

<b>Zeitschrift:</b>	Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association suisse des électriciens, de l'Association des entreprises électriques suisses
<b>Herausgeber:</b>	Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen
<b>Band:</b>	69 (1978)
<b>Heft:</b>	18
<b>Artikel:</b>	Théorie de la décharge principale de la foudre
<b>Autor:</b>	Szpor, S.
<b>DOI:</b>	<a href="https://doi.org/10.5169/seals-914937">https://doi.org/10.5169/seals-914937</a>

### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 14.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Théorie de la décharge principale de la foudre

Par S. Szpor

551.594.221;

On rappelle la théorie simplifiée L-C de la décharge principale de la foudre, puis la théorie simplifiée R-C. Ensuite le rôle de la résistance variable de l'étincelle est analysé, et l'on trouve qu'une inductivité constante est une meilleure approximation pour l'étincelle qu'une résistance constante. La vitesse de l'onde principale et l'impédance d'onde sont discutées. On fait ensuite intervenir les réflexions des ondes sur des points de branchement du canal de la foudre et sur quelques points dans le système foudroyé. Finalement les bases théoriques électrodynamiques sont rappelées et développées en détails nouveaux, et la théorie de l'électromagnétisme du canal de foudre est touchée.

Es wird an die vereinfachte L-C-Theorie der Blitz-Hauptentladung erinnert sowie an die vereinfachte R-C-Theorie. Die Rolle des veränderlichen Widerandes des Funkens wird analysiert, und man findet, dass eine konstante Induktivität eine bessere Näherung ist als ein konstanter Widerstand. Die Geschwindigkeit der Hauptwelle und die Wellenimpedanz werden diskutiert, anschliessend die Reflexion der Wellen an Verästelungspunkten des Blitzkanals oder an Stoßstellen des blitzgetroffenen Systems eingeführt. Die theoretischen elektrodynamischen Grundlagen werden wiederholt und in neue Einzelheiten weiterentwickelt. Den Abschluss bildet ein Hinweis auf die Theorie des Elektromagnetismus des Blitzkanals.

## 1. Introduction

La décharge principale de la foudre joue un rôle important pour la protection contre la foudre, comme cette composante détermine le courant de choc. La décharge principale ascendante de la foudre suit le canal préparé par le leader descendant, soit saccadé du premier coup de foudre, soit leader continu du coup suivant d'une foudre multiple. Elle conduit à la terre les charges accumulées dans le canal par le leader. Non seulement elle les fait disparaître, mais de plus – selon l'auteur – elle introduit dans le canal des charges additionnelles du signe inverse.

le produit  $LC$  serait indépendant des dimensions géométriques. Cependant on ne peut pas l'admettre pour différentes raisons. La plus simple en est le fait que le noyau à températures très élevées présente un rayon très petit  $r_L$ ; il est entouré de charges spatiales très étendues résultant des streamers précédents, de la couronne électrique, etc., et le diamètre extérieur de référence  $r_C$  est relativement très grand.

En utilisant les unités  $\mu\text{H}/\text{m}$  et  $\mu\text{F}/\text{m}$ , on peut employer les formules bien connues

$$L = 0,2 \ln(2 h/r_L) \quad (5)$$

$$C = \frac{1}{1,8 \cdot 10^4} \frac{1}{\ln(2 h/r_C)} \quad (6)$$

où  $h$  est une distance de référence. On obtient donc

$$v = 300 \sqrt{\frac{\ln(2 h/r_C)}{\ln(2 h/r_L)}} \quad (7)$$

$$Z = 60 \sqrt{\ln(2 h/r_L) \cdot \ln(2 h/r_C)} \quad (8)$$

Dans le tableau I, les paramètres de la foudre obtenus par des estimations grossières ont été réunis. Les valeurs de  $v$  proposées correspondent assez bien aux plus grandes trouvées dans les études photographiques de la foudre [2; 3; 4]. La diminution de  $v$  avec l'augmentation de  $i_{\max}$  n'existe pas en réalité. Une dépendance inverse est plus probable (voir plus loin). Les valeurs de  $Z$  d'environ  $300 \Omega$  correspondent aux estimations les plus basses. Des valeurs de  $Z$  de  $500...600 \Omega$  sont conformes à des estimations antérieures nombreuses. Des valeurs d'environ  $3000 \Omega$  ont été proposées par Wagner et Hileman [5]. Les formules (3) et (4) permettent d'écrire

$$Z = 1/vC \quad (9)$$

Il y a deux objections principales à la théorie L-C de la décharge de retour. D'une part, cette théorie néglige le rôle

Estimations grossières des paramètres de la foudre

Tableau I

Foudre	Très faible	Moyenne	Forte	Très forte	Extrêmement forte
$i_{\max}$ kA	3	30	100	200	500
$r_L$ m	0,0015	0,005	0,01	0,015	0,02
$r_C$ m	0,5	5	10	20	50
$v$ m/ $\mu$ s	220	192	184	173	171
$Z$ $\Omega$	620	500	450	410	320

Les ondes parcourent le canal avec une vitesse

$$Z = \sqrt{LC} \quad (3)$$

$$(2)$$

les indices 1 et 2 se rapportant respectivement à l'onde directe et à l'onde réfléchie, et  $Z$  étant l'impédance d'onde

$$v = 1/\sqrt{LC} \quad (4)$$

$$(1)$$

Des ondes réfléchies  $u_2$ ,  $i_2$  se forment par contre sur les branchements du canal, comme les enregistrements photographiques sud-africains le montrent [1]<sup>1)</sup>. L'onde  $i_2$  augmente la valeur résultante  $i$  au point foudroyé.

