frac{\partial v}{\partial t} + LC \cdot \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 i}{\partial z^2} = RG \cdot i + (RC + LG) \frac{\partial i}{\partial t} + LC \cdot \frac{\partial^2 i}{\partial t^2} \quad (4)$$

Ce système d'équation est des plus général: il intéresse tous les régimes possibles du circuit considéré.

Cas simplifié: circuit sans pertes $R = G = 0$.

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = LC \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}$$

$$\frac{\partial^2 i}{\partial z^2} = LC \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}$$

C'est l'équation des télégraphistes dans le cas idéal où $R = G = 0$. Cette équation permet de traiter tous les ^{cas} pratiques à l'exception de l'effet de couronne: dans ce cas G n'a aucune raison d'être nul, puisque à tension élevée le diélectrique perd ses propriétés isolantes.

Remarques:

Dans le cas général il est erroné de considérer R, L, G, C comme constantes dans la mesure où:

- La ligne n'est pas suffisamment longue pour négliger les effets d'extrémité.

- En pratique R et G ne sont pas constants puisque:

Pour rendre compte de l'effet Kelvin il faut attribuer aux conducteurs une résistance effective supérieure à leur résistance réelle en courant continu et variable.

De même G n'est pas nul mais varie avec l'effet de couronne.

II.2.2. Equation de Maxwell.

Grâce à la théorie du champ nous pouvons également aboutir à l'équation des télégraphistes: cette solution constitue une motivation pour la précédente.

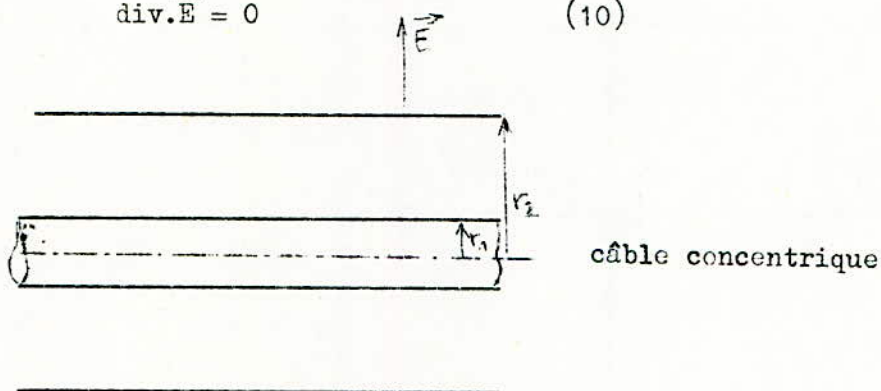
Les équations de Maxwell s'écrivent dans le cas du câble concentrique:

$$\vec{\text{rot}}.\vec{H} = \sigma.\vec{E} + \epsilon.\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \quad (7)$$

$$\vec{\text{rot}}.\vec{E} = -\mu\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} \quad (8)$$

$$\text{div}.\vec{H} = 0 \quad (9)$$

$$\text{div}.\vec{E} = 0 \quad (10)$$



Dans la théorie des champs rapidement variables les vecteurs champ électrique \vec{E} et le vecteur champ magnétique \vec{H} sont perpendiculaires entre eux au voisinage d'une ligne. Nous considérons que cette propriété est valable en ce qui concerne les ondes de choc.

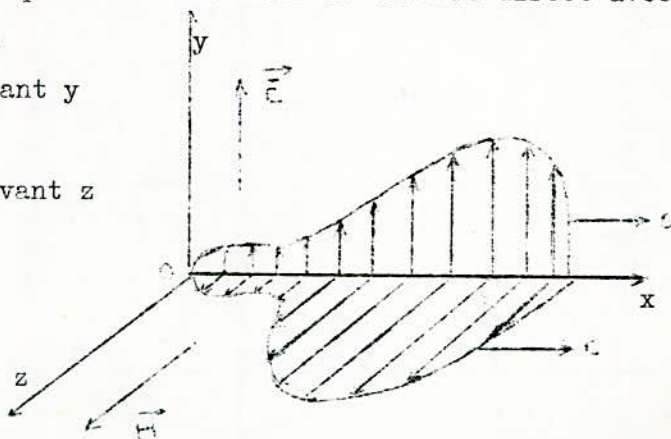
La figure ci-contre montre que \vec{E} et \vec{H} forment un trièdre direct avec la direction de propagation

de l'onde. \vec{E} est dirigé suivant y

$$E_x = E_z = 0$$

\vec{H} est dirigé suivant z

$$H_x = H_y = 0$$



Dans le système de coordonnées cylindriques de vecteurs unitaires $\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z$ on écrit que: \vec{E} a une seule composante suivant \vec{e}_r .
 \vec{H} a une seule composante suivant \vec{e}_θ .

Autrement dit nous avons: $E_\theta = E_z = 0$

$$H_r = H_z = 0$$

Grâce à ces hypothèses simplificatrices l'écriture des équations de Maxwell en coordonnées cylindriques sera beaucoup plus simple.

Dans le cas général nous avons:

$$\vec{\text{rot.}} \vec{M} \begin{vmatrix} \frac{\vec{e}_r}{r} & \vec{e}_\theta & \frac{\vec{e}_z}{r} \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \theta} & \frac{\partial}{\partial z} \\ M_r & r M_\theta & M_z \end{vmatrix}$$

$$\text{div.} \vec{M} = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial(rH_r)}{\partial r} + \frac{\partial H_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial(rH_z)}{\partial z} \right]$$

Des équations (7) et (8) de Maxwell et en tenant compte des hypothèses formulées précédemment on peut écrire:

$$-\vec{e}_r \frac{\partial H_\theta}{\partial z} + \vec{e}_z \left(\frac{\partial H_\theta}{\partial r} + \frac{H_\theta}{r} \right) = \vec{e}_r \left(\partial E_r + \epsilon \frac{\partial E_r}{\partial t} \right)$$

On en déduit:

$$-\frac{\partial H_\theta}{\partial z} = \gamma E_r + \epsilon \frac{\partial E_r}{\partial t} \quad (11)$$

$$\frac{\partial H_\theta}{\partial \theta} + \frac{H_\theta}{r} = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} \vec{e}_\theta - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \theta} \vec{e}_z = -\mu \frac{\partial H_\theta}{\partial t} \vec{e}_\theta$$

On en déduit:

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} = - \frac{\partial H_\theta}{\partial t} \quad (13)$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial \theta} = 0 \quad (14)$$

Dès équations (9) et (10) de Maxwell on déduit:

$$\operatorname{div} \vec{H} = \frac{1}{r} \frac{\partial H_{\theta}}{\partial \theta} = 0 \quad \text{et} \quad \operatorname{div} \vec{E} = \frac{\partial E_r}{\partial t} + \frac{E_r}{r} = 0$$

$$\frac{\partial H_{\theta}}{\partial \theta} = 0 \quad (15) \quad \text{et} \quad \frac{\partial E_r}{\partial t} + \frac{E_r}{r} = 0 \quad (16)$$

En négligeant la conductibilité $\gamma = 0$ dans et en la différentiant par rapport au temps on obtient:

$$-\frac{\partial^2 H_{\theta}}{\partial z \partial t} = \epsilon \frac{\partial^2 E_r}{\partial t^2} \quad (17)$$

On obtient une équation analogue en différentiant (13) par rapport au temps:

$$\frac{\partial^2 E_r}{\partial z^2} = -\mu \frac{\partial^2 H_{\theta}}{\partial z \partial t} \quad (18)$$

Ces deux équations s'écrivent sous la forme plus générale:

$$\frac{\partial^2 E_r}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon \mu} \frac{\partial^2 E_r}{\partial z^2} \quad (19)$$

$$\frac{\partial^2 H_{\theta}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon \mu} \frac{\partial^2 H_{\theta}}{\partial z^2} \quad (20)$$

Les équations (12) et (16) donnent:

$$H_{\theta} = \frac{N}{r} \quad \text{et} \quad E_r = \frac{M}{r}$$

En utilisant la relation existant entre la tension et le champ électrique:

$$u_{12} = \int_{r_1}^{r_2} E \cdot dr = \int_{r_1}^{r_2} \frac{M}{r} dr = M \operatorname{Log} \frac{r_2}{r_1}$$

on en déduit:

$$M = \frac{u_{12}}{\operatorname{Log} \frac{r_2}{r_1}} \quad \text{et} \quad E_r = \frac{u_{12}}{r \operatorname{Log} \frac{r_2}{r_1}}$$

Cette dernière expression est la formule bien connue du champ électro-

statique (pour $U = \text{cste}$).

En remplaçant E par sa valeur dans l'équation (19) :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$$

Remarque : La définition de la tension est basée sur l'intégration

suivant la distance la plus courte entre les conducteurs de la ligne

L'équation relative au courant s'obtient en appliquant le théorème

d'Ampère pour un conducteur cylindrique.

$$2\pi r H_{\theta} = 2\pi r \frac{N}{r} = r' \text{ où } N = \frac{r}{r'} \text{ et } H_{\theta} = \frac{r}{2\pi r'}$$

En remplaçant H par sa valeur dans (20) :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{r}{r'} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$$

Nous retrouvons ainsi l'équation des télégraphistes relative au courant

et à la tension : avec $r' = L \cdot C = -\frac{1}{2} \frac{c}{r}$

Nous verrons plus loin que $c = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}$ est la vitesse de propagation des

ondes nobles.

La résolution de ces deux équations nous donne $u(z, t)$ et $i(z, t)$

tension et courant en tout point de la ligne et à tout instant.

II-3 Résolution de l'équation des télégraphistes

Parmi les procédés de résolution qui furent proposés, nous avons retenu

celui de d'Allembert.

II-3-1 Solution de d'Allembert

$$\text{Soit l'équation } \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$$

Les conditions initiales sont :

$$u(z) \Big|_{t=0} = u$$

$$u'(z) \Big|_{t=0} = \frac{\partial u}{\partial t}$$

où $\varphi(z)$ et $\varphi_1(z)$ sont donnés pour $0 \leq z \leq 1$

l désigne la longueur totale de la ligne.

les conditions aux limites sont :

$$u|_{z=0} = 0$$

$$u|_{z=l} = 0$$

On fait un changement de variables suivant :

$$\begin{aligned} \xi &= z - c.t & z &= \frac{1}{2}(\eta + \xi) \\ \eta &= z + c.t & t &= \frac{1}{2}(\eta - \xi) \end{aligned}$$

La différentiation de ces fonctions donne :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial u}{\partial \eta}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) \cdot c$$

En appliquant une deuxième fois cette formule :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) = \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} + 2 \frac{\partial^2 u}{\partial \xi \cdot \partial \eta} + \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2}$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \left[\frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) - \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) \right] = c^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} - 2 \frac{\partial^2 u}{\partial \xi \cdot \partial \eta} + \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} \right)$$

On en déduit :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = -4 c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial \xi \cdot \partial \eta}$$

On a donc :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \xi \cdot \partial \eta} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial u}{\partial \eta} \right) = 0$$

$$\frac{\partial u}{\partial \eta} = \theta(\eta) \quad \frac{\partial u}{\partial \eta} \text{ ne dépendant pas de } \xi$$

de même $\frac{\partial u}{\partial \xi} = \theta(\xi) \quad \frac{\partial u}{\partial \xi} \text{ ne dépendant pas de } \eta$

En intégrant : $u_1 = \int \theta(\eta) \cdot d\eta = \theta_1(\eta)$

$u_2 = \int \theta(\xi) d\xi = \theta_2(\xi)$

$u = u_1 + u_2 = \theta_1(\eta) + \theta_2(\xi)$

$$u = \theta_1(z + c.t) + \theta_2(z - c.t)$$

Nous obtiendrons une expression analogue pour le courant.

L'équation (2) nous donne en négligeant G :

$$\frac{\partial i}{\partial z} = C \frac{\partial u}{\partial t}$$

$$u = \theta_1(z + c.t) + \theta_2(z - c.t)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = c \left[\theta_1'(z + c.t) - \theta_2'(z - c.t) \right]$$

$$\frac{\partial i}{\partial z} = C.c \left[\theta_1'(z + c.t) - \theta_2'(z - c.t) \right]$$

$$i = C.c \left[\theta_1(z + c.t) - \theta_2(z - c.t) \right]$$

Or nous avons déjà dit que : $c = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

$$\text{Donc } C.c = \sqrt{\frac{C}{L}} = \frac{1}{Z_c}$$

$$i = \frac{\theta_1(z+ct)}{Z_c} - \frac{\theta_2(z-ct)}{Z_c}$$

On définit Z_c comme étant l'impédance caractéristique de la ligne

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad \text{.Nous aurons l'occasion d'en reparler.}$$

Les fonctions θ_1 et θ_2 étant arbitraires, on peut les définir en utilisant les conditions initiales.

Nous verrons que les équations (21) et (22), de la tension et du courant décrivent la propagation des ondes progressives le long de la ligne. Les fonctions θ_1 et θ_2 sont déterminées par les conditions aux limites. L'origine des ondes progressives est constituée par la répartition initiale des charges et des tensions sur la ligne.

Au cas où à l'instant $t = 0$, la répartition de la densité linéique de charge est définie par la fonction $Q(z)$, la tension

$$u = \frac{Q(z)}{C} = \varphi(z)$$

Par ailleurs le courant est nul à l'instant initial. Les fonctions θ_1 et θ_2 sont donc déterminées par les conditions initiales :

$$u \Big|_{t=0} = \theta_1(z) + \theta_2(z) = \varphi(z)$$

$$i \Big|_{t=0} = \frac{\theta_1(z)}{Z_c} - \frac{\theta_2(z)}{Z_c} = 0$$

On en déduit :

$$\theta_1(z) = \theta_2(z)$$

$$\varphi(z) = 2\theta_1(z)$$

Les expressions donnant u et i deviennent :

$$u = \frac{1}{2} \varphi(z+ct) + \frac{1}{2} \varphi(z-ct)$$

$$i = \frac{\varphi(z+ct)}{2Z_c} - \frac{\varphi(z-ct)}{2Z_c}$$

En rappelant que $\varphi(z)$ est la valeur de la tension à l'instant $t = 0$.

II-3-2 Interprétation de la solution

On peut écrire les équations (21) et (22) sous la forme :

$$u = u_1 + u_1'$$

$$i = i_1 + i_1'$$

avec $u_1 = Z_c \cdot i_1$

$$u_1' = -Z_c \cdot i_1'$$

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

$$u_1 = \theta_1 (z + c.t)$$

Si l'on considère qu'au bout du temps dt , u_1 reprenne la même valeur, on pourra écrire :

$$\theta_1 (z + c.t) = \theta_1 \left[(z + dz) + c(t + dt) \right]$$

La fonction θ_1 étant quelconque on peut écrire :

$$z + c.t = z + dz + c.t + c.dt$$

$$c = - \frac{dz}{dt}$$

Donc c désigne une vitesse et toute fonction de la forme $\theta (z + c.t)$ peut être physiquement considérée comme caractérisant une onde se propageant dans le sens rétrograde puisque $\frac{dz}{dt}$ est négatif ($c = \frac{1}{\sqrt{L.C}}$)

Inversement toute fonction $\theta (z - c.t)$ caractérise une onde se propageant dans le sens direct : nous avons donc deux systèmes d'onde

le premier : $v_1 = \theta_1 (z + c.t)$

$$i_1 = \frac{v_1}{Z_c}$$

se propageant dans le sens des z décroissants.

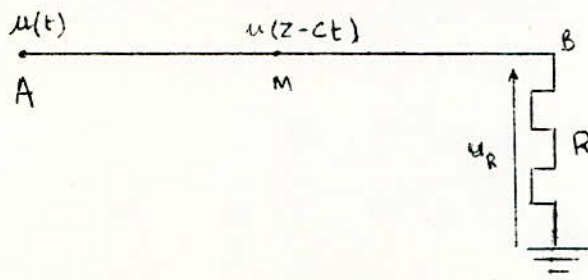
le second : $v'_1 = \theta_2 (z - c.t)$

$$i'_1 = - \frac{v'_1}{Z_c}$$

se propage à la même vitesse que le premier mais dans le sens des z croissants.

Considérons une ligne fermée à son extrémité B sur une résistance R .

L'application d'une tension $u(t)$ en A provoque l'émission d'une onde incidente, qui subit au point B un changement d'amplitude dû aux ondes réfléchies.



Si à l'instant $t = 0$ on applique une tension $u(z, t)$ à une extrémité de la ligne (l'autre étant mise à la terre au moyen d'une résistance R):

Au point de discontinuité l'onde incidente se divise en une onde réfléchie et une onde réfractée.

L'onde réfractée a le même sens de propagation que l'onde incidente. ainsi s'il s'agit d'une onde de courant une partie seulement du courant incident traverse R tandis que l'autre partie est réfléchie.

L'onde réfléchie repart en sens inverse de l'onde incidente.

Les lois de la réflexion expriment la continuité de l'énergie emmagasinée dans le champ, donc la continuité de la tension et du courant au point de réflexion.

Si on désigne par : u' l'onde incidente

u'' l'onde réfléchie

u_R l'onde réfractée sur $Z_c = R$ (tension aux bornes de R)

les lois de la réflexion nous permettent d'écrire :

$$u_R = u' + u''$$

$$\frac{u_R}{R} = \frac{u'}{Z_c} - \frac{u''}{Z_c}$$

En éliminant u_R :

$$u' + u'' = \frac{R}{Z_c} (u' - u'')$$

$$\left(1 - \frac{R}{Z_c}\right)u' = u'' \left(-1 - \frac{R}{Z_c}\right)$$

$$\frac{R - Z_c}{Z_c} u' = \frac{R + Z_c}{Z_c} u''$$

On obtient

$$u'' = \frac{R - Z_c}{R + Z_c} u' = \beta \cdot u'$$

$$\beta = \frac{R - Z_c}{R + Z_c}$$

est le coefficient par lequel il faut multiplier l'onde incidente pour obtenir l'onde réfléchie: c'est le coefficient de réflexion.

$-1 \leq \beta \leq +1$ suivant les différentes valeurs de R .

En tenant compte de la relation liant u' et u'' on peut écrire:

$$u' + \beta u' = u_R$$

$$u_R = (1 + \beta) u'$$

$$u_R = \frac{2R}{R + Z_c} u'$$

$$u_R = \frac{2}{1 + \frac{Z_c}{R}} u'$$

Nous pouvons étudier les variations de la tension aux bornes de R quand u' varie.

$R > Z_c$ Dans ce cas β est positif

$R < Z_c$ dans ce cas β est négatif

Nous allons considérer maintenant le cas où la ligne est ouverte à l'extrémité c'est à dire:

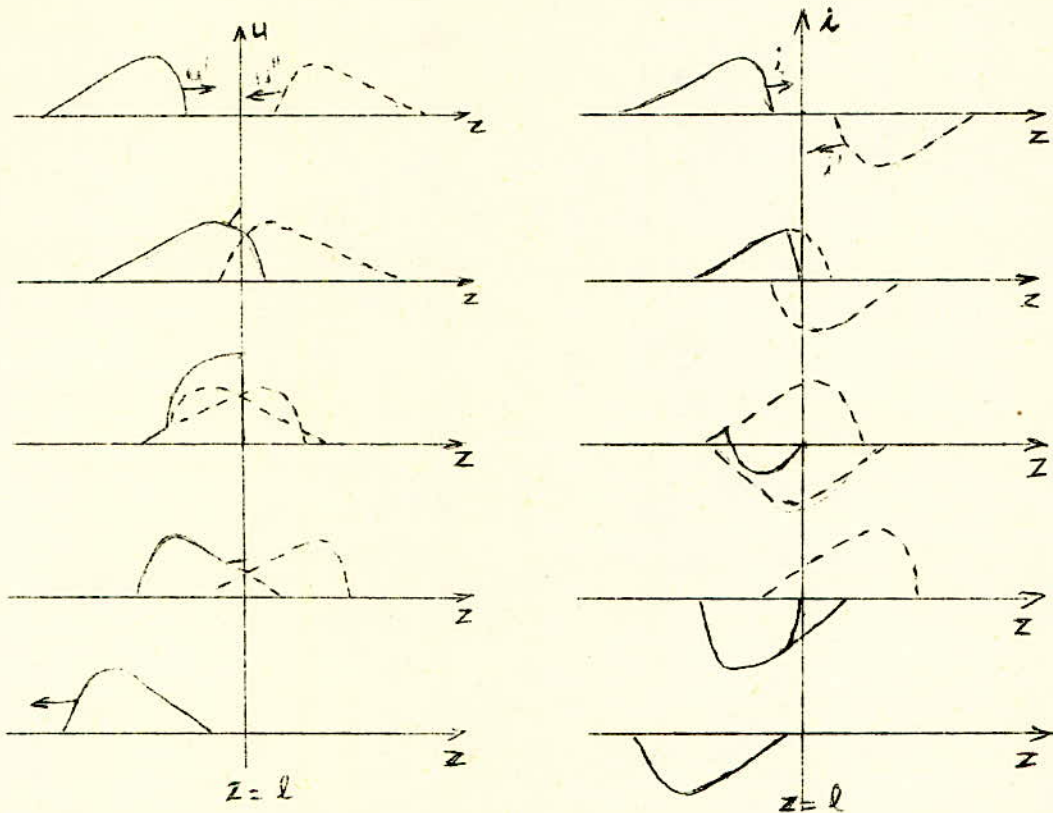
$R = \infty$ Dans ce cas $\beta = 1$

$$\text{et } u_R = \frac{2}{1 + 0} u' = 2 u'$$

Ainsi la tension double au point de réflexion.