Si le canal présentait une sorte de conducteur métallique, la vitesse  $v$  serait constante et égale à la vitesse de la lumière  $c$ , et

<sup>1)</sup> Voir la bibliographie à la fin de l'article.

de la résistance variable (décroissante) de l'étincelle. D'autre part, il n'est pas juste de considérer le paramètre  $L$  suivant les règles de l'électromagnétisme statique et le paramètre  $C$  suivant l'électrostatique, comme on le fait assez logiquement pour le système conducteur horizontal–terre. Le champ de la décharge principale n'est pas statique, mais possède une rotation considérable. Les paramètres  $L$  et  $C$  n'ont donc pas une signification stricte.

### 3. Théorie simplifiée R-C

Commençons l'analyse du rôle de la résistance du canal de foudre par une récapitulation de la théorie simplifiée de l'onde de choc dans le système des paramètres  $R$  et  $C$ , tous les deux étant des constantes. La solution de l'équation différentielle

$$\partial^2 u / \partial x^2 = RC \partial u / \partial t \quad (10)$$

est, si la longueur de la ligne est limitée, une série de Fourier. Pour une ligne très longue, c'est une intégrale de Fourier. L'équation déterminant la voie résultante de l'onde s'écrit

$$x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{RC}} \sqrt{t} \quad (11)$$

d'où l'on tire la vitesse de référence

$$v = \frac{x}{t} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{RC}} \frac{1}{\sqrt{t}} \quad (12)$$

En tenant compte de gradients le long du canal d'environ 100...1000 V/cm, on peut calculer les résistances  $R$ , présentées dans le tableau II; les valeurs de  $C$ , calculées suivant l'équation (6) y figurent également, de même que les vitesses de référence correspondant à des valeurs  $t = 1 \dots 100 \mu s$ .

Les valeurs de  $v$  supérieures à 300 m/ $\mu s$  n'existent pas en réalité. Elles résultent de ce que les inductances ont été négligées dans ces calculs. La limite supérieure de  $v$  est probablement d'environ 200 m/ $\mu s$ .

Bien que très éloignés de la réalité, ces résultats permettent d'entrevoir deux tendances prononcées: Quand le temps  $t$  s'écoule lors de la propagation de la décharge principale, la vitesse  $v$  diminue sensiblement, ce qui s'accorde avec les résultats expérimentaux. D'autre part, la vitesse  $v$  est plus grande pour des courants plus grands, un phénomène qui est connu depuis longtemps.

### 4. Rôle de la résistance variable de l'étincelle

*Lundholm* [6; 7], puis quelques autres auteurs, ont étudié la résistance variable du canal de la foudre lors de la décharge principale en se basant sur la formule de *Toeppler*

$$R = A / \sqrt{\int i dt} \quad (13)$$

où  $R$  est la résistance de l'étincelle sous l'action d'un courant de choc  $i$  variant avec le temps  $t$  et  $A$  la constante de *Toeppler*.

Dans les publications, on trouve des valeurs  $A = 0,35 \dots 2,5 \cdot 10^{-2}$  Vs/m. Les valeurs inférieures correspondent à l'étincelle relativement courte, les valeurs supérieures à l'étincelle superficielle dans un système type traversée. Dans la foudre, on peut s'attendre à des valeurs de  $A$  relativement grandes à cause des processus du streamer très large et du refroidissement par des gouttes d'eau. On admet ici  $A = 3,5 \cdot 10^{-2}$  Vs/m.

L'étude mathématique assez compliquée de *Lundholm* mène à l'équation

$$v = c / \sqrt{1 + 900/i_{max}} \quad (14)$$

Par la suite, d'autres paramètres ont été proposés ainsi que le remplacement du facteur 900 par 500. Les valeurs résultant de ces équations sont présentées dans le tableau III. On y remarquera une influence de  $i$  sur  $v$  encore plus forte que suivant le tableau II.

En fait, la résistance variable de la décharge principale joue un rôle semblable au rôle d'une inductivité. Pour le prouver considérons les trois équations suivantes du front du courant de choc:

$$i = \frac{1}{2} i_{max} \left( 1 - \cos \frac{\pi t}{T_f} \right) \quad (15)$$

$$i = i_{max} \left( \frac{t}{T_f} - \frac{1}{2\pi} \sin \frac{2\pi t}{T_f} \right) \quad (16)$$

$$i = i_{max} \sin \frac{\pi t}{2 T_f} \quad (17)$$

où  $T_f$  est une durée du front plus longue que la durée conventionnelle. Sans que les formules pour  $R$  qui en résultent soient présentées, on compare sur la fig. 1 la courbe du courant  $i$  et les courbes des deux tensions

$$u_R = R i \quad u_L = L di/dt \quad (18)$$

Dans la seconde partie du front, on remarquera une ressemblance entre les courbes  $u_R$  et  $u_L$ , qui est certainement plus forte qu'entre les courbes  $u_R$  et la chute de tension sur une résistance constante. La résistance variable de l'étincelle se rapproche donc plutôt d'une inductivité constante que d'une résistance constante.

On peut déterminer une inductivité conventionnelle  $L_a$  s'ajoutant à l'inductivité électromagnétique  $L$  considérée précédemment en se basant p. ex. sur le milieu du front du courant  $t = T_f/2$

$$L_a = \frac{u_R}{di/dt}$$

Résultats de calculs pour des systèmes R-C très longs

Tableau II

Foudre	Très faible	Moyenne	Forte	Très forte	Extrêmement forte
$i_{max}$ $\mu A$	3	30	100	200	500
$R$ $\Omega/m$	{ 1 10 }	0,3 3	0,1 1	0,05 0,5	0,02 0,2
$C$ $pF/m$	7,33	10,4	12,05	14,1	18,3
$t = 1 \mu s$	{ 415 132 }	638 202	1010 320	1340 427	1860 592
$v$ $m/\mu s$					
$t = 100 \mu s$	{ 41,5 13,2 }	63,8 20,2	101 32	134 42,7	186 59,2

Résultats de calculs de la vitesse  $v$  suivant l'équation (14) Tableau III

Foudre	Très faible	Moyenne	Forte	Très forte	Extrêmement forte
$i_{max}$ kV	3	30	100	200	500
$v$ selon (14)	17,3	53,9	94,7	128	179
$v$ selon (14 mod.)	23,2	71	122,5	160,5	212

Pour les trois cas de la fig. 1 on trouve

$$L_a = 1,75 \dots 2,75 \dots 3,44 \cdot A/i_{\max} \quad (19)$$

Si l'on tient compte du fait que les formes a et b correspondent mieux à la foudre naturelle que la forme c, on peut adopter la moyenne

$$L_a = 2,25 A/i_{\max}. \quad (20)$$

L'inductivité résultante est

$$L_r = L + L_a \quad (21)$$

Pour tenir compte de cette augmentation de l'inductivité, on doit augmenter les valeurs  $Z$  du tableau I dans le rapport  $\sqrt{L_r/L}$  et diminuer les valeurs  $v$  dans le même rapport. Les résultats se trouvent au tableau IV.

Avant de comparer les valeurs de  $v$  et  $Z$  avec l'expérience, il est utile d'ajouter deux remarques à la méthode présentée pour traiter la résistance variable. Tout d'abord il faut mettre en évidence que l'équation (13) correspond à une étincelle qui se développe à partir de l'état isolant. Ce n'est pas le cas de la décharge principale, qui se développe à partir de l'état conducteur du leader descendant. Il s'en suit que les courbes de  $u_R$  sur la fig. 1 sont trop élevées dans leur partie initiale. Par conséquent, la ressemblance entre  $u_R$  et  $u_L$  devrait être un peu meilleure que suivant les calculs présentés ci-dessus. De plus, il faudra encore tenir compte des influences des charges spatiales, de la couronne et du streamer.

Estimations des paramètres de la foudre

Tableau IV

Foudre	Très faible	Moyenne	Forte	Très forte	Extremely forte
$i_{\max}$ kA	3	30	100	200	500
$L$ $\mu\text{H}/\text{m}$	2,92	2,6	2,45	2,37	1,87
$L_a$ $\mu\text{H}/\text{m}$	26,2	2,62	0,788	0,393	0,157
$L_r$ $\mu\text{H}/\text{m}$	29,12	5,22	3,238	2,763	2,027
$v$ $\text{m}/\mu\text{s}$	70	135	160	160	164
$Z$ $\Omega$	1950	710	518	380	308

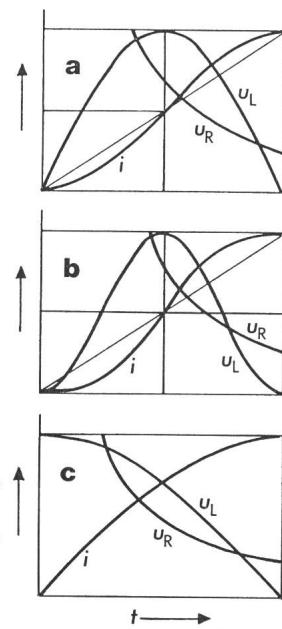


Fig. 1 Courbes de la tension accompagnant le front du courant de choc

## 5. Vitesse et impédance de l'onde

Les valeurs de la vitesse  $v$  calculées (tabl. IV) sont situées entre 70  $\text{m}/\mu\text{s}$  pour une foudre très faible et 164  $\text{m}/\mu\text{s}$  pour une foudre extrêmement forte, soit entre 23 et 55% de la vitesse  $c$  de la lumière. Schonland, Malan et Collens [2] donnent des valeurs entre 20 et 140  $\text{m}/\mu\text{s}$ , les valeurs les plus fréquentes aux environs de 35  $\text{m}/\mu\text{s}$ . Ce sont probablement des vitesses bidimensionnelles. Les vitesses tridimensionnelles sont sensiblement plus grandes. On peut donc constater un bon accord des valeurs pour la foudre forte et très forte. Quant aux valeurs calculées de la foudre faible et moyenne, elles sont 3,5...4 fois plus grandes que les valeurs citées [2]. Cependant, ces dernières se rapportent surtout aux parties supérieures de la foudre, où les vitesses sont plus petites qu'à l'extrémité inférieure, à laquelle correspondent les courants de choc du tableau IV.