Pour le courant nous avons :

$$\frac{u_R}{R} = \frac{2 u'}{R} = 0 \quad \text{quand } R = \infty$$



Cas d'une ligne dont l'extrémité est reliée directement à la terre:

$R = 0$ Dans ce cas $\beta = -1$

$$\text{et } u_R = \frac{2}{1 + \frac{Z_c}{R}} u' = 0$$

$$\frac{u_R}{R} = \frac{2 u'}{R + Z_c} = \frac{2 u'}{Z_c}$$

Dans ce cas la tension est constamment nulle à l'extrémité tandis que le courant prend une valeur double du courant incident.

$R = Z_c$ Dans ce cas $\beta = 0$

Nous en arrivons au cas qui nous intéresse le plus. Il s'agit du cas où l'extrémité de la ligne est fermée sur son impédance caractéristique: on parlera de fonctionnement au régime caractéristique.

Examinons de plus près ce que deviennent la tension et le courant dans ce cas :

$$u_R = \frac{2}{1 + \frac{Z_c}{R}} u' = u'$$

$$i_R = \frac{u_R}{Z_c} = \frac{u'}{Z_c} = i'$$

Ces équations montrent qu'il ne se produit aucune réflexion à l'extrémité de la ligne. C'est là un phénomène bien connu des electriciens : la ligne fermée sur son impédance caractéristique laisse passer le signal d'entrée sans risque de déformation par les ondes réfléchies. On dit encore qu'il y a absorption totale de l'énergie, dans R .

Jusqu'à présent nous n'avons pas encore évoqué la notion d'énergie.

Signalons que l'onde transporte une énergie électrostatique W_e et une énergie magnétique W_m sur la longueur l de la ligne.

$$W_e = \frac{1}{2} C.l.u^2$$

$$W_m = \frac{1}{2} L.l.u^2$$

$$\text{Or } \frac{L}{C} = Z_c^2 = \frac{u^2}{i^2}$$

$$\text{Donc : } \frac{W_m}{W_e} = 1 \text{ soit } W_e = W_m$$

$$\text{et } W = W_e + W_m = L.l.i^2 = C.l.u^2$$

Toute l'énergie transportée est ainsi absorbée par l'impédance d'onde. Quand la ligne est bien adaptée c'est à dire quand R est exactement égale à Z_c , à tout instant et tout le long de la ligne le rapport de la tension au courant est rigoureusement constant :

$$\text{Soit } \frac{u}{i} = Z_c$$

et l'énergie par unité de longueur de l'onde est aussi constante.

II-3-4 Conclusion.

L'étude théorique montre l'existence d'ondes mobiles sous différentes formes. Elles se représentent suivant les courbes de même forme que la force électromotrice appliquée.

La formule de l'onde incidente nous montre que la tension à l'extrémité receptrice apparaîtra, avec un certain retard qui est égal au temps de parcours;

$$\text{Soit: } \tau = \frac{l}{c}$$

Si B est cette extrémité receptrice, nous pouvons dire que pour:

* $0 \leq t \leq \tau$: la tension en B est nulle.

* $t \geq \tau$: dans le cas d'une ligne parfaitement adaptée, il apparaît aux bornes de B une tension de même forme que la force électromotrice appliquée à l'extrémité A.

Si par exemple la tension appliquée est de la forme: $e(t) = K.U_m (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$

Dans ce cas:

$$U_B = e(t - \tau) \cdot 1(t - \tau)$$

$$\text{avec } 1(t - \tau) = \begin{cases} 0 & \text{pour } 0 \leq t < \tau \\ 1 & \text{pour } t \geq \tau \end{cases}$$

Nous avons ainsi mis en évidence l'existence des ondes mobiles par le calcul; il ne nous reste plus qu'à réaliser un montage qui nous permettra de reproduire et de mesurer ces ondes mobiles.

La réalisation d'un tel montage fera l'objet du chapitre IV.

III

PRODUCTION D'ONDES

de CHOC et MESURES

Chapitre III - PRODUCTION ET MESURES D'ONDES DE CHOC

III-1 - Production d'ondes de choc.

III- 1 - 1 - Introduction

Les constructeurs d'appareillages électriques ont convenu que si un matériel pouvait supporter pendant une minute une tension égale à 2 ou 3 fois la tension nominale, il supportera en permanence la tension nominale.

En fait cet essai s'est avéré insuffisant.

Il existe en effet des surtensions d'origine externe de forme, d'amplitude et de durée fort variables .

On a également admis depuis longtemps que la construction d'un matériel susceptible de subir sans défaillance le coup de foudre direct, était impossible vu le prix de revient que cela entraînerait.

On dispose cependant de quelques moyens qui limitent l'amplitude de la surtension et minimisent par conséquent les dégâts.

C'est ainsi que l'on a défini un essai type destiné à vérifier que le matériel résiste bien au niveau de surtension prévu.

Cet essai dit "en onde de choc" consiste à appliquer une tension de brève durée de polarité positive ou négative et de forme définie représentant avec une approximation suffisante l'allure d'une surtension d'origine externe.

III - 1 - 2 Définitions relatives aux tensions de choc.

On désigne sous le nom de tension de choc, ou impulsion, une tension transitoire, unidirectionnelle de très courte durée qui, sans oscillations appréciables, croît rapidement jusqu'à une valeur maximale et décroît ensuite moins rapidement jusqu'à zéro: (fig. III-1-a).

Une tension de choc pleine est celle dont la forme n'est pas modifiée par une décharge complète.

Cette forme d'onde correspond approximativement à l'équation :

$$u = k_0 U_0 (e^{-\beta t} - e^{-\alpha t})$$

différence de deux exponentielles négatives, avec $\alpha > \beta$; nous verrons que l'exponentielle $e^{-\beta t}$ conditionne surtout, la queue de l'onde, tandis que $e^{-\alpha t}$ intervient pour donner la forme du front.

U_0 désigne la valeur de crête de l'onde.

k coefficient dépendant de la forme de l'onde.

Ainsi pour une onde normalisée 1 / 50 représentée par l'équation (1) nous avons :

$$k = 1,0167$$

$$\alpha = 0,0142 \cdot 10^6$$

$$\beta = 6,073 \cdot 10^6$$

Les caractéristiques qui définissent une tension de choc utilisée dans la technique des essais à haute tension sont :

- La polarité.
- La valeur de crête ou amplitude.
- La durée conventionnelle T_1 du front.
- La durée conventionnelle T_2 jusqu'à la mi-valeur de crête
- La durée conventionnelle T_c jusqu'à la coupure dans le

cas d'une onde coupée.

Dans ce qui va suivre nous allons définir les durées conventionnelles T_1 et T_2 .

La durée conventionnelle T_1 du front réel est prise égale à la durée du front conventionnel. Le front conventionnel est le front rectiligne qui passe par les valeurs 0,3 et 0,9 du front réel. La durée du front conventionnel est comprise entre la valeur 0 et la valeur de crête (fig. III-1-a).

La durée conventionnelle T_2 jusqu'à la mi-valeur d'une tension de choc est l'intervalle de temps compris entre l'origine conventionnelle O_1 et l'instant correspondant au point de la queue où la tension est tombée à 50 % de la valeur de crête. L'origine conventionnelle O_1 est prise coïncidant avec l'origine du front conventionnel.

Remarque 1 :

Dans les essais de haute tension, on rencontre également des ondes coupées c'est à dire des ondes dont la forme est modifiée par une décharge complète provoquant une brusque chute de tension jusqu'à une valeur pratiquement nulle.

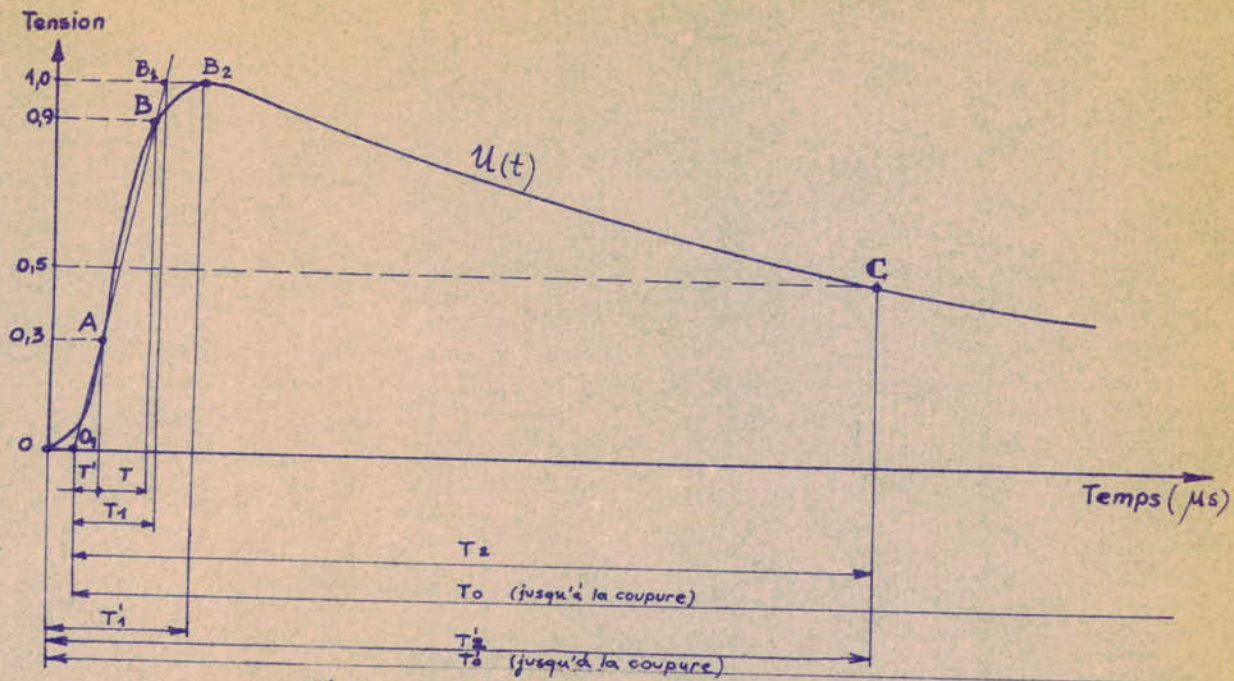


FIG. 3-1a Courbe représentative d'une tension de choc pleine. [L. III-3]

$T_1 = 1,67 \cdot T$; $T' = 0,3 \cdot T = 0,5 \cdot T$; $S = (U_B - U_A) : T$

T_1 = la durée conventionnelle du front ; T_2 = la durée conventionnelle jusqu'à la mi-valeur ; T_0 = la durée conventionnelle jusqu'à la coupure
 O = origine de la tension de choc ; O_1 = origine conventionnelle de tension de choc ; T_1' et T_2' La durée du front et la mi-valeur respect.
 $O_1 B_1$ = Front conventionnel ; OB = front réel ; S = Raideur conventionnelle.
 T_0' = La durée d'onde de choc jusqu'à la coupure.

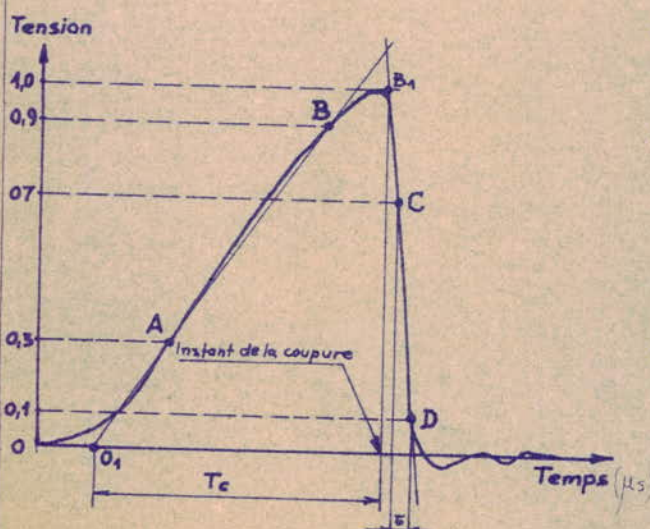


FIG. 3-1b [L. III-3].

Tension de choc coupée sur le front.

$T_{fc} = 1,67 \cdot T$

T_{fc} = Durée conventionnelle de la chute de tension pendant la coupure ; T_c = durée conventionnelle jusqu'à la coupure ; C = Moment conventionnel de la coupure.

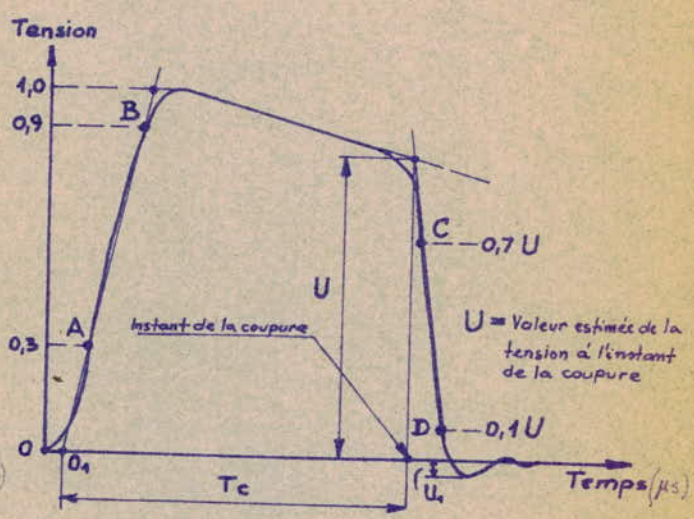


FIG. 3-1c [L. III-3].

Tension de choc coupée sur la queue

O = origine de la tension de choc ;
 O_1 = origine conventionnelle de la tension de choc
 U = Valeur estimée de la tension à l'instant de la coupure.
 C = Moment conventionnel de la coupure.
 $K_0 = U_1$; U = coefficient du passage de tension par zero.

complète provoquant une brusque chute de tension jusqu'à une valeur pratiquement nulle. La chute de tension peut être produite soit sur le front soit sur la crête soit sur la queue (fig. III-1-b et III-1-c). La durée conventionnelle T_c jusqu'à la coupure d'une onde de choc est alors l'intervalle de temps qui s'écoule entre l'origine conventionnelle O_1 de cette tension et le moment de coupure.

Remarque 2 :

Les durées T_1 et T_2 sont en général exprimées en microsecondes; une convention couramment admise consiste à présenter l'ensemble de ces deux valeurs sous la forme abrégée T_1 / T_2 sans ou avec indication d'unité;

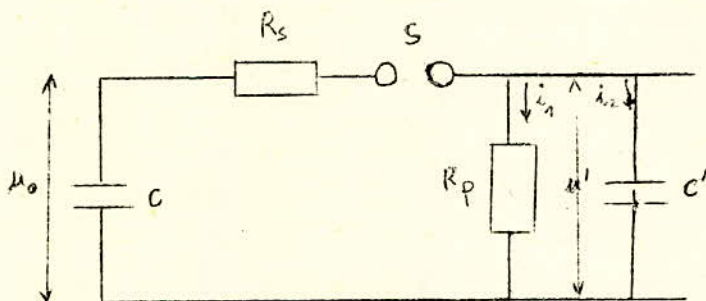
III - 1 - 3: Générateur d'ondes de choc.

Les ondes de choc s'obtiennent au laboratoire par les décharges de condensateur. Les ondes obtenues s'écartent légèrement de la forme biexponentielle.

En principe, on obtient une tension de choc en déchargeant un condensateur C à travers une résistance principale R_p à travers un éclateur S .

Lorsque l'étincelle éclate entre les deux boules, le courant s'établit dans la résistance R_p : une tension u se développe à ses bornes et c'est cette tension qui constitue l'onde de choc appliquée à l'objet d'essai.

Le schéma de principe est le suivant.



C' peut être la capacité de l'objet d'essai ou une capacité de réglage du front.

Si U_0 est la tension initiale du condensateur C on peut alors écrire qu'à chaque instant la tension aux bornes de C est:

$$U_0 - \frac{1}{C} \int i dt = U + R_s \cdot i \quad (1)$$

$$i = i_1 + i_2 \quad (2)$$

$$i_1 = - \frac{u}{R_p} \quad (3)$$

$$i_2 = C' \frac{du}{dt} \quad (4)$$

En différentiant (1) par rapport au temps on a:

$$- \frac{1}{C} i = \frac{du}{dt} + R_s \frac{di}{dt} \quad (5)$$

En remplaçant les expressions de i_1 et i_2 dans (2) on aura:

$$i = \frac{u}{R_p} + C' \frac{du}{dt} \quad (6)$$

En différentiant cette dernière:

$$\frac{di}{dt} = \frac{du}{R_p} + C' \frac{d^2u}{dt^2} \quad (7)$$

En remplaçant i et $\frac{di}{dt}$ par leurs valeurs dans l'équation (5).

$$\frac{du}{dt} + R_s \left(\frac{du}{R_p} + C' \frac{d^2u}{dt^2} \right) + \frac{1}{C} \left(\frac{u}{R_p} + C' \frac{du}{dt} \right) = 0 \quad (8)$$

On obtient finalement:

$$\frac{d^2u}{dt^2} + \left(\frac{R_s + R_p}{R_s \cdot R_p \cdot C'} + \frac{1}{R_s \cdot C} \right) \frac{du}{dt} + \frac{u}{R_s \cdot R_p \cdot C C'} = 0 \quad (9)$$

Cette équation se met sous la forme plus générale:

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + A \frac{du}{dt} + B \cdot u = 0 \quad (10)$$

C'est une équation différentielle du second ordre et sans second membre dont la résolution donne:

$$u = P e^{-\alpha t} + Q e^{-\beta t}$$

$$\text{Avec } \alpha = \frac{A}{2} + b$$

$$\beta = \frac{A}{2} - b$$

$$b = \sqrt{\frac{A^2}{4} - B} = \frac{\alpha - \beta}{2}$$

$$A = \frac{R_s + R_p}{R_s \cdot R_p \cdot C'} + \frac{1}{C \cdot R_s}$$

$$B = \frac{1}{R_s \cdot R_p \cdot C \cdot C'}$$

Pour déterminer P ET Q nous écrivons d'abord que, au temps $t = 0$, la tension u est nulle, d'où:

$$P = -Q \text{ et } u = Q (e^{-\beta t} - e^{-\alpha t}) \quad (11)$$

On obtient une autre relation en écrivant que pour $t = 0$, i et u sont nuls, on obtient:

$$U = R_s \cdot C' \left(\frac{du}{dt} \right)_{t=0}$$

$$Q = \frac{U}{R_s \cdot C' (\alpha - \beta)}$$

On en déduit:

$$u = \frac{U}{2b \cdot R_s \cdot C'} (e^{-\beta t} - e^{-\alpha t})$$

Nous constatons que cette expression correspond à une différence d'exponentielles (ou biexponentielle).

Il suffit de choisir convenablement R_s , R_p , et C pour réaliser la forme d'onde que l'on veut.

Remarque: Au cas où l'objet d'essai aurait une capacité elle s'ajoutera à C' et il suffira donc d'en tenir compte dans le choix de C' .

Au cas où l'objet d'essai aurait une inductance propre, le problème se complique puisque cette inductance conduit à une équation différentielle du troisième ordre et par suite à une déformation de l'onde.

III-1-4 Approximations pratiques du front et de la queue de l'onde

* Front de l'onde:

L'équation (12) peut se mettre sous la forme:

$$u = k U_0 \left(e^{-\frac{t}{\tau_2}} - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right) \quad (12)'$$

Avec :

$$k = \frac{1}{2b R_s C'}$$

$$\tau_2 = \frac{1}{\beta} \quad \text{et} \quad \tau_1 = \frac{1}{\alpha} \quad \alpha \text{ et } \beta \text{ ont été défini plus haut}$$

Avec dans ce cas : $\tau_2 > \tau_1$

Dans le cas d'une onde normalisée 1,2/50 on a :

$$\tau_2 = 68,5$$

$$\tau_1 = 0,42$$

Pour la représentation de ces ondes on fait les approximations pratiques suivantes:

- Une première approximation consiste à écrire:

$$u = U_0 \left(e^{-\frac{t}{\tau_2}} - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right)$$

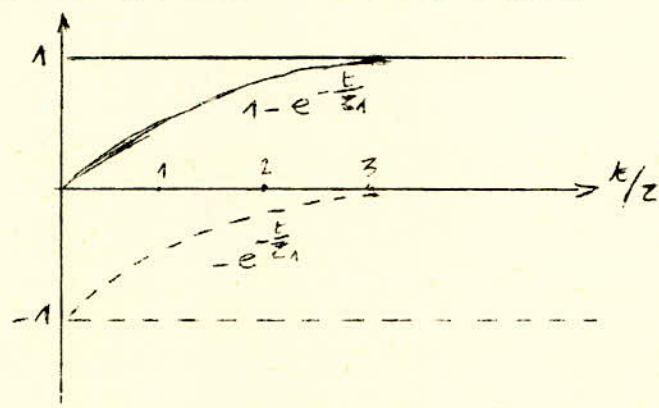
Pour les temps très courts (correspondant au front de l'onde), on peut écrire, puisque t est petit et τ_2 grand:

$$e^{-\frac{t}{\tau_2}} \simeq 1$$

Alors

$$u \simeq U_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right)$$

C'est l'expression approchée du front de l'onde.



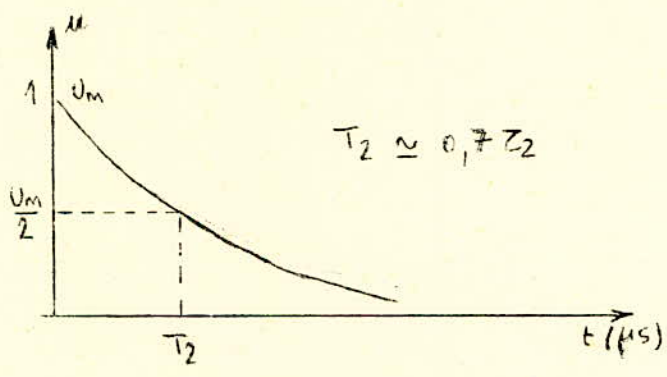
Allure du front de l'impulsion $1 - e^{-\frac{t}{z_1}}$
 en fonction du temps.

* Queue de l'onde:

Pour des temps suffisamment grands vis à vis de T_1 , on a:

$$e^{-\frac{t}{z_1}} \ll e^{-\frac{t}{z_2}} \quad \text{d'où } u \approx U_0 e^{-\frac{t}{z_2}}$$

C'est l'expression approchée de la queue de l'onde



Allure de la queue de l'onde $U \cdot e^{-\frac{t}{z_2}}$

Remarque: Ces approximations sont très commodes en pratique et permettent de reconstituer l'onde avec une bonne précision.

III-1-5 Réalisation pratique des générateurs de choc.

- Généralités:

Ces générateurs sont destinés à produire "des ondes de choc"; nous avons déjà vu que ces dernières avaient approximativement la même allure que les ~~surtensions~~ surtensions d'origine externe.

Ces générateurs sont de nos jours très répandus dans le monde. Plusieurs

facteurs ont rendu nécessaire, après la dernière guerre, la construction de grands laboratoires électriques de recherche:

- Importance des essais à l'onde de choc.
- Exploration de techniques nouvelles de matériel en vue de diminuer les coûts de la production et du transport de l'énergie électrique.

C'est ainsi que virent le jour de grands centres tels que:

- . Le centre des Renardières en France
 - . Le centre d'essai Delle-Alsthom
- pour ne citer que ceux-là.

- Bref exposé du fonctionnement d'un générateur de choc.

Au début de ce siècle E. MARX a entrepris de charger en parallèle des condensateurs, sous une tension de 100 à 200 kV et les a groupé ensuite en série pour la décharge. Il a ainsi obtenu un nombre d'étages convenable pour la tension à réaliser; la connexion en série se fait automatiquement par des éclateurs.

Sans trop rentrer dans les détails, nous allons joindre deux schémas représentant les deux temps de fonctionnement du générateur:

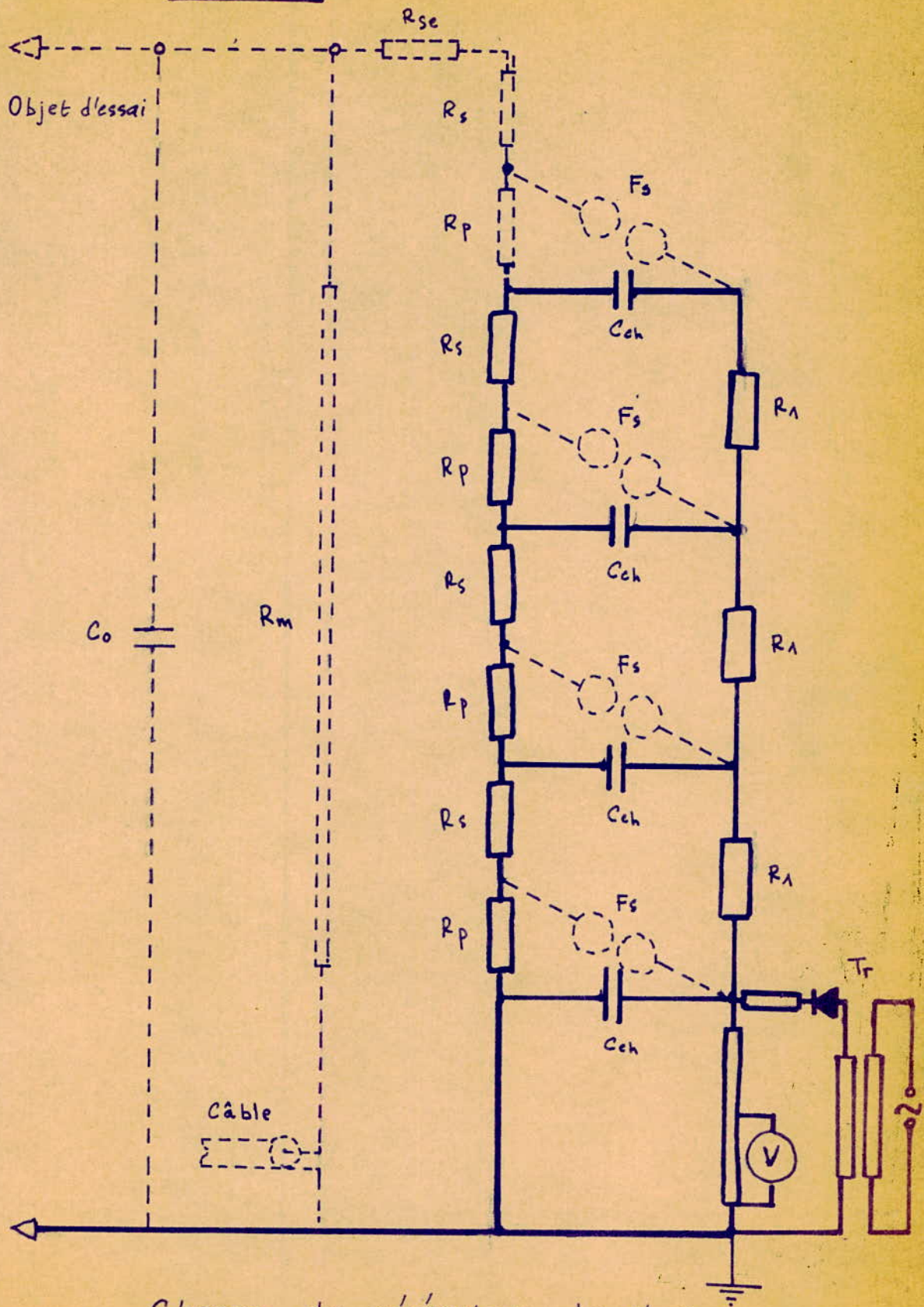
- 1^{er} temps : charge en parallèle des condensateurs (fig.III-2)
- 2^{ème} temps : décharge en série des condensateurs (fig.III-3)

Les générateurs de choc sont établis avec le système Marx. Pour finir nous jugeons utile de donner les caractéristiques du générateur de choc du laboratoire de l'Ecole Nationale Polytechnique :

- . Tension de charge totale : 0,6 MV
- . Energie totale : 4 kJ
- . Nombre d'étages : 8
- . Capacité de choc : 0,022 nF
- . Alimentation : diode au sélénium.
- . Hauteur : 2,80 m

Signalons que les huit étages sont identiques et qu'il est possible d'avoir trois types de couplage différents :

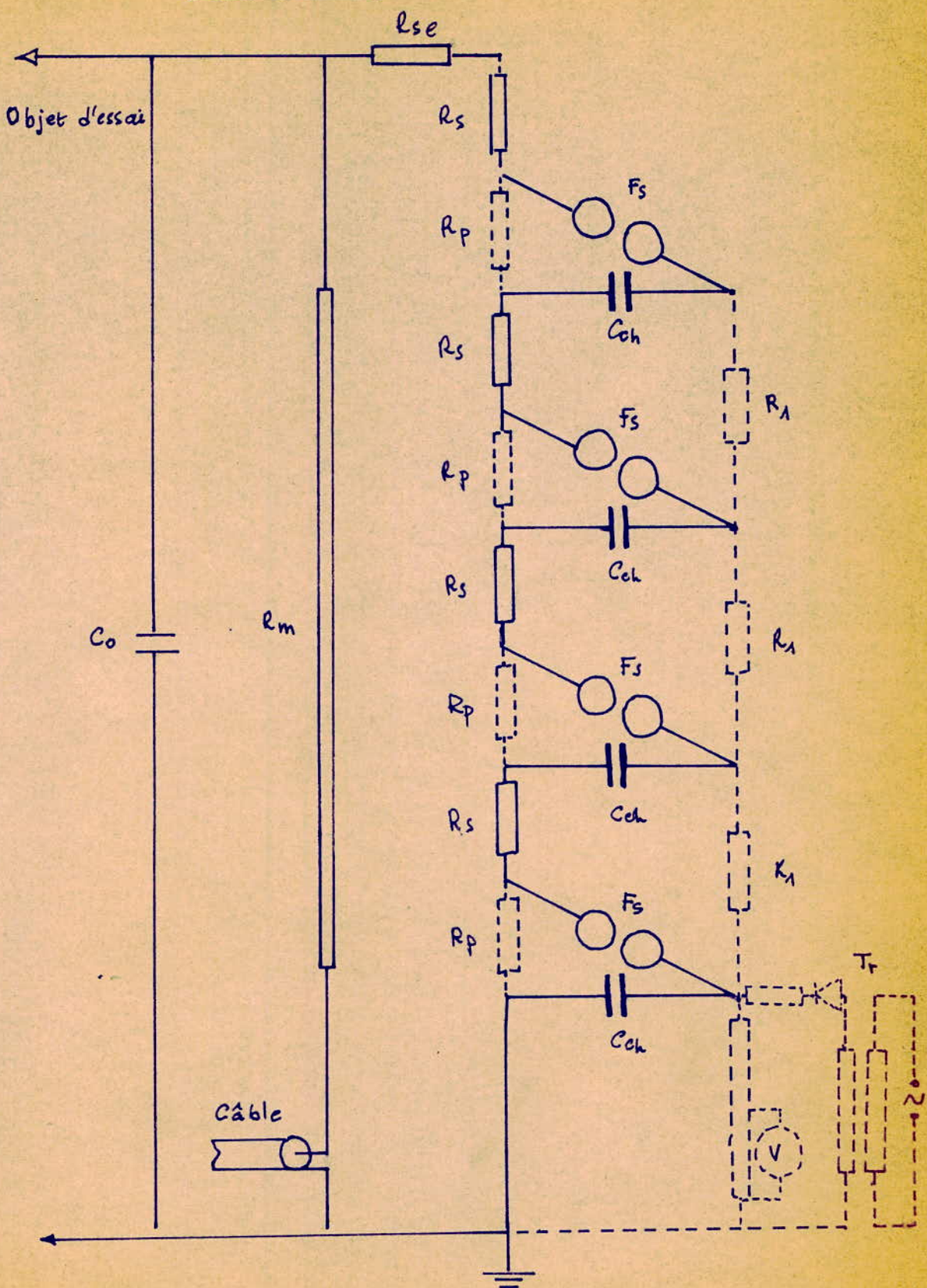
fig. III-2



Charge du générateur de choc

d'après MARX

fig III - 3



Décharge du Générateur de choc

d'après MARX.

- Couplage A : Tous les condensateurs se déchargent en série.
La capacité de choc est huit fois plus petite que la capacité d'un seul étage : nous avons dans ce cas la tension de charge maximale .

- Couplage B : On couple en parallèle, deux groupes de quatre condensateurs : ces derniers sont couplés en série.

Conséquences : . Augmentation de la capacité de charge.

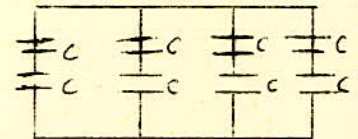
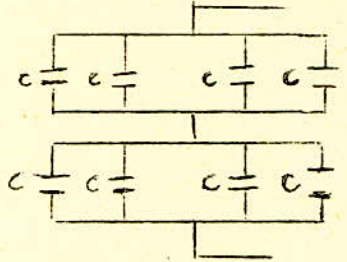
. Diminution de la tension de décharge.

- Couplage C : On couple en parallèle, quatre groupes de deux condensateurs : ces derniers sont couplés en série.

Conséquences : . Augmentation de la capacité (16 fois plus grande).

. Diminution de la tension de décharge.

Nous n'en dirons pas davantage sur les générateurs de choc : nous allons passer aux différents procédés de mesure de ces tensions de choc.



III - 2 Mesures des tensions de choc

On parlera de deux méthodes de mesure de tensions de choc :

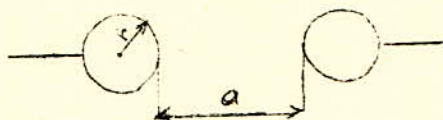
- Une méthode ancienne utilisant l'éclateur à sphères; elle permet de mesurer la valeur de crête de la tension.
- Une méthode moderne utilisant l'oscillographe électronique qui consiste à observer ou à photographier l'onde complète.

III - 2 - 1 Mesure de tensions au moyen de l'éclateur à sphères

- Généralités :

La distance d'amorçage entre deux électrodes de forme déterminée fournit la mesure d'une tension de crête appliquée à ces électrodes.

Dans le cas des électrodes sphériques, le champ est donné par l'expression:



$$E = \beta \frac{U}{a}$$

$$U_{\max} = \frac{E_{\max} \cdot a}{\beta}$$

avec $\beta = f\left(\frac{a}{r}\right)$ facteur qui dépend de $\frac{a}{r}$ et de la disposition des éclateurs.

L'éclateur de mesure utilisé pour la mesure des hautes tensions alternatives ou de choc est l'éclateur à sphères dont la construction et l'emploi sont normalisés conformément à la norme U.T.E. C 41 050 du 20 juillet 1960.

- Description

L'éclateur à sphères est constitué par deux boules métalliques de même diamètre supportées par une tige cylindrique en métal coulissant dans un collier (fig. III - 4).

Suivant l'ordre de grandeur de la tension à mesurer, on utilise l'éclateur dont le diamètre correspond à cette tension d'après le tableau des normes.

Eclateur à axe parallèle au plan de terre

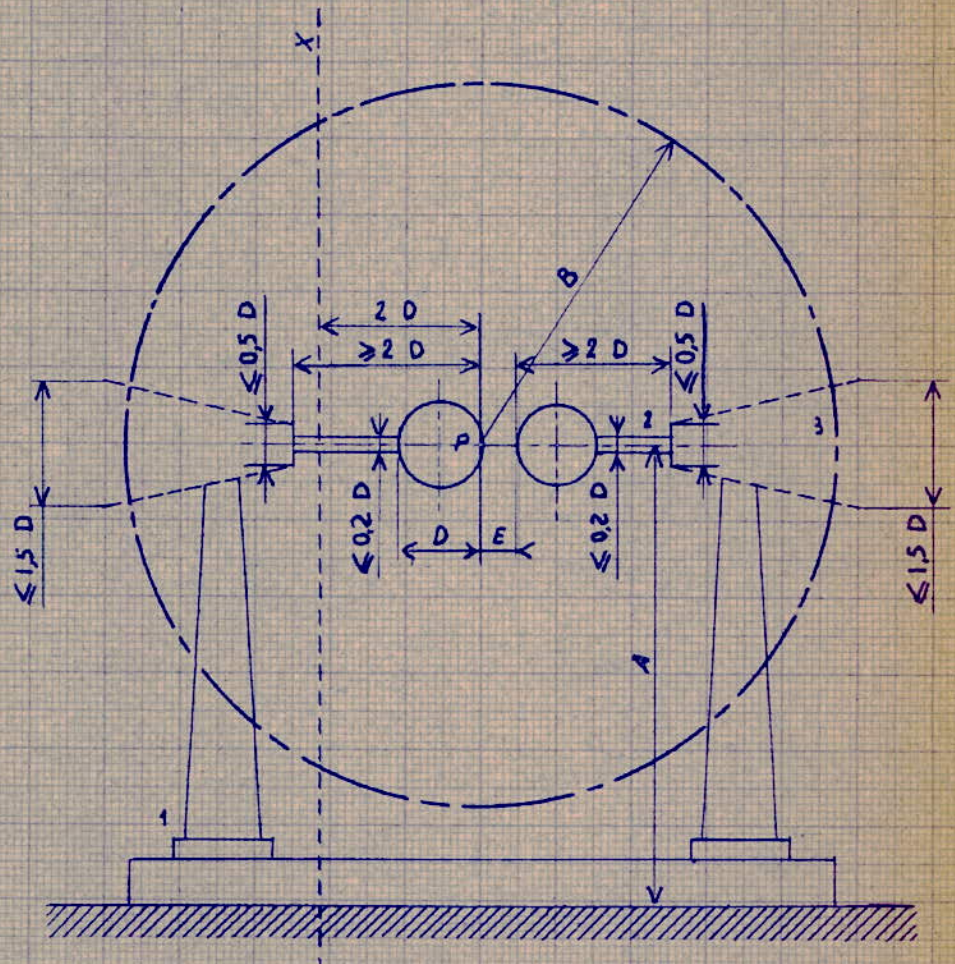


fig III 4

Légende

1. Support isolant.
2. Tige support de la sphère.
3. Mécanisme de manoeuvre.
- P. Point d'étincelle de la sphère sous tension.
- A. Distance de P au plan de terre.
- B. Distance de P à tout objet étranger.
- D. Diamètre des sphères
- E. Ecartement des sphères

Il existe une série de diamètres normalisés pour lesquels il est précisé la tension de crête pour un écartement donné.

- Mode d'utilisation

L'éclateur peut être utilisé soit avec deux boules isolées, soit le plus souvent avec une boule reliée à la terre.

La disposition peut être horizontale ou verticale.

Son mode d'emploi prévoit des distances minimales à respecter pour faire de bonnes mesures.

Pour des diamètres inférieurs ou égaux à 6,25 cm, les distances minimales à respecter sont égales à sept fois le diamètre D ou quatorze fois l'écartement E.

Les tiges doivent être placées obligatoirement suivant l'axe commun des deux sphères.