Les mêmes auteurs [2] signalent une diminution considérable de la vitesse de la décharge principale vers le haut. Celle-ci résulte principalement de la diminution du courant de choc vers le haut, partiellement par suite de la réflexion de l'onde de choc aux branchements. En même temps la luminosité du canal diminue radicalement vers le haut.

Mc Eachron [3; 4] donne pour l'Empire State Building à New York des vitesses entre 30 et 85  $\text{m}/\mu\text{s}$  à la suite de leaders descendants continus de la foudre multiple, c'est-à-dire avec des courants de choc relativement petits. Ces valeurs s'accordent assez bien avec les valeurs du tableau IV. La différence peut être expliquée également par la diminution du courant vers le haut. Après des leaders descendants saccadés les auteurs américains [2] ont trouvé des vitesses de 46 et 104  $\text{m}/\mu\text{s}$ , comparables aux valeurs de 70 et 135  $\text{m}/\mu\text{s}$  dans le tableau.

En conclusion, on peut proposer pour les calculs de la protection contre la foudre, p.ex. pour les calculs de la composante électrique de la surtension induite (protection de réseaux à basse tension, amorçage inverse après le foudroiement d'un mât d'une ligne de transport), une valeur  $v = 160 \text{ m}/\mu\text{s}$ , qui correspond à la foudre forte, très forte et extrêmement forte. Les vitesses inférieures de la foudre moyenne et faible ne sont pas intéressantes pour la protection.

Quant à l'impédance d'onde  $Z$ , la valeur calculée la plus grande (pour la foudre très faible) est de 1950  $\Omega$ , loin de la valeur calculée américaine de 3000  $\Omega$  qui, de plus, devrait être comparée à 710  $\Omega$  du tableau IV pour la foudre moyenne. La divergence est donc très grande. Une confrontation avec des résultats expérimentaux est nécessaire. Ici, la méthode de réflexion sera appliquée aux résultats expérimentaux de l'Empire State Building [3; 4].

## 6. Réflexion des ondes de choc, impédance d'onde

La réflexion des ondes de choc influence la forme du courant de foudre en fonction du temps. Il faut distinguer deux types de réflexion: la réflexion sur le point de branchement du canal de foudre et la réflexion sur certains points de l'objet foudroyé, p.ex. le point foudroyé ou le point de jonction de la prise de terre.

Les réflexions du premier type ont été étudiées sur les photographies sud-africaines [1]. Toutefois les photographies publiées ne sont pas tout-à-fait concluantes.

Les réflexions du second type sont importantes pour le problème de l'amorçage inverse conducteur de garde – conducteur de phase à la mi-portée d'une ligne de transport. Dans une

*Unsere «Ingenieur SL» ist superantimagnetisch bis 1000 Oersted (!), wasserdicht bis 120 Meter und extrem stoss sicher.*

# IWC Ingenieur SL

*IWC «Ingenieur SL»,  
IWC Exklusiv-Modell.*

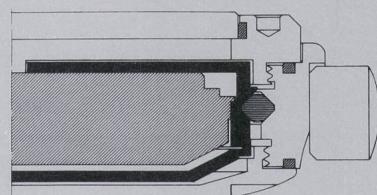
*Die einzigartige superantimagnetische Uhr  
bis 1000 Oersted (80000 Ampère/Meter!)  
mit im Gehäuse federnd aufgehängtem  
Werk und deshalb extrem stoss sicher.*

*Boden, Lunette und Krone verschraubt  
und deshalb extrem wasser dicht:  
in Edelstahl bis 120 m (12 atü),  
in 18 Kt. Gelbgold bis 60 m (6 atü),*



*in Mixte, d.h. Stahl/14 Kt. Gold bis  
120 m (12 atü). Kondenswassersicher.  
Kratzfeste Saphirglas mit Antireflex-Belag.*

*Konstruktionsdetails der IWC Stoss sicherung  
und Abschirmung gegen Magnetfelder,  
wie sie in der «Ingenieur SL» eingebaut ist.*



**Mehr darüber** sowie über unsere Exklusiv-  
Modelle «Yacht Club II» und «Da Vinci» (siehe Rückseite) und worin sie sich von  
Massenuhren deutlich abheben, haben wir für Sie in einem kleinen Prospekt zusammengefasst.  
Ihr Exemplar erhalten Sie mit dieser Frankokarte.