Les éclateurs correctement utilisés pour des écartements inférieurs à 0,5 D donnent des tensions de choc avec une précision de $\pm 3\%$.

Au cas où l'une des électrodes est reliée à la terre, la tige de la sphère haute tension doit avoir un diamètre au plus égal à 0,2 D sur une longueur de tige égale à D.

La norme U.T.E. contient des modalités d'exécution des mesures de tension de choc. Les normes donnent les valeurs de la tension d'amorçage pour divers diamètres en fonction de l'écartement des sphères.

Dans ces tableaux sont indiquées en kV les valeurs de crête de la tension d'amorçage à 50 % (dans les conditions normales de température et de pression) pour des tensions de choc positives et négatives.

- Courbes d'étalonnage

Ces courbes représentent les variations de la tension de crête en fonction du diamètre pour des écartements donnés (fig. III - 5)

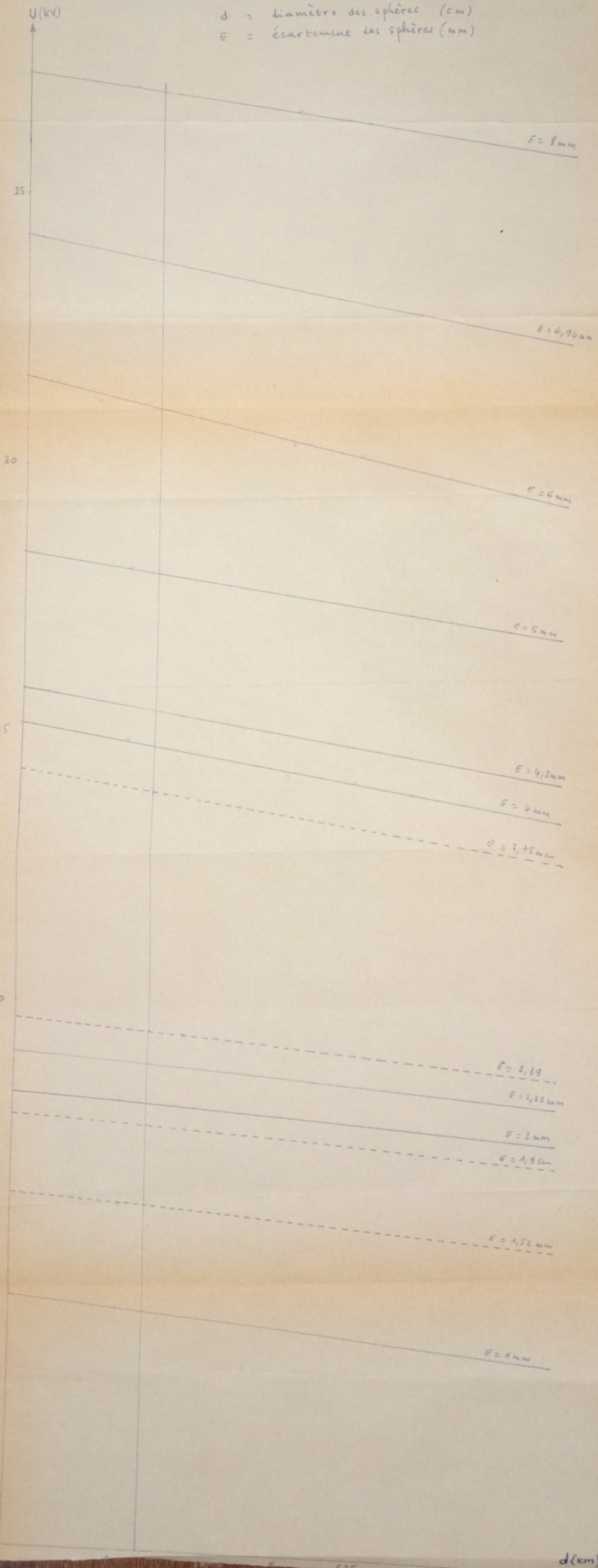
Les courbes données par les normes sont linéaires pour les petits diamètres. On peut dire avec une bonne approximation que dans ces conditions, la distribution du champ est linéaire.

- Mesure de la valeur de crête

Pour mesurer à l'aide de l'éclateur, la tension fournie par un générateur

Valeurs de crête des tensions disruptives entre 2 sphères isolées

- U = tension disruptive (KV)
- d = diamètre des sphères (cm)
- E = écartement des sphères (mm)



de choc, on règle l'éclateur à un écartement suffisamment grand pour qu'il n'y ait pas d'amorçage.

On applique ensuite à l'éclateur la tension de choc à mesurer, répétée dans le temps, l'intervalle entre deux chocs successifs n'étant pas inférieur à cinq secondes. On rapproche lentement les deux sphères l'une de l'autre jusqu'à ce qu'il y ait amorçage. On règle ensuite l'écartement jusqu'à ce que dans une série de dix chocs successifs espacés au moins de cinq secondes, on ait quatre et au plus six amorçages.

On convient que la tension fournie par le générateur est déduite de l'écartement correspondant à la tension d'amorçage de 50 %.

- Conditions de validité des mesures de tensions

Les mesures de tension d'amorçage dépendent beaucoup des conditions atmosphériques d'essai (conditions de température et de pression). Les valeurs de tension de crête obtenues d'après les tableaux des normes doivent être multipliées par un terme correctif approximativement égal à la densité de l'air: δ .

Les mesures peuvent être influencées par la modification de la répartition du champ électrique au voisinage des électrodes de l'éclateur par la présence de conducteurs (câbles de terre, etc...) ou de diélectriques solides (supports en bois, couche de béton...).

Il faut remarquer aussi, que pour des écartements des sphères assez petits, (de l'ordre du cm) et pour des électrodes de petit diamètre, l'ionisation préalable de l'air peut jouer un rôle important pour obtenir des mesures correctes et cohérentes. Cette ionisation peut diminuer le retard à l'amorçage de l'éclateur.

L'usage d'une irradiation supplémentaire est recommandé spécialement pour la mesure des tensions à l'éclateur. Elle est obtenue soit par une capsule contenant une quantité de matériau radioactif ayant une activité de 0,6 millicurie d'après les normes U.T.E., introduites à proximité du point d'étincelle (émission radioactive), soit en illuminant l'intervalle par une lampe à vapeur de mercure de 35 W (émission photoélectrique).

- Conclusion

L'avantage de l'éclateur à sphères réside dans la simplicité de sa conception

Les éclateurs à sphères sont disponibles sur le marché et permettent de faire des mesures avec une bonne précision.

Cependant, à leur grand désavantage, l'emploi de ces éclateurs à des tensions faibles expose en quelque sorte le manipulateur à certains dangers puisqu'il doit s'approcher pour voir et compter les décharges.

Nous avons vu précédemment que la mesure à l'éclateur demandait beaucoup de temps (surtout en ce qui concerne la mesure de l'écartement).

De nos jours les chercheurs exigent une souplesse particulière des dispositifs de mesure ; ils ne reculent devant aucun sacrifice quand il s'agit de gagner du temps et d'améliorer la précision. Dans leurs mesures. C'est ainsi que l'on a conçu des appareils très coûteux mais qui rendent un grand service dans tous les domaines : il s'agit d'oscillographes cathodiques. Ces instruments permettent non seulement de mesurer mais de voir les phénomènes physiques que l'on veut analyser.

Cette performance remarquable des oscillographes n'exclue tout de même pas radicalement l'éclateur à sphères d'un laboratoire de haute tension : il arrive encore que l'éclateur serve à vérifier approximativement la réponse d'un matériel perfectionné.

Dans ce qui va suivre nous allons parler de la seconde méthode de mesure basée sur l'oscillographe cathodique.

Les éclateurs à sphères sont disponibles sur le marché et permettent de faire des mesures avec une bonne précision.

Cependant, à leur grand désavantage, l'emploi de ces éclateurs à des tensions faibles expose en quelque sorte le manipulateur à certains dangers puisqu'il doit s'approcher pour voir et compter les décharges.

Nous avons vu précédemment que la mesure à l'éclateur demandait beaucoup de temps (surtout en ce qui concerne la mesure de l'écartement).

De nos jours les chercheurs exigent une souplesse particulière des dispositifs de mesure ; ils ne reculent devant aucun sacrifice quand il s'agit de gagner du temps et d'améliorer la précision. Dans leurs mesures. C'est ainsi que l'on a conçu des appareils très coûteux mais qui rendent un grand service dans tous les domaines : il s'agit d'oscillographes cathodiques. Ces instruments permettent non seulement de mesurer mais de voir les phénomènes physiques que l'on veut analyser.

Cette performance remarquable des oscillographes n'exclue tout de même pas radicalement l'éclateur à sphères d'un laboratoire de haute tension : il arrive encore que l'éclateur serve à vérifier approximativement la réponse d'un matériel perfectionné.

Dans ce qui va suivre nous allons parler de la seconde méthode de mesure basée sur l'oscillographe cathodique.

III - 2-3 MESURE DES TENSIONS DE CHOC A L'OSCILLOGRAPHÉ
ELECTRONIQUE



III - 2 - 3 - 1 Introduction :

L'oscillographe électronique est l'un des principaux appareils de mesure en haute tension.

Il est indispensable à l'enregistrement de la forme des ondes de choc. L'oscillographe ne pouvant être soumis directement à la tension de choc à mesurer, il est nécessaire de passer par l'intermédiaire d'un diviseur de tension monté dans le circuit d'essai.

III - 2 - 3 - 2 Le diviseur de tension de choc.

Le diviseur de tension utilisé dans la technique de la haute tension est un appareil permettant de reproduire fidèlement, mais à une échelle réduite (quelques centaines de volts), la forme de l'onde de choc.

Cependant, un tel diviseur doit faire l'objet d'une étude attentive, car il déforme les signaux qu'il reçoit et est ainsi susceptible d'introduire des erreurs de mesure, assez importantes.

La reproduction fidèle du phénomène à mesurer est gênée par des capacités parasites non négligeables. Cette influence peut être réduite en plaçant le diviseur dans un champ électrique homogène.

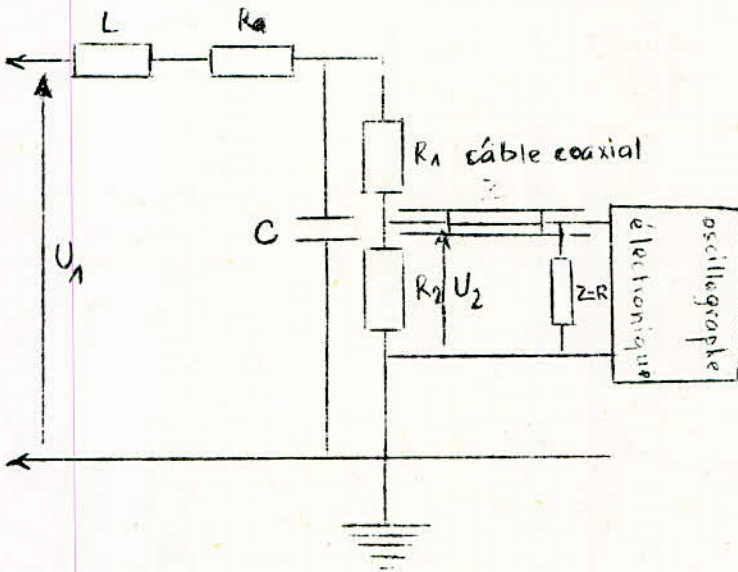
Pour obtenir un champ de grandes dimensions entre lesquelles on place la résistance de mesure (dû au professeur Berger - Haefely).

Ceci a pour but de réduire les inégalités de répartition du champ, variables avec des tensions extrêmement rapides.

Le diviseur de tension existant au laboratoire d'essai est un diviseur à résistance composé de deux bras :

- un bras haute tension, qui supporte la plus grande partie de la tension est relié à l'objet d'essai.
- un bras basse tension qui supporte la partie restante de la tension et est relié à l'oscillographe par l'intermédiaire d'un câble coaxial.

On obtient le schéma simplifié ci-dessous :



- R_1 : résistance primaire
- R_2 : résistance secondaire
- R_a : résistance d'amortissement.
- Z_c : résistance d'adaptation
- C : capacité propre au diviseur (ou capacité longitudinale)
- L : inductance
- U_1 : tension primaire (à mesurer)
- U_2 : tension secondaire

La fonction de transfert du circuit est donnée par le rapport :

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{R_a + R_1 + R_e}{R_e}$$

Où R_e désigne la résistance équivalente de R_2 et Z_c en parallèle

$$R_e = \frac{R_2 Z_c}{R_2 + Z_c}$$

Exemple :

$$\begin{aligned} R_1 &= 19\,810 \quad \Omega \\ R_2 &= 72,78 \quad \Omega \\ Z_c &= 76 \quad \Omega \\ R_a &= 202,1 \quad \Omega \\ R_e &= 37,12 \quad \Omega \end{aligned}$$

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{19\,810 + 202,1 + 37,12}{37,12} = 540$$

Le diviseur de tension est un appareil qui établit une relation entre

En cas d'amortissement apériodique, la tension secondaire a l'allure représentée par la fig. III-9-a; avec un amortissement inférieur à la valeur critique la tension secondaire correspond à la figure III-9-b

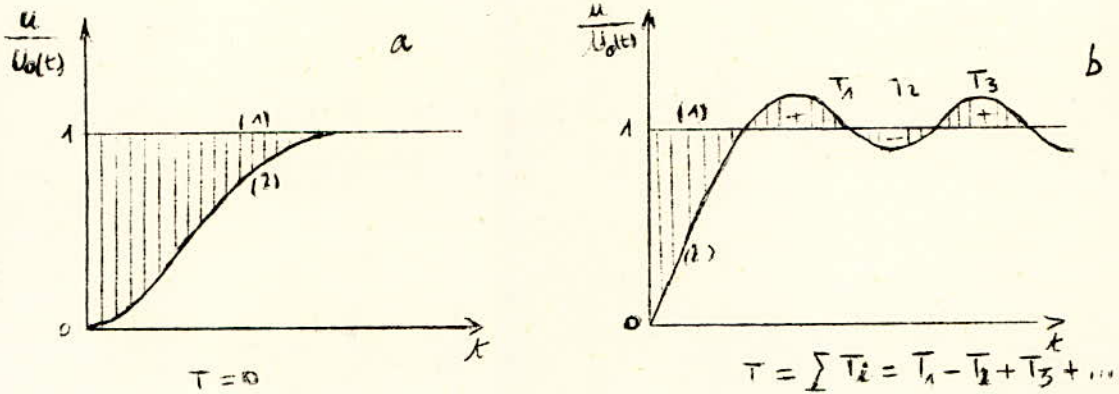


fig III-9

Le temps de réponse T est défini comme étant la somme algébrique des aires comprises entre les courbes (1) et (2), tenant compte de la polarité.

Ce temps de réponse diminue lorsque l'amortissement est faible.

L'amortissement des ondes à mesurer est en général effectué par la résistance d'amortissement R_a qui limite les suroscillation de l'onde.

Cette résistance peut-être calculée par la formule pratique (Mémoire de DORARDZIC)

$$R_a \approx \frac{T_1}{5 C}$$

avec $T_1 = 2\pi\sqrt{L.C}$ période d'oscillation naturelle du système.

exemple : pour $L = 100 \mu H$

$$C = 20 pF$$

$$R_a = \frac{2\pi \sqrt{100 \times 20 \times 10^{-12} \times 10^{-3}}}{5 \times 20 \times 10^{-12}} = 78 \Omega$$

Le temps de réponse du système est donné par la formule :

$$T \approx \frac{L}{R} + \frac{R.C}{6}$$

Si on néglige le temps de réponse dû à l'inductance L (quelques nanoseconde s)

une variable d'entrée indépendante U_1 et une variable de sortie U_2 .
La réponse indicielle à une onde de choc de forme rectangulaire $U_1(t)$ est représentée par la courbe de la tension de sortie $U_2(t)$.

On peut écrire : $T = \frac{R.C}{6}$ $R = 20 \text{ k}\Omega$: résistance totale du système.

$$T = \frac{20 \times 20 \times 10^3 \times 10^{-12}}{6} = 0,66 \text{ }\mu\text{s}$$

On constate que si l'amortissement est choisi trop bas, il risque d'y avoir résonance (L,C) aussi forte qu'indésirable.

On cherche donc un compromis entre l'obtention rapide de la valeur nominale et une stabilisation rapide du système.

Précision : on admet sur la mesure des ondes de choc pleines, une erreur de 3 % ; elle est de 5 % pour les ondes coupées.

Câble coaxial : le câble coaxial (câble de retard) est conçu pour assurer la synchronisation entre le début de l'onde et le départ de l'axe des temps sur l'écran de l'oscillographe. Sans câble le faisceau électronique n'est déclenché qu'avec un certain retard après le signal de déclenchement, le début de l'onde ne sera pas reproduit sur l'écran.

C'est pourquoi, il devient nécessaire de retarder la mesure de la tension aussi longtemps que le faisceau n'est apparu sur l'écran.

Exemple : Dans notre cas particulier, le faisceau électronique n'est déclenché que 120 ns après le signal de déclenchement.

Si on prend une longueur de câble de 30 m, et si on admet que la vitesse de propagation du signal dans le câble est de $150 \text{ m}/\mu\text{s}$, le temps t mis pour parcourir cette distance est égal à :

$$t = \frac{30}{150} = 0,2 \text{ }\mu\text{s} \text{ ou } 200 \text{ ns}$$

Pour éviter la réflexion du signal mesuré, le câble coaxial est fermé à son extrémité par une résistance égale à l'impédance d'onde Z du câble en question.

PRINCIPE DE L'OSCILLOGRAPHIE ELECTRONIQUE EN HAUTE TENSION

- Evolution de l'oscillographie électronique :

Bien que les anciens oscillographes à cathode sont rarement employés de nos jours, il n'est pas sans intérêt d'étudier rapidement leur principe de fonctionnement.

Le tube de ces oscillographes était constitué de deux parties : un système de production d'électrons, constitué par un cylindre en verre (ou en plexiglas) contenant de l'air, sous faible pression (millimètre de mercure).

Sous l'influence d'une grande tension anodique de l'ordre de 100kV il y avait une décharge dans l'air. Cette décharge provoque l'ionisation des molécules libres dans l'air, qui se scindent en ions positifs et en électrons négatifs. Les ions chargés positivement sont attirés par la cathode et au choc provoquent l'arrachement d'électrons qui forment un faisceau électronique.

Ce faisceau traverse par un trou minuscule l'anode mise à la terre et pénètre dans un deuxième tube à vide (pression de l'ordre de 10^{-5} mm de mercure) contenant les plaques de déviation et les bobines de concentration.

Dans ce tube à vide se trouve l'écran où le film photographique.

Ces oscillographes présentent de nombreux inconvénients :

- le tube métallique est énorme et non scellé, d'où encombrement très grand de l'appareil (hauteur d'un homme) : difficulté de manipulation et entretien difficile.

- les mesures prennent beaucoup de temps, après chaque série de mesures il fallait ouvrir le tube d'oscilloscope , remettre un nouveau film photographique, fermer et refaire le vide

L'entretien de ces oscilloscopes nécessite donc un personnel qualifié.

Cependant avec l'utilisation grandissante de l'oscillographie dans tous les domaines, la techniques électronique appliquée à l'oscillographie à beaucoup évolué.

La construction de bons diviseurs de tension avec un grand rapport de division, permet d'appliquer directement sans passer par un amplificateur la tension aux bornes des plaques de déflexion du tube.

L'oscillographe moderne présente des formules plus pratique :

- le tube cathodique monobloc est un tube en verre.
- la cathode constituée par un filament recouvert d'oxydes et porté à l'incandescence, provoque l'émission thermoélectronique ; d'où le nom de cathode chaude.
- il est également muni d'une électrode d'accélération : celle-ci donne aux électrons une énergie suffisante pour que leur impact sur l'écran puisse être photographié. L'utilisation d'une très haute tension anodique n'est donc pas nécessaire.
- l'écran fluorescent émet une forte lumière. Précisons que pour l'enregistrement photographique, cet écran est à fluorescence bleue au sulfure de zinc activé à l'argent et au nickel.

L'oscilloscope moderne à le double avantage d'être précis et peu encombrant.

Il est facilement maniable et nécessite peu d'entretien.