*PS: Wenn Sie sich für Magnetismus und seine Wirkungen auf Uhren interessieren:  
Wir haben eine Broschüre zusammengestellt, die Sie kostenlos mit untenstehender Frankokarte  
bestellen können.*

**Geschäftsantwortkarte**  
Porto wird vom Empfänger bezahlt



Nicht frankieren  
Ne pas affranchir  
Non affrancare

**Carte commerciale-réponse**  
Port payé par le destinataire

**Cartolina commerciale-risposta**  
Tassa pagata dal destinatario

International Watch Co. AG  
Postfach 692

8201 Schaffhausen





## IWC Yacht Club II

Flachautomat. Im Gehäuse federnd aufgehängtes Werk und dadurch extrem stoss sicher. Boden und Krone geschraubt, deshalb extrem wasserdicht: in Edelstahl bis 100 m (10 atü), in 18 Kt. Gelbgold bis 60 m (6 atü). Kondenswasserdicht. Kratzfestes Saphirglas.



## IWC Da Vinci

Ref. 3074. IWC Exklusiv-Modell.  
Quarz. Gehäuse und Band in rostfreiem Edelstahl erste Qualität, massiv und handfaçoniert.  
Kratzfestes Saphirglas.

### Sind Sie Besitzer einer IWC?

Wenn Sie uns die Gehäuse-Nummer Ihrer IWC angeben, erhalten Sie kostenlos einen Auszug aus unserem handschriftlich geführten Stammregister, in welchem wir seit mehr als hundert Jahren den «Steckbrief» jeder IWC eintragen.  
(Besonders interessant für Besitzer einer IWC älteren Datums.)

**IWC**  
*International Watch Co. Ltd., Schaffhausen, Switzerland  
Since 1868*

7

Ich möchte gerne mehr über Ihre drei Exklusiv-Modelle wissen. Bitte senden Sie mir:

- Prospekt «Ingenieur SL», «Yacht Club II», «Da Vinci»
- Broschüre «Magnetfelder und ihre Wirkung auf Uhren»
- Gesamtkatalog IWC
- Prospekt «IWC Taschenuhren»
- Ich erwarte mit Interesse ihren «Steckbrief» gemäss Eintragungen im Stammregister  
Meine IWC trägt die Gehäuse-Nr. \_\_\_\_\_
- Zutreffendes ankreuzen

Name \_\_\_\_\_ Vorname \_\_\_\_\_

Strasse \_\_\_\_\_

PLZ \_\_\_\_\_ Ort \_\_\_\_\_



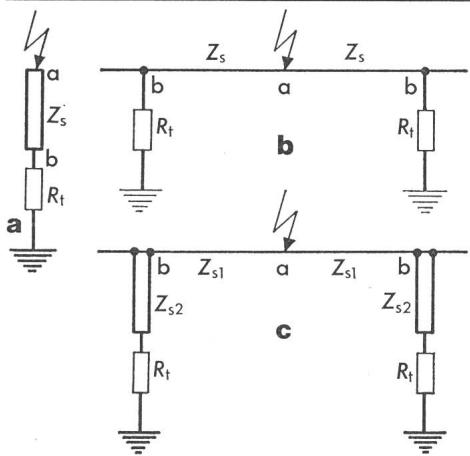


Fig. 2 Trois cas de réflexions dans un système mis à la terre lors du foudroiement du point a

- a foudroiement d'un gratte-ciel avec une impédance  $Z_s$
- b foudroiement à la mi-portée d'une ligne, dont les mâts ont une hauteur modérée
- c foudroiement à la mi-portée d'une ligne, dont les mâts ont une hauteur très grande

$R_t$  résistance de terre

étude théorique [8], trois cas de ces réflexions ont été considérés. Ils sont représentés sur la fig. 2.

Le premier cas représente un gratte-ciel ou un mât très haut a-b, dont l'impédance d'onde est  $Z_s$  et la résistance de terre est  $R_t$ . Au cas B, il s'agit d'une portée d'un conducteur de garde avec deux mâts de hauteur moyenne. Le schéma B équivaut au schéma A si les paramètres  $Z_s$  et  $R_t$  y sont remplacés par  $Z_{s1}/2$  et  $R_t/2$ . Le schéma C représente une portée d'un conducteur de garde et deux pylônes de hauteur très grande, p.ex. de 100...150 m.

Pour le schéma A de la fig. 2 une étude théorique des ondes élémentaires de courant aux points a et b a été faite [8]. L'intervalle entre deux ondes consécutives est de

$$\tau = l_{ab}/v \quad (22)$$

où  $l_{ab}$  est la distance électrique entre les points a et b et  $v$  la vitesse de l'onde dans le système ab. On introduit le courant de foudre de court-circuit, qui existerait, si la foudre tombait directement sur une prise de terre  $R_t = 0$