Ces qualités font de lui un instrument indispensable dans un laboratoire.

Dans ce qui va suivre nous allons exposer brièvement le fonctionnement d'un oscillographe moderne. Nous finirons l'étude sur les oscillographes en donnant les caractéristiques de celui du laboratoires de l'Ecole.

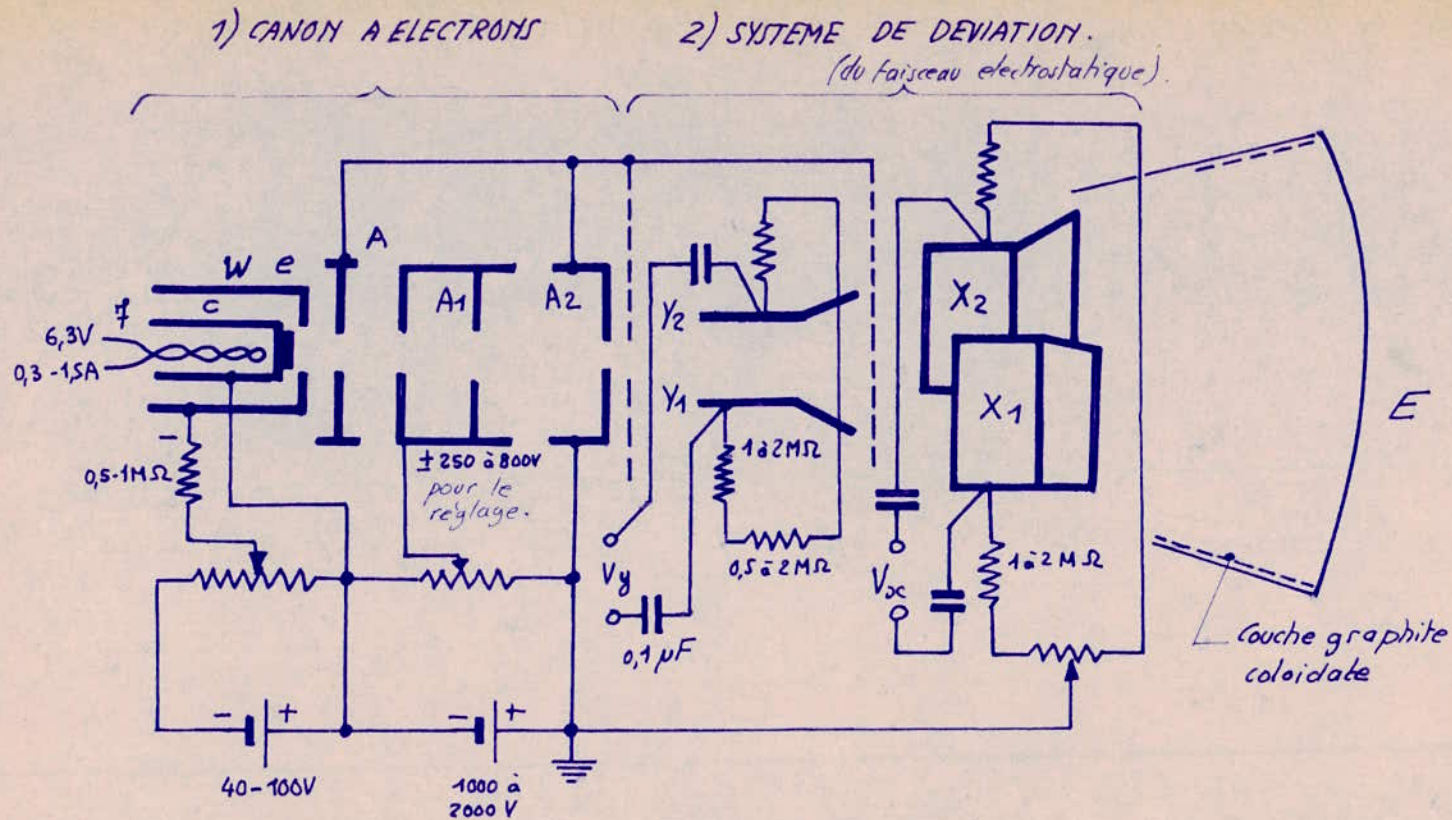
- Fonctionnement d'un oscillographe.

L'oscillographe doit pouvoir reproduire et de façon précise des phénomènes de choc extrêmement rapides dont la durée est souvent de l'ordre d'une fraction ^{de} microseconde.

Les éléments constitutifs de l'oscillographe à rayon cathodiques sont les suivantes : (voir Fig. III - 7)

- un canon d'électrons constitué par l'ensemble des organes de production

Fig. III-7.



f = Filament de Wolfram,
c = Cathode cylindrique,
e = Substances émissions,
W = Grille de contrôle due à WEHNELT
A = Anode A - auxiliaire (∅ 2 à 3 cm
 (écran statique entre WEHNELT et reste du
 canon.) sur un potentiel fixe.

Fig. 4-18

Montage de principe d'un oscillographe cathodique à déviation électrostatique équipé d'un tube à tension moyenne.

A1 = Une anode dite concentration percée axialement,
A2 = Une anode dite d'accélération, dont le rôle est d'augmenter la vitesse des électrons (rendement).

et de contrôle du faisceau électronique.

- un système de déviation électrostatique du faisceau électronique
- un écran fluorescent émettant une forte lumière sous l'action du faisceau électronique.
- une caméra permettant de photographier le phénomène.

a) système de production et de contrôle du faisceau électronique

Les électrons sont produits par émission thermoélectronique d'un filament chauffé (cathode). Les électrons transitent à travers une électrode cylindrique appelée " grille " ou cylindre de Wenhelt. Ce dernier porté à un potentiel plus négatif que la cathode, *accélère* les électrons émis par cette dernière et de par sa forme tend à les concentrer en un faisceau relativement étroit.

Le tube comporte une anode formée d'un cylindre. Le faisceau émergent de l'anode passe entre deux paires de plaques de déviation avant d'atteindre l'écran.

b) système de déviation électrostatique

Ce système agit sur le faisceau par l'intermédiaire d'un champ électrostatique produit par la grandeur à mesurer (tension ou courant).

On distingue deux sortes de plaques de déviation :

- plaques de déviation verticales ou plaques Y_1 Y_2 .
- plaques de déviation horizontales ou plaques X_1 X_2

Principe de la déviation électrostatique :

- la déviation est obtenue en appliquant une tension V entre les deux plaques de déviation.

La figure III - 8 montre le principe de la méthode de déviation. Le faisceau est dévié du côté de la plaque positive et atteint l'écran E en M . La déviation Y dépend de la vitesse des électrons, des dimensions des plaques de déviation et de leur distance à l'écran.

Soit D la distance entre le centre géométrique des plaques de déviation et l'écran ; b la longueur des plaques, d leur écartement. La différence de potentiel V produit entre les plaques un champ électrostatique dont

L'intensité est $E = \frac{V}{d}$. Lorsqu'un électron de masse m , portant la charge élémentaire e , se trouve entre les plaques, il est soumis à une force dont la direction est celle du champ électrostatique *et de grandeur* $F = E.e$. Il acquiert donc une composante d'accélération dans le sens du champ électrostatique c'est-à-dire perpendiculaire à sa trajectoire ;

$$\gamma = \frac{F}{m} = \frac{E.e}{m}$$

L'électron, animé de la vitesse v suivant sa trajectoire, est soumis à l'action du champ pendant le temps t qu'il met à parcourir la longueur b des plaques : ce temps de parcours est $t = \frac{b}{v}$. Pendant ce temps t l'électron, soumis à l'accélération transversale γ acquiert une vitesse transversale v' telle que :

$$v' = \gamma.t = \frac{E.e.b}{m.v}$$

Il conserve cette vitesse v' pendant tout son trajet jusqu'à l'écran, c'est-à-dire pendant le temps $t' = \frac{D}{v}$. Pendant ce temps t' , son déplacement transversal, est égal à :

$$v' t' = \frac{E.e.b.D}{m.v^2}$$

On voit que si U est la tension de l'anode, on a :

$$\frac{1}{2} m v^2 = U.e \quad \text{ou} \quad m v^2 = 2 U e$$

D'autre part $E = \frac{U}{d}$ par conséquent le déplacement sur l'écran est :

$$Y = v' t' = \frac{v.D.b}{2U.d}$$

Cette formule donne le déplacement sur l'écran, en exprimant D , b , d en centimètres et les tensions V , U en volts

Pour un tube cathodique donné, D , b , d et U sont fixés, la sensibilité des plaques de déviation est donnée par la déviation Y obtenue sur l'écran pour une différence de potentiel de un volt appliquée entre les plaques de déviation. Pour pouvoir régler à volonté l'amplitude du signal à observer,

l'emploi d'atténuateurs permettant de diviser la tension (circuit R,C en parallèles) pour être reproduite sur l'écran, est indispensable.

b) Base de temps : La base de temps est linéaire , c'est à dire que la tension appliquée aux plaques de déviation horizontale du tube cathodique montre que le déplacement du spot est proportionnel à la tension entre les plaques de déviation.

La base de temps est étalonnée (en dents de scie) (voir Fig. III -8)

Caractéristiques de l'oscillographe du laboratoire.

- Tube cathodique marque Philips : type 13 20 BE à 1 faisceau
- Ecran..... plat métallisé 130mm de diamètre
- Zone de réflexion linéaire.... 60 X 100 mm
- Fluorescence Bleue persistance courte
- Tension d'accélération..... 18500 V (13 500 V - 5 800 V)
- Longueur du faisceau environ 700 mm
- Vitesse de balayage 0,14 cm / μ s
- Entrée 2 entrées à haute impédance
- Atténuateur RC 833/ 870 K et 5 pF
- Base de temps à 10 positions.. 0, 1-0,25-0,5-1-2,5-5-10-25-50-100s
- Déflexion totale (V/cm)..... 20-30-40-50-80-100-150-200-300-400

Conclusion :

L'utilisation de l'oscillographie à haute tension, a permis une grande amélioration des recherches et la découverte de nombreux phénomènes non repérés dans le domaine de l'ordre d'une micro-seconde. L'avènement de l'oscillographe limite considérablement l'utilisation de l'éclateur à sphères.

Le but de notre étude est d'établir une comparaison des deux courbes de tension de choc, l'une obtenue expérimentalement par la mesure ponctuelle faite à l'éclateur à sphères, l'autre donnée par l'oscillogramme.

La réalisation pratique fait l'objet du chapitre suivant.

Fig - III 8

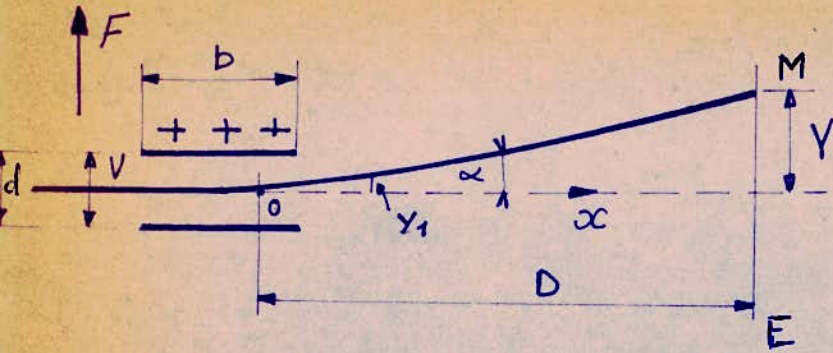


Fig. 4-19

Déviations électrostatiques des électrons fournis par la cathode. Les électrons dévient vers la plaque au potentiel le plus élevée. $b =$ parcours théorique.

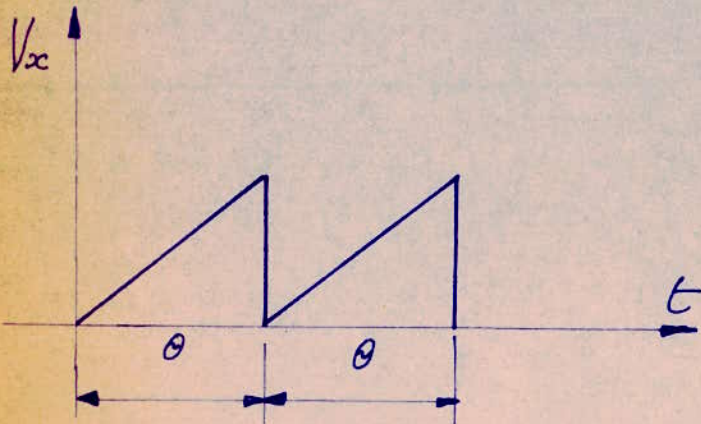


Fig. 4-20

Base de temps linéaire réalisée au moyen d'une tension en dents de scie.

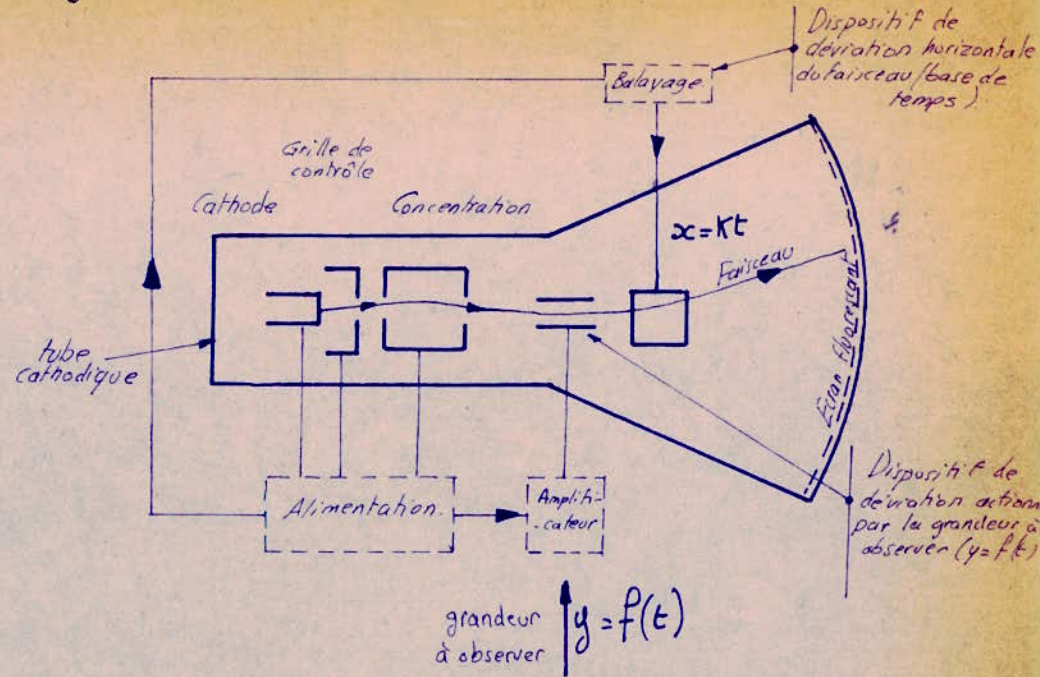


Fig. 4-18.A

Schéma de principe simplifié d'un oscillographe cathodique. Les solutions modernes ont le tube cathodique ou le faisceau d'électrons sera utilisé dans le vide.

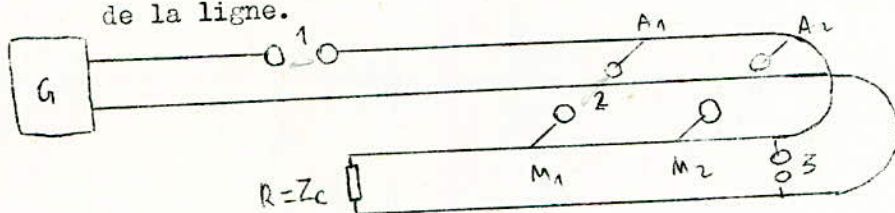
IV

BOUCLE de BINDER

Chapitre IV - BOUCLE DE BINDER

IV-1 Introduction

L'existence des ondes mobiles était connue depuis longtemps déjà, lorsque le Professeur Allenand BINDER s'est proposé de reproduire le front de ces ondes au moyen d'un dispositif connu sous le nom de boucle de BINDER. Cette étude a été faite avant la seconde guerre mondiale c'est à dire à l'époque où l'utilisation des oscillographes n'était pas très répandue au niveau de la recherche en haute tension. La méthode de BINDER consiste à construire une ligne sans réflexion sur laquelle une seule onde voyage : l'onde incidente. Pour cela la ligne est constituée de deux conducteurs parallèles. Cette ligne est fermée sur une résistance égale à l'impédance d'onde de la ligne.



IV-2 Principe de la mesure

La manipulation consiste à mesurer la différence de potentiel entre deux points du même conducteur au moyen de l'éclateur à sphère qui fait office de voltmètre de choc.

Pour que ces points soient accessibles à la mesure, BINDER a imaginé une disposition en boucle comme le montre la figure ci-dessus. On mesure la valeur de la tension d'amorçage de 50% (cette tension correspond à 50% de choc dans la plupart des cas). Sur dix chocs enregistrés au niveau de l'éclateur de couplage (1), on doit en compter au moins quatre et au plus six au niveau de l'éclateur de mesure. Dans son étude BINDER a fait l'hypothèse suivante :

Le front de l'onde incidente est symétrique par rapport à l'origine des axes passant par la mi-amplitude de la tension de crête.

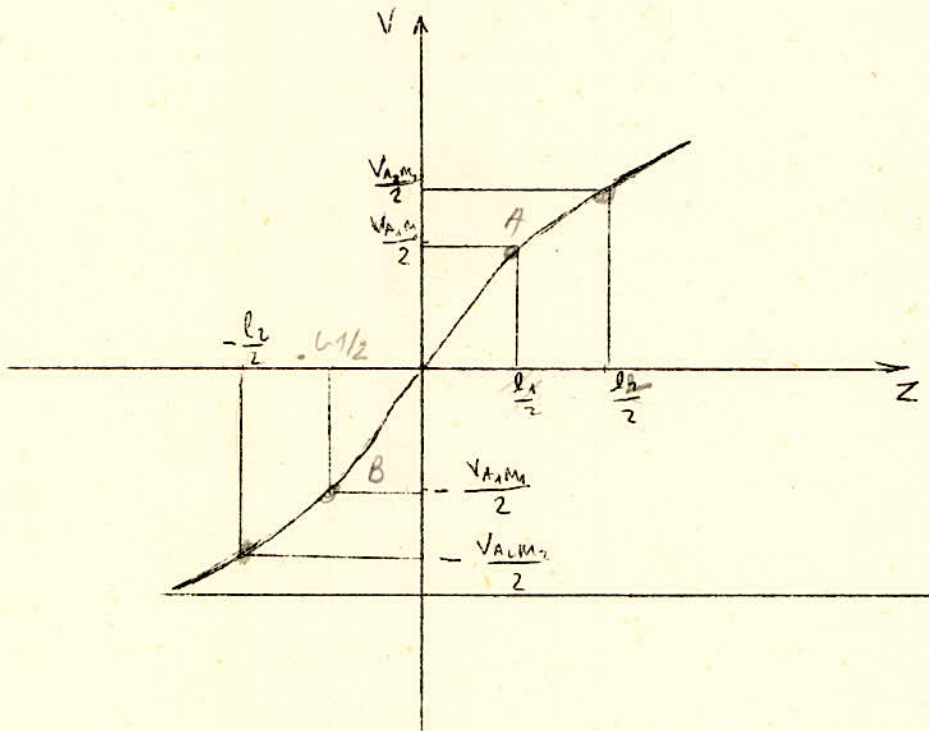
La construction du front est dans ce cas très simple :

Si l'on désigne par : $V_{A_1 M_1}$: d.d.p. entre A_1 et M_1
 $A_1 M_1 = l_1$ distance entre A_1 et M_1 mesurée
 le long du conducteur.

On obtient très facilement deux points du front dans le repère (V, z)
 c'est à dire dans la représentation du front de l'onde dans l'espace.
 Ces deux points ont pour coordonnées dans un tel repère :

$$A \left(\frac{V_{A_1 M_1}}{2} ; \frac{l_1}{2} \right) \text{ et } B \left(-\frac{V_{A_1 M_1}}{2} ; -\frac{l_1}{2} \right)$$

A et B sont symétriques par rapport à l'origine du repère considéré.



Il suffit donc de déplacer l'éclateur de mesure tout au long de la
 ligne pour avoir une série de points expérimentaux qui permettraient
 de reconstituer le front de l'onde de tension.

Un autre éclateur disposé entre les deux conducteurs donnerait la
 valeur de crête de l'onde incidente de tension.

IV-3 Réalisation pratique de la boucle de BINDER

La figure IV-1 donne le schéma d'ensemble de l'installation de mesure des ondes mobiles réalisée au laboratoire de haute tension.

IV-3-1 Description de l'installation

Conducteur utilisé :

La longueur de la boucle est évidemment limitée par les dimensions du laboratoire. Nous avons utilisé un seul conducteur, le retour s'effectue par la terre. Le conducteur de cuivre recuit a un diamètre de 0,23 cm.

La boucle est constituée de deux bras de 16m de long chacun.

- Résistance utilisée :

Ne disposant pas de résistances fixes pouvant tenir thermiquement le choc, nous avons utilisé des résistances à eau. Pour ce faire, nous avons introduit dans un tube en verre une solution ($H_2O + NaHCO_3$). Ce tube est muni à ses extrémités de deux électrodes dont l'une est mobile, ce qui permet de régler à volonté la résistance voulue en jouant sur la longueur ~~et~~ la section de la colonne de solution.

Pour la détermination d'une telle résistance, nous avons fait des essais en basse tension (230 V) : il est cependant très difficile de prévoir leur comportement lorsqu'elles sont soumises à des tensions de choc.

La résistance de charge R_c qui assure l'alimentation du circuit est également de ce type.

- Dispositifs de mesure :

- Eclateurs

Nous avons utilisé quatre éclateur à sphères :

| | ϕ (cm) | Rôle | Disposition |
|------------------------------|-------------|--|-------------|
| Eclateur (1) dans l'air | 2,3 | Interrupteur | horizontale |
| Eclateur (2) dans l'huile | 1,3 | Interrupteur | horizontale |
| Eclateur (2) | 2,5 | Mesure de la tension entre entre 2 points du conducteur | horizontale |
| Eclateur (3) | 2,3 | Mesure de la tension entre conducteur et terre | Verticale |

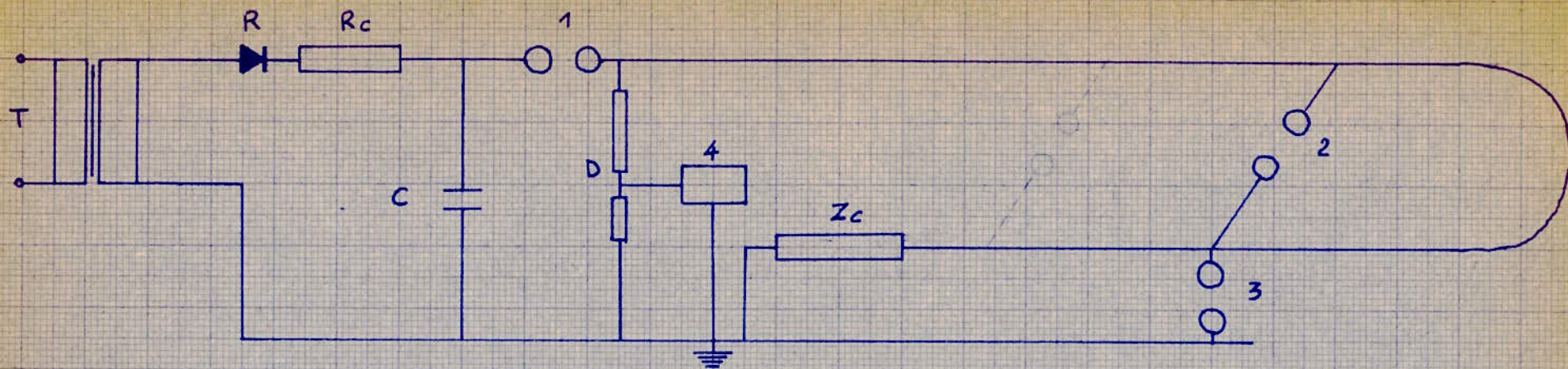


fig. IV. 1 Schéma de la réalisation pratique de la boucle de BINDER.

Légende

- 1 éclateur de couplage.
- 2 éclateur de mesure de la tension de crête entre 2 points du conducteur.
- 3 éclateur de mesure de la tension de crête entre conducteur et terre.
- 4 oscillographe.

$R_c = 7,33 \text{ M}\Omega$ Résistance de charge

D = Diviseur de tension

R = cellule redresseuse.

$C = 2000 \text{ pF}$

$Z_c = 360 \Omega$ Impédance caractéristique.

- Oscillographe avec diviseur de tension

Un oscillographe cathodique est branché par l'intermédiaire d'un câble coaxial au bras à basse tension d'un diviseur. Une caméra adaptable nous permet de photographier les courbes observées sur l'écran. Les réglages utilisés sont les suivants :

| | |
|--------------------------------|----------------------|
| Sensibilité | 60 V/cm |
| Echelle des temps | 0,1 μ s/division |
| Rapport du diviseur de tension | 274 |

Lecture : Si X est la valeur de crête mesurée en centimètre sur l'écran de l'oscillographe, la tension d'entrée aux bornes du diviseur de tension est donnée par la relation :

$$U = 274 \cdot 60 \cdot X \cdot 10^{-3} \text{ KV}$$

- Circuit d'alimentation :

Le schéma IV-1 montre que notre circuit est alimenté par un ~~transformateur~~ ~~de réglage~~. A la sortie du secondaire du transformateur le courant est redressé au moyen d'une soupape redresseuse de polarité positive.

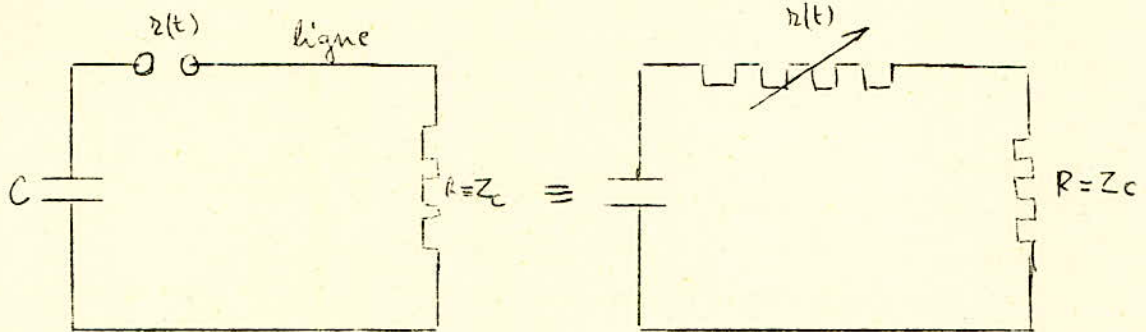
Nous travaillons à une tension moyenne de 30 à 50 Kilo volts et cela pour diverses raisons :

- Eviter les dangers d'accident corporel.
- Limiter les risques de détérioration du matériel utilisé en particulier de la résistance à eau.
- Eviter l'effet de couronne susceptible de se produire à une telle tension.

Nous avons déjà signalé que le générateur d'onde de choc délivre des ondes normalisées (1,2 / 50). Afin d'avoir des ondes à front plus court nous avons effectué des modifications au niveau de notre circuit. Nous avons éliminé la résistance et la capacité de réglage du front. Nous avons abandonné l'idée d'utiliser le premier étage du générateur de choc pour les raisons citées plus haut. Nous avons connecté à la sortie de la soupape redresseuse la capacité de base du générateur à travers une résistance d'isolement.

La capacité de base du générateur se décharge à travers la résistance R de valeur égale à l'impédance caractéristique de la ligne. Cette décharge se fait par l'intermédiaire de l'éclateur (1).

Le schéma simplifié du montage est le suivant :



$r(t)$ désigne la résistance de l'éclateur (1). Ce dernier se comporte comme une résistance variable pendant un temps très court qui correspond au temps de l'établissement complet de l'étincelle entre les sphères.

- Au temps $t = 0$ (avant amorçage) $r(0) = \infty$
- Au temps $t = t_a$ (établissement complet de l'étincelle) $r(t_a) = 0$

La loi de variation de $r(t)$ entre $t = 0$ et $t = t_a$ n'est pas connue dans ce cas.

La tension u aux bornes de R est nulle au temps $t = 0$, et elle est égale à u' , tension aux bornes de C au temps $t = t_a$.

La pleintension u' va donc mettre un certain temps égale à t_a avant de s'établir aux bornes de R . Ce temps est plus ou moins grand selon que $r(t)$ tende plus ou moins rapidement vers 0.

Le montage de la boucle de BINDER étant réalisé il ne nous reste plus qu'à procéder aux essais.

V

ESSAIS

V E S S A I S

V - I - Introduction.

Nous avons décrit dans le chapitre précédent, l'installation qui nous permettra d'aboutir au résultat que nous nous sommes fixés. Nous avons cependant mis de discuter certains paramètres très importants. Il s'agit entre autre de déterminer la distance h du conducteur à la terre, ainsi que l'écartement b entre les deux bras de la boucle:

- la distance h va être calculée de manière à éviter l'effet de couronne
- l'écartement b va être choisi de telle manière que la capacité entre les bras de la courbe soit négligeable par rapport à la capacité du système conducteur - terre . Pour cela il suffit de prendre b suffisamment grand devant h , car nous verrons que les capacités sont inversement proportionnelles à $\ln kh$ ($k =$ constante).

Signalons aussi que les constantes électriques L et C dépendent de h .
Le calcul de h , L , C , R , fera l'objet du paragraphe suivant.

V - 2 : Calculs préliminaires.

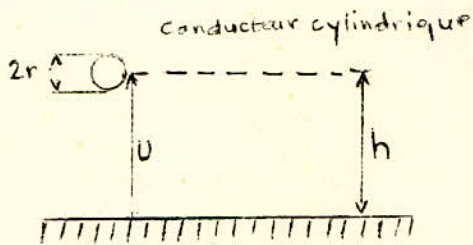
V - 2 - 1 Calcul de h

Dans le cas d'une ligne aérienne, quand la tension est suffisamment élevée il se produit au voisinage immédiat du conducteur, une ionisation de l'air (début de l'effet de couronne). Les ions libres sont accélérés par le champ entourant le conducteur : il se produit des avalanches d'électrons.

La tension d'ionisation U_i est définie comme étant la tension au dessus de laquelle se produisent des pertes de couronne sans que celle-ci soit visible.

Si la tension, continue à croître, le phénomène devient visible et on aboutit à la tension de couronne U_c .

La contribution la plus importante dans ce domaine est due à l'ingénieur PEEK qui établit des formules approximatives pour le calcul de cette tension.



Le champ électrique E entre un conducteur cylindrique et la terre est donné par l'expression :

$$\text{max. } E = \frac{U}{r \ln \frac{2h}{r}}$$

Le gradient d'ionisation E_i et la tension d'ionisation U_i s'expriment par les relations :

$$E_i = 21,1 \sqrt{2} \delta m_1 m_2 = 30 \delta m_1 m_2$$

$$U_i = E_i r \ln \frac{2h}{r}$$

m_1 = coefficient tenant compte de l'état de surface du conducteur variant entre 0,7 et 1.

m_2 = coefficient lié aux influences atmosphériques (pluie, brouillard ...) variant entre 0,8 et 1

δ = désigne la densité de l'air $\delta = \frac{3,926 h}{273 + t}$

h = pression en cm de mercure

t = température en °C

L'effet de couronne apparaît pour des tensions plus faibles dans le cas des conducteurs rugueux ($m_1 < 1$)

Le gradient de l'effet de couronne peut être exprimé par :

$$E_c = 30 \delta m_1 m_2 \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{\delta \cdot r}} \right)$$

La tension de couronne U_c est donnée par :

$$U_c = \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{\delta \cdot r}} \right) U_i$$

Dans notre cas nous allons déterminer la tension d'ionisation U_i qui correspond à l'apparition des pertes par effet de couronne.

Application numérique :

$$\delta = 1$$

$$m_1 =$$

$$m_2 = 1$$

$$2r = 0,23 \text{ cm}$$

$$h = 23 \text{ cm}$$

$$U_i = 30 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 1 \cdot \frac{0,23}{2} \ln \frac{4 \cdot 23}{0,23}$$

$$\text{le calcul donne : } U_i = 20,6 \text{ kV.}$$

La ligne expérimentale était soumise à une tension de service de 24 kV: cette tension est supérieure à la tension d'ionisation, les pertes par effet de couronne existent à cette tension mais elles sont probablement négligeables.

La hauteur minimale $h = 23 \text{ cm}$ a été choisie pour éviter l'effet de couronne qui risquerait de provoquer la déformation de l'onde.

Calcul de U_c pour $h = 23 \text{ cm}$

$$U_c = \left(1 + \frac{0,3}{\sqrt{1 + \frac{0,23}{2}}} \right) 30 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 1 \cdot \frac{0,23}{2} \ln \frac{4 \cdot 23}{0,23}$$

On trouve :

$$U_c = 37,5 \text{ kV}$$

La tension de service étant inférieure à la tension de couronne, les pertes sont négligeables.

En ce qui concerne l'écartement b nous avons pris $b = 4 h$ soit :

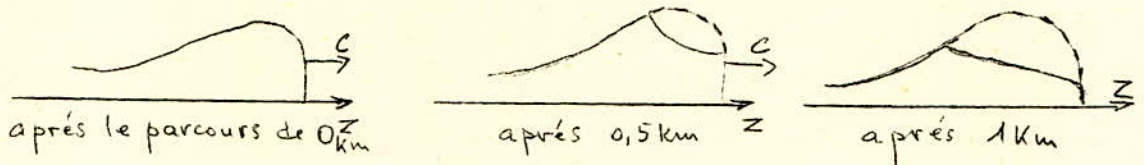
$$b = 4 \cdot 23 = 92 \text{ cm}$$

Influence de l'effet de couronne sur les ondes mobiles.

Dans la plupart des cas pratiques on peut supposer la ligne idéale (c'est-à-dire sans pertes : $G = 0$)

Lorsqu'il y a effet de couronne cette hypothèse n'est plus exacte. L'apparition d'une gaine conductrice autour du conducteur et la perte d'énergie qu'elle engendre conduit à la réduction progressive de l'amplitude de l'onde, ainsi qu'à sa déformation. Pour évaluer cette déformation il existe une méthode présentant l'avantage de donner l'allure de la déformation de l'onde au cours de sa propagation. On emploie des courbes expérimentales qui définissent les

retards des valeurs de tensions sur le front d'onde par rapport au trajet de l'onde. Les figures ci-dessous illustrent justement cette évolution en fonction de la distance.



V - 2 - 2 : Détermination des caractéristiques électriques

de la ligne.

V - 2 - 1 : Calcul des constantes linéiques de la ligne.

Dans le cas d'un système conducteur - terre la capacité et l'inductance linéiques de la ligne sont données par les formules suivantes :

$$L = \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{2h}{r}$$

L = inductance linéique (H/n)

$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r = 4\pi \cdot 10^{-7}$ perméabilité magnétique absolue avec $\mu_r = 1$

$$C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln \frac{2h}{r}}$$

C = capacité linéique (F/m)

$\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r = 8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m permittivité diélectrique absolue avec $\epsilon_r = 1$

$$R = \int \frac{1}{S}$$

R = Résistance linéique (Ω/m)

L = 1 m : longueur du conducteur

$$S = \frac{\pi d^2}{4} \text{ section du conducteur}$$

$\rho = 1,66 \cdot 10^{-8} \Omega/m$ résistivité du cuivre recuit.

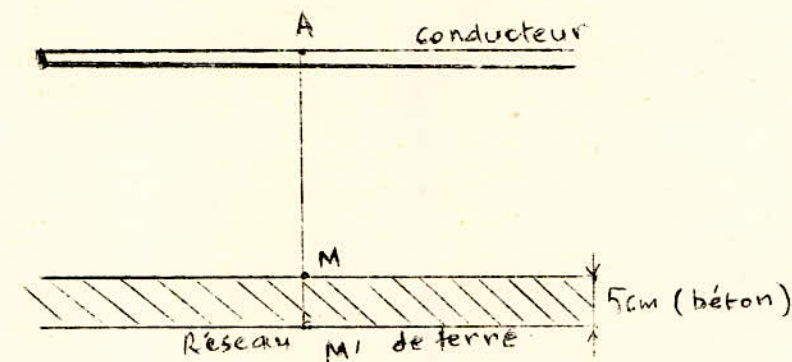
Le calcul donne : $R = 0,004 \Omega/m$

Ce résultat justifie donc l'hypothèse $R = 0$ qui a été faite précédemment.

Dans toute la suite des calculs on négligera donc R.

Le calcul de L et C ne présente a priori aucune difficulté. Cependant il nous faut signaler que le plancher du laboratoire H. T est constitué d'une couche de béton dont l'épaisseur varie entre 4 et 6 cm.

Ne connaissant pas la permittivité diélectrique et la résistivité du béton, nous avons assimilé la couche de béton à une couche d'air et nous avons pris la valeur moyenne de L et C en considérant que le réseau de terre se trouve alternativement au dessus et au dessous de la couche de béton selon le schéma ci-dessous::



$$AM = h$$

$$AM' = h'$$

$$C = \frac{2 \pi \epsilon}{\ln \frac{2h}{r}}$$

$$C' = \frac{2 \pi \epsilon}{\ln \frac{2h}{r}}$$

$$C_{\Pi} = \frac{C + C'}{2}$$

Le même raisonnement est valable pour le calcul de l'inductance moyenne

$$L_{\Pi} = \frac{L + L'}{2}$$

Pour $h = 23$ cm le calcul donne :

$$L = 1,196 \text{ } \mu\text{H}/\Pi$$

$$C = 9,8 \cdot 10^{-12} \text{ pF}/\Pi$$

L'impédance d'onde est donnée par la formule :

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

On trouve : $Z_c = 352 \Omega$

La vitesse de propagation se calcule au moyen de la formule :

$$c = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}$$

on trouve $c = 292\ 000 \text{ Km/s} \approx 300 \text{ m}/\mu\text{s}$

Si l'on considère que le réseau de terre se trouve en dessous de la couche de béton : c'est-à-dire pour $h = 28 \text{ cm}$:

$$L' = 1,236 \cdot 10^{-6} \text{ H/m}$$

$$C' = 9,025 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$$

$$Z_c' = \sqrt{\frac{L'}{C'}} = 367 \Omega$$

$$c' = \frac{1}{\sqrt{L' \cdot C'}} = 298\ 000 \text{ Km/s} \approx 300 \text{ m}/\mu\text{s}$$

En prenant les valeurs moyennes définies plus haut on trouve :

$$L_n = \frac{L + L'}{2} = \underline{121,6 \cdot 10^{-8} \text{ H/m}}$$

$$C_n = \frac{C + C'}{2} = \underline{9,4 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}}$$

$$Z_c = \sqrt{\frac{L_n}{C_n}} = \underline{360 \Omega}$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{L_n \cdot C_n}} = \underline{296\ 000 \text{ Km/s}} \approx 300 \text{ m}/\mu\text{s}$$

Ces calculs ont pour but de mettre en évidence l'influence de la couche de béton. Nous avons groupé dans le tableau V-1 les caractéristiques de la ligne pour différentes valeurs de h .

V - 3 Reproduction de l'onde.