$$i_0 = U_0/Z \quad (23)$$

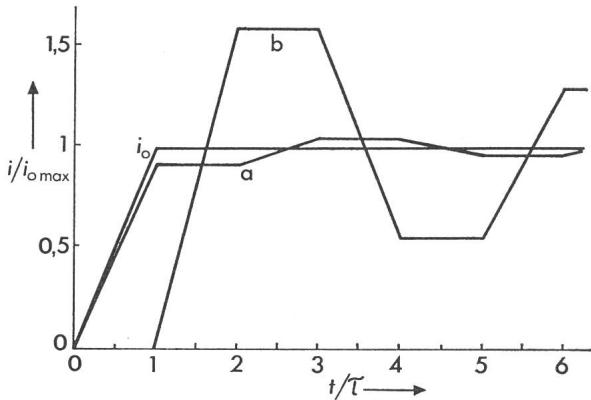


Fig. 3 Courbes du courant dans les schémas de la fig. 2a et 2b

- $i_0$  courant de court-circuit
- a au point a
- b au point b

où  $U_0$  est la tension du front du leader descendant juste avant le foudroiement.

Les résultats des calculs sont reproduits sur la fig. 3 pour  $Z/Z_s = 10$  et  $Z/R_t = 100$ , pour un front triangulaire ayant une durée  $\tau$ . Les courants aux points a et b présentent des oscillations, dont la période est  $4\tau$ . La courbe a, au point foudroyé, a des oscillations beaucoup plus faibles que la courbe b sur la prise de terre.

Pour le cas où le front présente une durée inférieure à  $2\tau$ , on trouve

$$\frac{i_{a \max}}{i_{0 \max}} = \left( \frac{Z}{Z + Z_s} \right)^2 \cdot \left( \frac{Z}{Z + R_t} \right)^2 \cdot \left( 1 + 3 \frac{Z_s}{Z} + \frac{R_t}{Z_s} - \frac{R_t}{Z} \right) \quad (24)$$

Si  $R_t$  est négligeable, on peut employer la formule approximative

$$\frac{i_{a \max}}{i_{0 \max}} = \left( \frac{Z}{Z + Z_s} \right)^2 \cdot \left( 1 + 3 \frac{Z_s}{Z} \right) \quad (25)$$

De telles oscillations  $i_a$  ont été constatées au sommet de l'Empire State Building [3; 4], avec une période d'environ 4 µs. Cette valeur correspondrait à une hauteur d'environ 300 m de la partie large de ce gratte-ciel (hauteur totale 380 m). Mc Eachron [4] explique les oscillations par des réflexions à la base du bâtiment.

Mc Eachron [4] indique d'autre part, que les oscillations du courant au sommet de l'Empire State Building ont des maximums de 5 à 20% de l'onde fondamentale. On peut utiliser ces résultats pour estimer la valeur des impédances d'onde  $Z$  de la foudre. Dans ce but, on calcule le rapport  $i_{a \max}/i_{0 \max}$  suivant l'équ. (25) pour différentes valeurs de  $Z$ , qui sont déterminées à partir des l'équ. (8) et (5) et en adoptant  $r_L = 35$  m,  $h = 300$  m. On trouve alors  $Z_s = 170 \Omega$ . Les résultats des calculs sont donnés sur la fig. 4. Entre  $Z = 300 \Omega$  et  $Z = 2000 \Omega$  (tabl. IV), on retrouve des oscillations d'environ 7...15%, d'accord avec les résultats expérimentaux. Le maximum de 15% correspond à  $Z = 510 \Omega$ . Des valeurs entre 15% et 20% peuvent résulter de la superposition des ondes réfléchies sur les points de branchements du canal de foudre. La valeur  $Z = 3000 \Omega$ , proposée par les auteurs américains [5], correspond à des oscillations de 5% (fig. 4), semble donc être possible, mais seulement pour une foudre extrêmement faible.

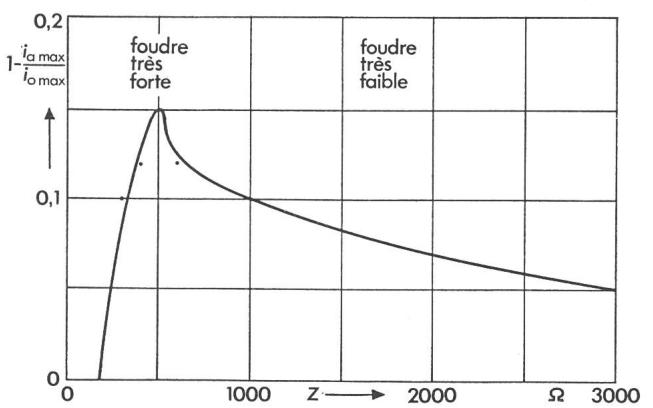


Fig. 4 Part des oscillations dans le courant de foudre au sommet de l'Empire State Building en fonction de l'impédance d'onde de la décharge principale

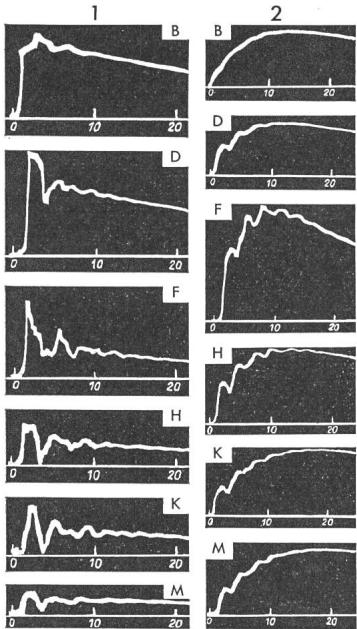


Fig. 5 Oscillations du courant de foudre dans un modèle du mât de télévision de Chorzów