La ligne est fermée sur une résistance R supposée égale à l'impédance d'onde de la ligne.

| Tableau V-1 | | | | | | | | | | | |
|-------------|----------|--------------------|---------------------|--|--|---|---|------------------------|------------------------|-------------------------------------|--|
| h cm | h' cm | $\ln \frac{2h}{r}$ | $\ln \frac{2h'}{r}$ | $L = \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{2h}{r}$ H/m | $L' = \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{2h'}{r}$ H/m | $C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln \frac{2h}{r}}$ | $C' = \frac{2\pi\epsilon}{\ln \frac{2h'}{r}}$ | $C_m = \frac{C+C'}{2}$ | $L_m = \frac{L+L'}{2}$ | $Z_c = \sqrt{\frac{L_m}{C_m}}$ Ω | $C = \frac{1}{\sqrt{L_m \cdot C_m}}$ km/s |
| | | | | | | F/m | F/m | F/m | H/m | | |
| 20 | | 5,85 | | $107 \cdot 10^{-8}$ | | $9,5 \cdot 10^{-12}$ | | $9,325 \cdot 10^{-12}$ | $114,25 \cdot 10^{-8}$ | 350 | 286 000 |
| | 25 | | 6,075 | | $121,5 \cdot 10^{-8}$ | | $9,8 \cdot 10^{-12}$ | | | | |
| 23 | | 5,98 | | $119,6 \cdot 10^{-8}$ | | $9,8 \cdot 10^{-12}$ | | $9,4 \cdot 10^{-12}$ | $121,6 \cdot 10^{-8}$ | 360 | 296 000 |
| | 28 | | 6,18 | | $123,6 \cdot 10^{-8}$ | | $9,025 \cdot 10^{-12}$ | | | | |
| 60 | 65 | 6,94 | | $138,8 \cdot 10^{-8}$ | | $8,1 \cdot 10^{-12}$ | | $8,01 \cdot 10^{-12}$ | $139,6 \cdot 10^{-8}$ | 418 | 298 000 |
| | 65 | | 7,02 | | $140,4 \cdot 10^{-8}$ | | $7,92 \cdot 10^{-12}$ | | | | |
| 80 | | 7,24 | | $144,8 \cdot 10^{-8}$ | | $7,68 \cdot 10^{-12}$ | | $7,65 \cdot 10^{-12}$ | $145,3 \cdot 10^{-8}$ | 438 | 300 000 |
| | 85 | | 7,29 | | $145,8 \cdot 10^{-8}$ | | $7,62 \cdot 10^{-12}$ | | | | |
| 100 | | 7,45 | | $149 \cdot 10^{-8}$ | | $7,46 \cdot 10^{-12}$ | | $7,44 \cdot 10^{-12}$ | $149,5 \cdot 10^{-8}$ | 448 | 300 000 |
| | 105 | | 7,5 | | $150 \cdot 10^{-8}$ | | $7,42 \cdot 10^{-12}$ | | | | |

On a utilisé deux méthodes de mesure :

V - 3 - 1 Mesure à l'éclateur.

Nous avons effectué deux séries de mesure :

- Une série de mesures avec l'éclateur (1) dans l'air.
- Une autre série avec l'éclateur (1) immergé dans l'huile?

Dans les deux cas nous avons mesuré la tension entre deux points du conducteur en quatre endroits différents :

$$z = 4, 8, 16 \text{ et } 24 \text{ m}$$

V - 3 - 1 - 1 Eclateur (1) dans l'air.

Les valeurs des tensions sont données par le tableau V - 2. Nous obtenons ainsi 8 points, 2 à 2 symétrique par rapport à l'origine des coordonnées situées au milieu de la courbe. Ces 8 points nous permettent de construire le front de l'onde de tension dans l'espace (fig. V-3 - a)

On en déduit la représentation du front dans le temps (fig. V-3 -b).

Les caractéristiques de l'onde sont alors :

$$T_1 = 0,0835 \mu s \text{ (durée conventionnelle du front).}$$

T_2 étant la durée conventionnelle jusqu'à la mi-amplitude.

La queue correspond à la décharge d'un condensateur de 2 000 pF à travers une résistance de 360 Ω . La constante de temps R.C étant connue, on en déduit

$$T_2 \quad \frac{U_m}{2} = U_m e^{-\frac{T_2}{R.C}}$$

$$\frac{1}{2} = e^{-\frac{T_2}{R.C}}$$

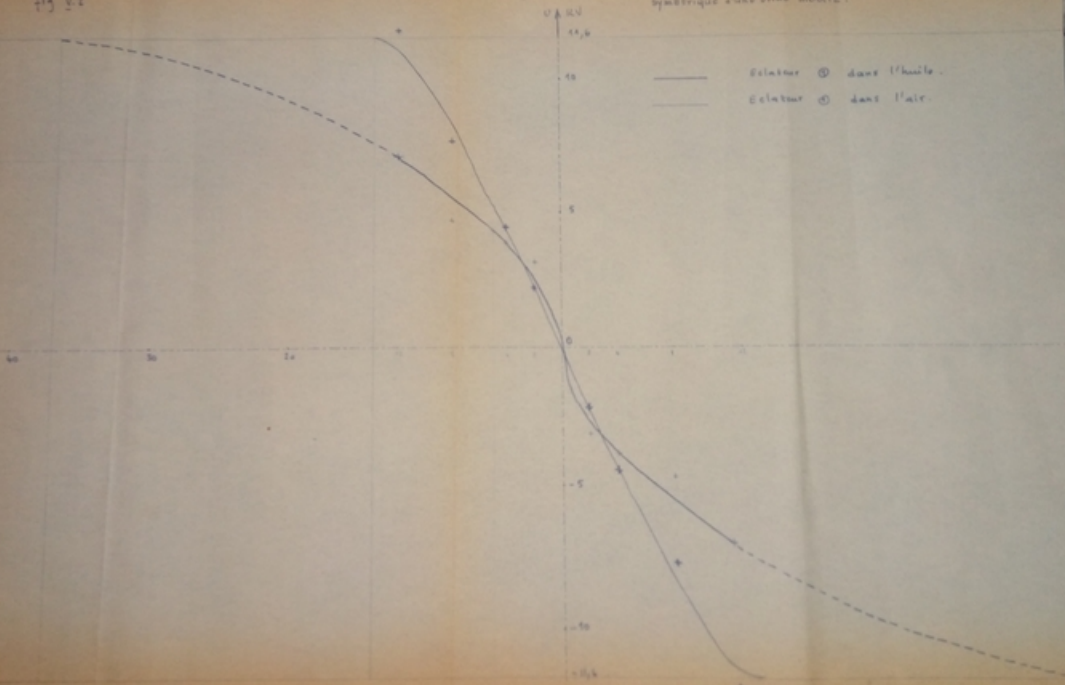
$$\text{d'où : } T_2 = R.C \ln 2$$

$$, T_2 = 0,7 R.C = 0,505 \mu s$$

Nous avons donc obtenu l'onde $T_1/T_2 = 0,0835/0,505$.

Diagramme espace du frein
Symétrique d'une onde mobile.

fig 8.1



—— Eclateur (O) dans l'huile.
 - - - - Eclateur (O) dans l'air.

Diagramme espace du front
non symétrique à une onde.

fig 3-3

U (m/s)

25.2

20

15

10

5

Phon 7/24
ASP 80(2)

10

20

30

40

50

60

70

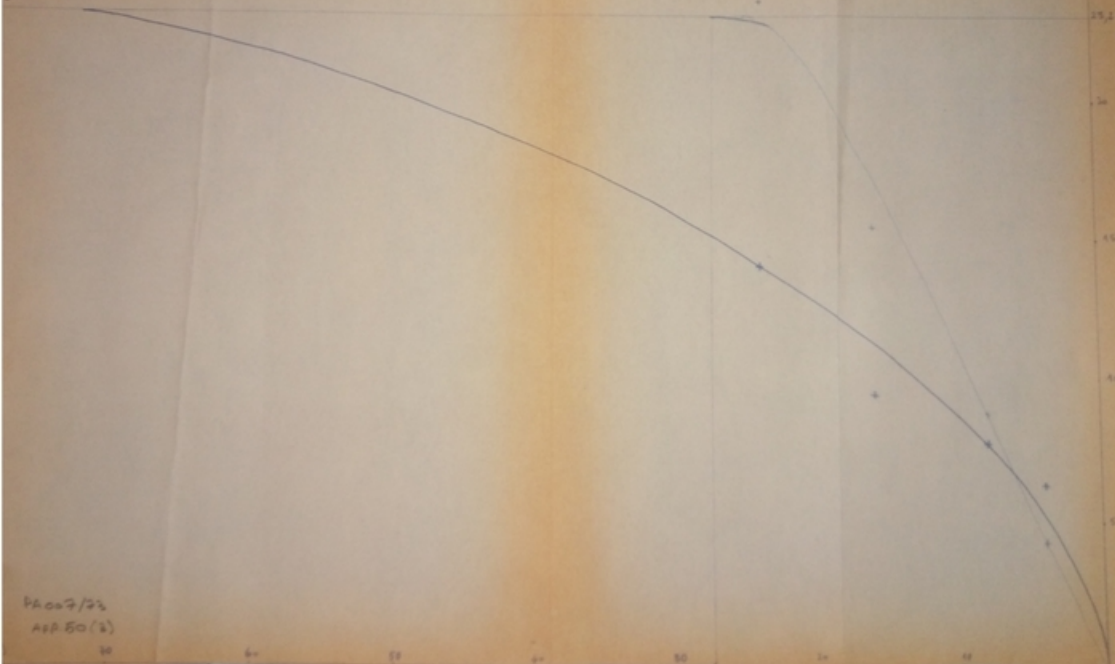
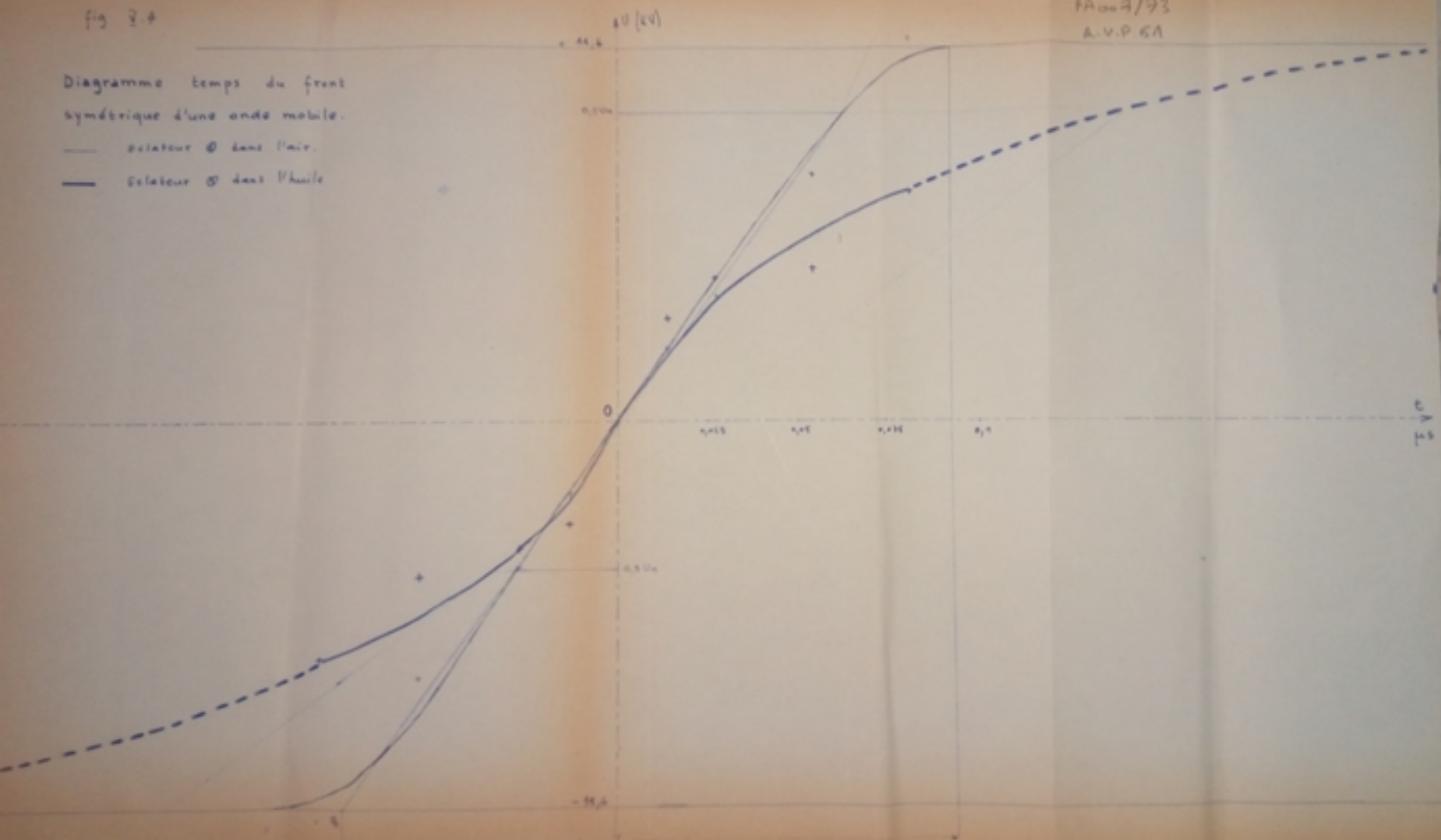


fig 3.4

FA 009/93
A.V.P. GA

Diagramme temps du front
symétrique d'une onde mobile.

— oscateur @ dans l'air.
— oscateur @ dans l'huile



V - 3 - 2 - 2 Eclateur (1) immergé dans l'huile

L'éclateur (1) est dans l'huile. L'huile minérale, pure et desséchée, possède une rigidité diélectrique beaucoup plus importante que celle de l'air. Cette rigidité est de 2 à 4 fois supérieure à celle de l'air. Les sphères de l'éclateur utilisé sont plus petites que celles employées dans l'air: le système des sphères égales excentriques se rapproche d'un système d'électrodes planes. Pour une même tension, la distance entre les sphères est plus petite : l'onde de choc obtenue devrait avoir une durée de front plus courte que dans l'air.

Malheureusement les résultats enregistrés ne sont pas compatibles avec la théorie : le front de l'onde obtenu est plus long ; la fig. V - 4 permet de comparer les deux fronts.

Ceci s'explique de la manière suivante :

L'huile utilisée contenait des impuretés et des traces d'eau. La résistivité de l'huile dépend beaucoup de la teneur en eau : elle peut varier de $5,5 \cdot 10^{15}$ à $10^{15} \Omega / m$.

Remarque : On a constaté au cours des essais, qu'il se produisait plusieurs amorçages à tension relativement basses tandis que d'autres avaient lieu à des tensions beaucoup plus élevées. Un traitement préalable de l'huile (bouillir l'huile afin d'éliminer les traces d'eau) aurait pu éviter cet inconvénient.

V - 3 - 3 Mesure de l'oscillographe

Nous avons déjà signalé que l'oscillographe peut être équipé d'une caméra qui permet d'enregistrer les courbes visibles sur l'écran.

Les prises de vues se font par déclenchement manuel (l'automatique étant hors d'usage).

Les oscillogrammes obtenus ne sont pas très nets. Au moyen d'un agrandissement adéquat (fig. V - 5), nous avons pu les analyser.

Les caractéristiques de l'onde sont :

$$T_1 = 0,132 \mu s$$

$$T_2 = 0,75 \mu s$$

MESURE des TENSIONS ENTRE
2 POINTS d'un CONDUCTEUR
ECLATEUR (1) DANS L'AIR

pression 760 mm Hg
 Température 24°C

| <u>LONGUEUR</u> (m) | <u>ECLATEUR 1</u> | | <u>ECLATEUR 2</u> | | <u>ECLATEUR 3</u> | |
|------------------------|-------------------|---------------|-------------------|--------------|-------------------|--------------|
| | Ecartement (mm) | Tension en kV | Ecartement (mm) | Tension (kV) | Ecartement (mm) | Tension (kV) |
| 4 | 15 | 40 | 1 | 4,35 | 7 | 23,2 |
| 8 | 15 | 40 | 2,22 | 8,85 | 7 | 23,2 |
| 16 | 15 | 40 | 4,20 | 15,45 | 7 | 23,2 |
| 24 | 15 | 40 | 6,94 | 23,75 | 7 | 23,2. |

Tableau V-2

MESURE des TENSIONS ENTRE
2 POINTS d'un CONDUCTEUR
ECLATEUR (1) DANS L'HUILE

| <u>LONGUEUR</u> (m) | <u>ECLATEUR (1)</u> | | <u>ECLATEUR (2)</u> | | <u>ECLATEUR (2)</u> | |
|------------------------|---------------------|--------------|---------------------|--------------|---------------------|--------------|
| | Ecartement (mm) | Tension (kV) | Ecartement (mm) | Tension (kV) | Ecartement (mm) | Tension (kV) |
| 4 | 5 | | 1,52 | 6,3 | 7 | 23,2 |
| 8 | 5 | | 1,90 | 7,75 | 7 | 23,2 |
| 16 | 5 | | 2,39 | 9,45 | 7 | 23,2 |
| 24 | 5 | | 3,75 | 13,95 | 7 | 23,2 |

Tableau \bar{V} -3

$$U_m = 60 \times 274 \times 1,45 = 23,8 \text{ kV}$$

60 = sensibilité de l'oscillographe

274 = rapport du diviseur de tension

1,45 = valeur en cm de la crête de l'onde

V - 3 - 3 Comparaison des résultats.

L'onde observée à l'oscillographe a la forme $T_1 / T_2 = 0,132 / 0,75$

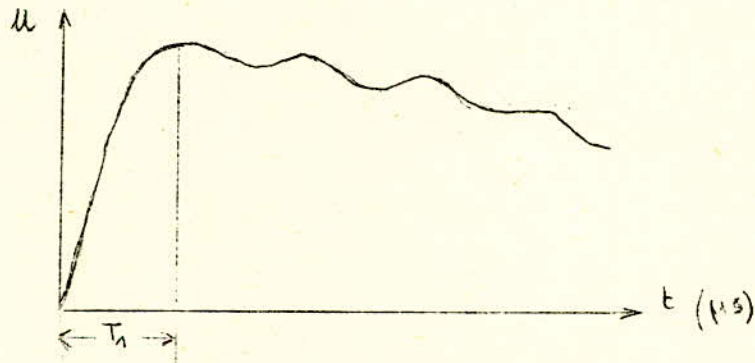
La durée du front de l'onde est plus grande que celle du front de

l'onde obtenue au moyen de l'éclateur. Cette différence des durées

conventionnelles T_1 et T_2 est certainement due aux imperfections

multiples des conditions de travail et des imprécisions de lecture.

Nous avons également observé à l'oscillographe des déformations sur la queue de l'onde :



Ces oscillations pourraient provenir des réflexions multiples, susceptibles de se produire au niveau de la résistance R et de la capacité C; la résistance étant *probablement un peu* différente de Z_c

Dans le chapitre suivant, nous allons faire le bilan de toutes les sources d'erreurs et essayer de présenter une méthode de calcul des réflexions multiples citées plus haut .

VI

ANALYSE D'ERREURS

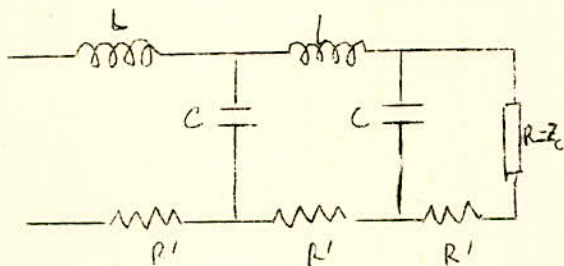
Chapitre VI - ANALYSE D'ERREURS

Les résultats obtenus au moyen des deux méthodes de mesure n'étaient pas compatibles et ce pour diverses raisons:

- La résistance de charge n'était pas assez grande: il nous était difficile d'obtenir des chocs suffisamment espacés.

- La réalisation d'une résistance $R = Z_c$ est la plus sujette à caution. Nous avons déjà signalé dans le chapitre IV qu'on ne saurait prétendre que $Z_c = 360 \Omega$ ni que $R = \text{constante}$ pendant la durée du choc. La loi de variation de la résistance $R(i, t)$ peut être déterminée graphiquement en relevant à l'oscillographe, les courbes de tension et de courant.

- Une autre source d'erreur de mesure est due à la présence de la couche de béton. En effet si nous considérons que le béton a une résistance R' le schéma d'ensemble est le suivant:

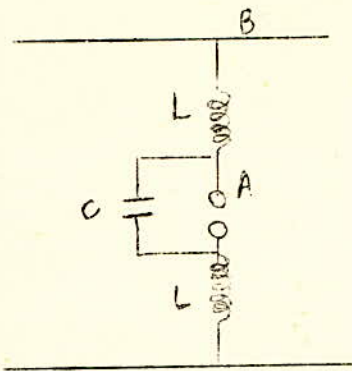


R' peut intervenir dans la déformation de l'onde en donnant naissance à des ondes réfléchies: R' se combine à $R = Z_c$ et la ligne ne se termine plus par une résistance égale à Z_c .