- 1 front de l'onde 0,3  $\mu$ s
- 2 front 2,5/ $\mu$ s
- B sommet
- D, F, H, K, M base du système
- D total
- F trois haubans supérieurs
- M construction centrale

Une étude semblable sur l'impédance d'onde  $Z$  utilisant le mât de télévision de Chorzów (Haute Silésie), d'une hauteur d'environ 200 m [9] n'a pas réussi, car la précision des enregistrements de la foudre naturelle avec les barreaux magnétiques, de 10...20 %, s'est avérée insuffisante pour une comparaison des courants au sommet et à la base. Par contre, une étude oscillographique sur un modèle de laboratoire a été faite en modélisant le mât central et les 9 haubans latéraux. Une partie des résultats est reproduite à la fig. 5. Le front de 2,5  $\mu$ s donne des oscillations beaucoup plus faibles que pour 0,3  $\mu$ s. L'oscillation fondamentale a une période d'environ 2,7  $\mu$ s. D'autres

oscillations sont superposées. Le courant au sommet (B) présente des oscillations beaucoup plus faibles que les courants à la base.

## 7. Bases théoriques électrodynamiques

Des répartitions théoriques de la densité linéaire de la charge induite le long du canal de foudre lors de la décharge principale sont représentées sur la fig. 6 [10; 11]. La partie A correspond à l'état initial de cette décharge resp. à l'état final du leader descendant. Cette répartition a été discutée dans l'étude consacrée au mécanisme du leader [12]. La partie B représente l'état final de la décharge principale, la partie C l'état intermédiaire, lorsque le front de cette décharge est arrivé au point a. La fig. 6 montre en outre les images en miroir des répartitions.

Ces répartitions correspondent à un champ inducteur ( $E_0 - E_R$ ) uniforme tout le long du canal de foudre. De cette simplification résultent la terminaison abrupte des répartitions à l'extrémité supérieure, celle de la répartition A à l'extrémité inférieure, ainsi que le front rectangulaire de l'onde ascendante E. La fig. 6 montre en outre les images en miroir des répartitions.

Sur la fig. 7, les répartitions sont représentées en tenant compte de la non-uniformité du champ inducteur ( $E_0 - E_R$ ). En particulier, la terminaison abrupte en haut a été remplacée par une terminaison arrondie qui correspond aux résistances et aux gradients  $E_R$  très grands des streamers qui s'y trouvent. On y tient également compte du rôle spécial du gradin inférieur b du leader descendant A, des grandes valeurs  $E_R$  de ce streamer.

Les figures 6 et 7 ne tiennent toutefois pas compte de l'antileader ascendant qui se propage de l'objet qui va être foudroyé à la rencontre du leader descendant saccadé. L'antileader sort d'un objet fortement en saillie: mât, bâtiment, conducteur d'une ligne, arbre (surtout épicéa, sapin, mélèze, poirier). La fig. 8 représente les répartitions des charges compte tenu de l'antileader. Le dernier gradin du leader est a-b, l'antileader étant b-c. Deux cas sont visibles: A, B, C où le dernier gradin a-b est en état de plasma très chaud, et D, E, F où le gradin a-b se trouve en état de streamer froid. Les répartitions C et F devraient être utilisées dans les études de la composante électrique de la surtension induite (problèmes de l'amorçage inverse et de la protection des réseaux basse tension).

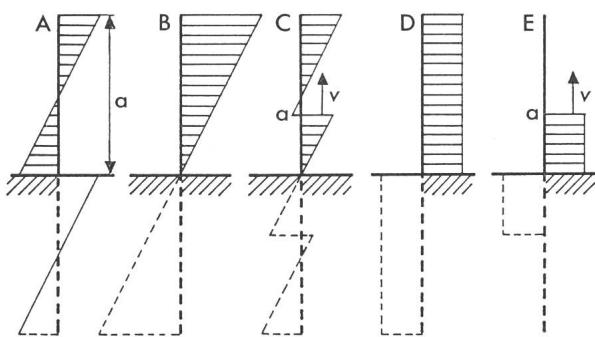


Fig. 6 Répartitions des charges dans le canal de foudre

- A leader descendant qui touche le sol plat
- B état final de la décharge principale
- C état intermédiaire de la décharge principale
- D différence entre A et B
- E différence entre A et C

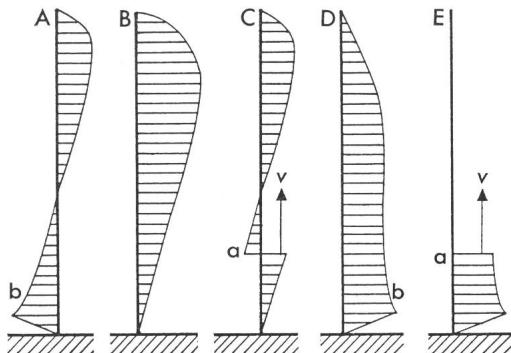


Fig. 7 Répartitions des charges dans le canal de foudre compte tenu de la non-uniformité du champ inducteur