Remarque:

En réalité le calcul même de Z_c n'est pas exact à cause de la présence de cette couche de béton. Z_c n'étant pas connue, l'adaptation de la ligne n'est donc pas réalisée.

- Les connexions de l'éclateur de mesure devraient être courtes pour négliger le retard à l'établissement de la tension entre les points A et B.



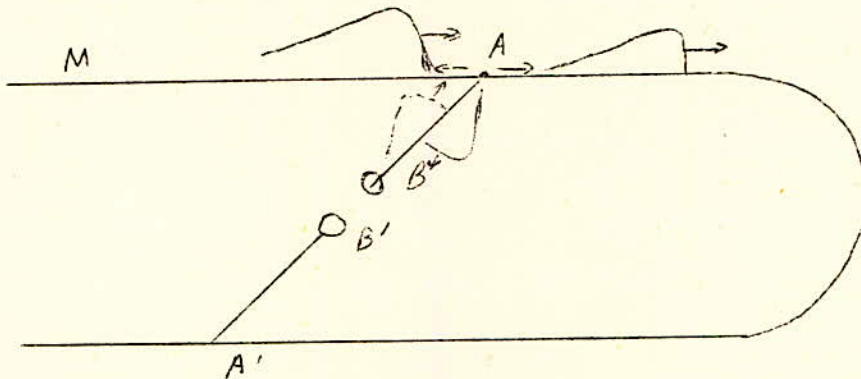
On peut remplacer ^{la} par son inductance.

Celle-ci est proportionnelle à la longueur de la connexion : $L = k.z$

Si les connexions sont longues, L et par conséquent la tension entre A et B, seraient importantes.

C désigne la capacité parasite entre les électrodes de l'éclateur.

Dans notre cas les connexions n'étaient pas suffisamment courtes pour pouvoir y négliger la propagation d'ondes.



L'onde incidente arrive au point A : elle se transmet sur le tronçon A A' et sur la connexion A B, tandis qu'une première onde réfléchie a lieu en A.

L'onde transmise arrivant en B subit une réflexion qui, au niveau de A se partage en deux (sur les deux tronçons de la ligne : A A' et A M, tandis qu'une deuxième réflexion a lieu en A et le cycle recommence.

De même l'onde transmise sur le tronçon A A' arrive en A' et il se produit la même chose qu'en A.

Nous constatons ainsi que le calcul prendrait énormément de temps.

Nous avons par ailleurs précisé dans le chapitre III que les normes U.T.E C 41050 recommandent l'usage d'une irradiation supplémentaire afin d'obtenir des résultats précis et cohérents.

Me disposant pas de lampe à vapeur de mercure qui assure l'ionisation de l'air entre les électrodes, nous nous sommes contentés d'activer le

préalablement les sphères. Cette activation consiste à créer à la surface de ces sphères de petits points facilitant l'ionisation. Nous avons utilisé du papier abrasif fin.

Les conséquences de ces imperfections sont multiples, entre autres les phénomènes de la superposition d'ondes. Cette superposition est due aux ondes réfléchies qui sont susceptibles de se produire au niveau des points de discontinuité de la ligne.

Nous avons vu dans l'étude théorique que l'onde réfléchie était différente selon que la résistance R est supérieure ou inférieure à l'impédance d'onde Z_c .

Le Calcul des ondes réfléchies n'est pas commode étant donné que l'on ne connaît pas exactement la forme de l'onde incidente u' .

Dans l'exemple de calcul des réflexions d'onde nous avons approximé l'onde incidente par une biexponentielle de la forme :

$$u' = k U_m (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$$

- Cas où la ligne est terminée par une résistance $R \neq Z_c$

L'analyse précédente a été faite en supposant la ligne terminée par $R = Z_c$

Mais, les oscillogrammes relevés montrent que l'onde de tension à l'entrée de la ligne présente sur la queue des oscillations. Ces oscillations peuvent résulter de la superposition d'ondes incidentes et réfléchies. Il se produit des réflexions d'ondes au niveau de tous les points de discontinuité de la ligne. Ces réflexions multiples influent beaucoup sur la forme de la tension d'entrée et compliquent le problème.

La ligne expérimentale ainsi réalisée n'est pas idéale et la résistance R n'est pas rigoureusement égale à l'impédance d'onde Z_c .

On citera deux cas de réflexion que l'on a réalisés au laboratoire d'essai.

1) Ligne terminée par une résistance R quelconque :

Il se produit un train d'ondes incidente et réfléchie au niveau du point de connexion de la résistance R.

On aura aux bornes de R :

$$U_R = u' + u'' \quad (1)$$

$$\frac{U_R}{R} = \frac{u'}{Z} - \frac{u''}{Z} \quad (2)$$

La résolution de ces 2 équations nous donne les expressions de u' et u'' (indiquées dans le chapitre II).

La réflexion sur ^{la} résistance provoque une diminution de l'amplitude de l'onde incidente sans déformation.

On peut représenter le circuit de l'installation par un schéma simplifié :

La capacité de 2000 pF se charge à travers une résistance très grande elle se décharge sur une ligne terminée par une résistance R.

Celle-ci donne naissance à une onde réfléchie de la forme :

$$u''_1(t) = \beta k U_{m1} (e^{-t/\tau_2} - e^{-t/\tau_1}) \quad (5)$$

Une deuxième réflexion, aux bornes du condensateur C donne :

$$u''_2(t) = \beta k U_m \left(\frac{e^{-\frac{2t}{\tau_2}} - e^{-t(\frac{1}{T} + \frac{1}{\tau_2})}}{1 - \frac{T}{\tau_2}} - \frac{e^{-\frac{2t}{\tau_1}} - e^{-t(\frac{1}{T} + \frac{1}{\tau_1})}}{1 - \frac{T}{\tau_1}} \right)$$

ou T désigne la constante de temp RC.

Une troisième réflexion en R donne :

$$u''_3(t) = \beta^2 k U_m \left[\frac{e^{-\frac{2t}{RC}} - e^{-t(\frac{1}{RC} + \frac{1}{\tau_2})}}{1 - \frac{RC}{\tau_2}} - \frac{e^{-\frac{2t}{RC}} - e^{-t(\frac{1}{RC} + \frac{1}{\tau_1})}}{1 - \frac{RC}{\tau_1}} \right]$$

Il se produit donc une multitude de réflexion partielles et le calcul est complexe.

Une méthode plus pratique consiste à étudier les trajets successifs par le diagramme de Bewley (voir IV 8).

En réalité dans le circuit utilisé, il se produit des réflexions partielles au niveau des connexions de l'éclateur de mesure et au niveau du sol dont la conductivité est mal connue.

L'oscillogramme V 3 montre que les oscillations sur la queue s'anor-tissent très vite au bout de 3 périodes et leurs amplitudes décrois-sent en un temps très court (environ $0,50 \mu s$).

La fréquence de ces oscillations correspond approximativement à un trajet aller retour de l'onde.

Ce temps relevé à l'oscillogramme est approximativement égal à $0,157 \mu s$ (cette durée représente 2 fois la durée du front ou un aller retour de l'onde sur la ligne) $t = 2 \times 0,085 \mu s = 0,170 \mu s$.

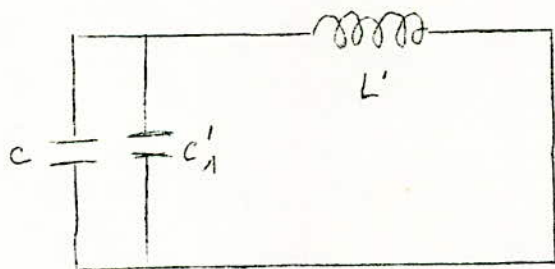
Cette diminution d'amplitude très marquée et ces distorsions sur la queue peuvent être interprétées comme le résultat de plusieurs réflé-xions d'onde au niveau du condensateur C et de la résistance terminale R.

2/ Cas ou la ligne est court - circuitée à son extrémité :

Dans ce cas , on peut utiliser la méthode par élimination de l'impé-dence d'onde qui consiste à remplacer notre tronçon de ligne caracté-risé par sa longueur l et son impédance d'onde Z_c par un circuit en forme de π , en remplaçant le conducteur par sa capacité équivalente totale C' et son inductance totale L' .

Cette capacité C' sera divisé en 2 capacités égales $C'1$ et $C'2$ et concentrées aux deux extrémité de la ligne. La capacité $C'2$ sera éliminée par le court circuit .

D'où le schéma équivalent en π



$$\begin{aligned} \text{avec } L' &= 36 \cdot 10^{-6} \text{ H} \\ C &= 2000 \text{ pF} \\ C'1 &= 141 \text{ pF} \end{aligned}$$

$$T = 2\pi \sqrt{36 \cdot 10^{-6} \times 2,141 \times 10^{-9}} = 1,74 \mu s.$$

$$L' = L \times l$$

$$C'1 = \frac{C}{2} \times l$$

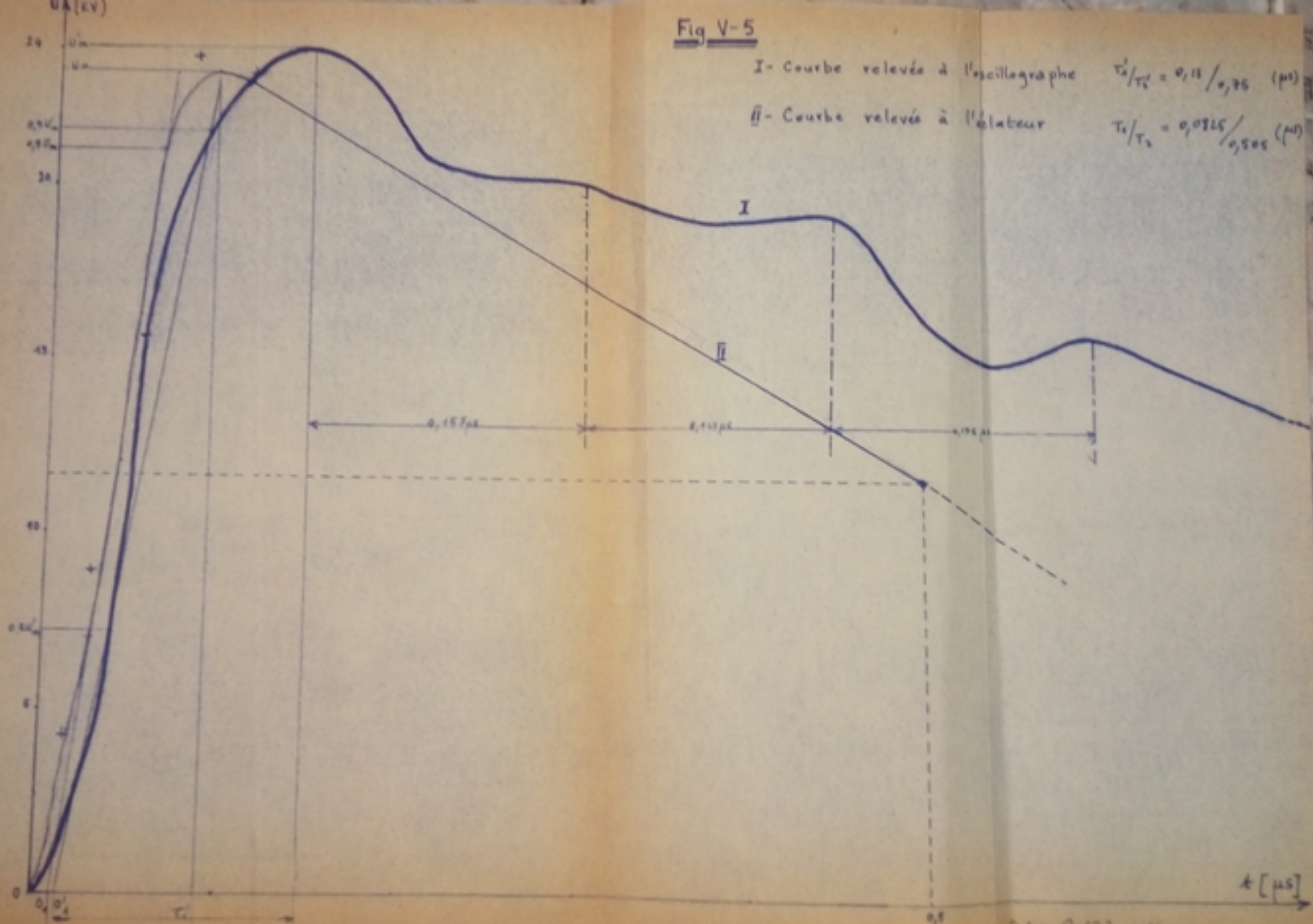
la fréquence du circuit oscillant est égale à :

$$T = 2\pi \sqrt{L'(C+C'1)}$$

Fig V-5

I - Courbe relevée à l'oscillographe $T_2/T_1 = 0,15 / 0,75 (\mu s)$

II - Courbe relevée à l'éclateur $T_2/T_1 = 0,0715 / 0,505 (\mu s)$



L'oscillogramme V-7 montre que la tension à l'entrée de la ligne présente une allure sinusoidale amortie.

On y relève la période T' des oscillations :

$$T' = 0,545 \times 2 = 1,08 \mu s$$

La différence entre la valeur calculée T et la valeur mesurée T' est appréciable: on peut l'attribuer à l'approximation faite, plus haut (élimination de l'impédance d'onde). Le calcul des caractéristiques électriques de la ligne (L et C) n'était pas rigoureusement exact puisque la hauteur h (distance conducteur-terre) n'était pas constante tout le long du conducteur.

La capacité de la ligne a été calculée en considérant le milieu homogène (rigidité diélectrique = constante) : la présence de diélectriques solides tels que supports en bois, couche de béton) peuvent influencer sur le calcul de L et C .

L'onde de choc relevé sur l'oscillogramme (V-7) est coupée sur le front : celui-ci est plus court que dans le cas où la ligne est fermée sur une résistance R ($T_1 = 0,074$)

La valeur maximale de la tension relevée sur l'oscillogramme est égale à 14,7 kV.

Il aurait fallu faire d'autres essais pour pouvoir analyser correctement l'oscillogramme obtenu

Atténuateur : 60 V/cm

Echelle des temps : 0,1 μ s/division

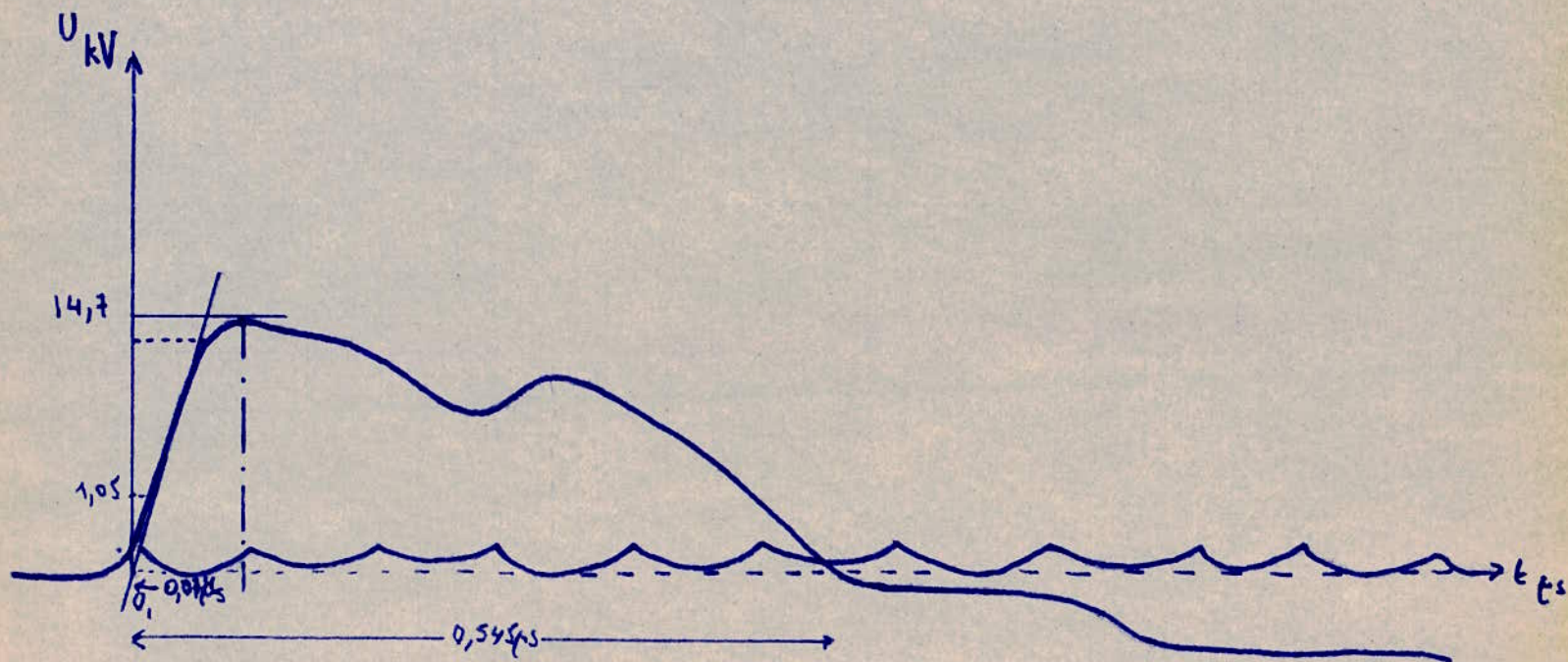


Fig V.7 . OSCILLOGRAMME DE TENSION

. CAS OU LA LIGNE EST EN COURS-CIRCUIT EN A .

VI

CONCLUSION

CONCLUSION

La réalisation de la boucle de BINDER présente un intérêt didactique : cette réalisation constitue un exercice fort intéressant pour les étudiants qui se destinent à la haute tension.

Nous avons vu que cet exercice permet de comparer la mesure du front d'onde par la boucle de BINDER et par l'oscillographe.

Nous avons ensuite analysé les sources d'erreurs qui sont dues en majeure partie aux irrégularités dans lesquelles se sont déroulés les essais, et surtout au manque de moyens matériels.

Nous espérons qu'à l'avenir d'autres étudiants reprennent cette étude en minimisant justement les facteurs qui sont à l'origine de certaines erreurs.

Pour cela, nous suggérons aux intéressés :

- de disposer une bande de cuivre assez large comme la terre pour éliminer l'influence du béton.

- d'utiliser un conducteur neuf et bien tendu.

- de réaliser une résistance de manière à ce qu'elle soit égale à l'impédance de la ligne.

- de veiller à ce que cette résistance soit constante.

- d'utiliser des éclateurs plus précis, (petites sphères).

Il est évident que tout ce matériel n'existe pas au laboratoire H.T mais il est possible de faire des commandes à des maisons spécialisées : il suffit pour cela de s'y prendre un peu à l'avance.

Il est inutile de souligner que les possibilités du laboratoire de l'école sont satisfaisantes mais il serait souhaitable qu'il soit transplanté en un endroit qui n'aurait aucun lien avec les installations des autres départements.

On pourrait tout au moins, construire un mur qui isolerait le laboratoire de la menuiserie et refaire complètement le plafond.

Et c'est seulement dans ces conditions que l'on pourra profiter au maximum des installations modernes et que la notion de recherche en H.T, pourrait se développer dans le pays en général et à l'École Polytechnique en particulier.

+ BIBLIOGRAPHIE =
=====

- COURS de HAUTE TENSION de J.L.JAKUBOWSKI.
- ↳ MEMOIRE de M.DOBARDZIC : Station d'essai au choc à H.T. X
- J.CAHEN Tome II : Electrotechnique.
- A.MAUDUIT Tome I: Installationsélectriques en B.T. et H.T.
- HAEFFLY : "L'équipement des laboratoires à H.T.
- K. KUPFMULLER : Electricité théorique et appliquée.
- R.G.E. Sept./Oct. 1950 Article de R.PELISSIER/ Etude de la propagation des ondes le long des lignes électriques.
- R.G.E. Oct. 1972 Article de J.BELIN et J.VIGNERON: onde se propageant le long d'une ligne mise à la terre.
- L.CURCHOD et VELLARD Tome III : Mémento d' électrotechnique.
- V.SMIRNOV Tome II : Cours de Mathématiques Supérieures.

=====