- A état final du leader descendant qui vient de toucher le sol plat
- B état final de la décharge principale
- C état intermédiaire de la décharge principale
- D différence entre A et B
- E différence entre A et C
- a front de l'onde ascendante
- b dernier gradin du leader

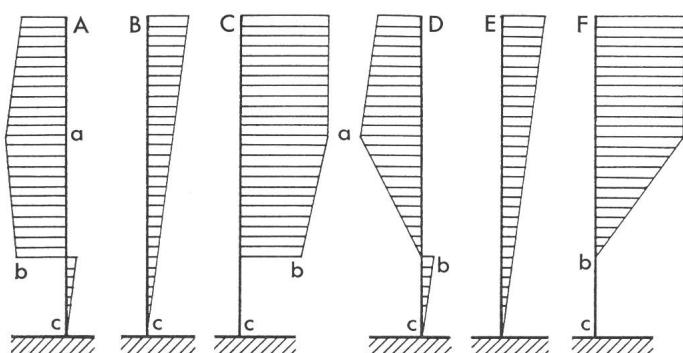


Fig. 8 Répartitions des charges dans la partie inférieure de la foudre

a-b dernier gradin du leader descendant  
c-b antileader

A, B, C cas où le gradin a-b présente un canal de plasma chaud  
D, E, F cas où le gradin a-b est un streamer froid arrêté  
A, D rencontre du leader et de l'antileader  
B, E état final de la décharge principale  
C différence entre les états A et B  
F différence entre les états D et F

De telles répartitions peuvent être utilisées pour les calculs de la charge de choc dans un coup de foudre et de la valeur de crête du courant de choc [10; 11]:

$$Q = \pi \varepsilon_0 \frac{(U_0 - U_R + U_\Delta) a}{\ln(a/r) - 1} \quad (26)$$

$$i = 4 \pi \varepsilon_0 \frac{(U_0 - U_R) v}{\ln(a/r) - 1} \quad (27)$$

où  $U_0$  est la tension primaire le long du canal,  $U_R$  la chute de tension ohmique le long du canal et  $U_\Delta$  la tension supplémentaire, introduite pour tenir compte de la non-uniformité du champ ( $E_0 - E_R$ ). Les équations présument les unités C, kA, MV, m et m/μs.

En choisissant le rapport  $a/r = 10^2$ , on obtient

$$i = 0,0077 (U_0 - U_R) v \quad (28)$$

La fig. 9 représente le courant  $i$  en fonction de la vitesse  $v$  pour différentes valeurs de  $(U_0 - U_R)$ .

## 8. Electromagnétisme de la décharge principale

Outre la chute ohmique  $U_R$  et le champ correspondant  $E_R$ , une chute inductive  $U_S$  resp.  $E_S$  entre en jeu. Son introduction dans les équations électrodynamiques provenant de l'électrostatique n'est pas bien fondée. Pour caractériser approximativement le rôle du champ électromagnétique, l'auteur s'est basé [10] sur les équations de Maxwell. Il tient compte du potentiel scalaire  $V_e$  et du potentiel vectoriel  $V_m$  ainsi que des

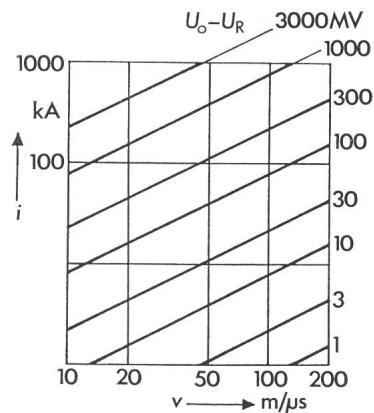


Fig. 9 Courant de choc en fonction de la vitesse de la décharge principale pour différentes tensions ( $U_0 - U_R$ )

deux composantes du champ électrique correspondantes  $E_e$  et  $E_m$ . Il en résulte que les deux composantes sont de signe opposé. Le gradient  $E_e$  tend à augmenter la vitesse de la propagation de l'onde ascendante tandis que la composante  $E_m$  freine ce mouvement. Toutefois cette influence n'est forte que si la vitesse  $v$  est proche de la vitesse de la lumière.

## Bibliographie

- [1] D.J. Malan and H. Collens: Progressive lightning III. The fine structure of return lightning strokes. Proceedings of the Royal Society of London, Series A: Mathematical and Physical Sciences 162(1937)909, p. 175...203.
- [2] B.F.J. Schonland, D.J. Malan and H. Collens: Progressive lightning II. Proceedings of the Royal Society of London, Series A: Mathematical and Physical Sciences 152(1935)877, p. 595...625.
- [3] K.B. McEachron: Lightning to the Empire State Building. Journal of the Franklin Institute 227(1939)2, p. 149...217.
- [4] K.B. McEachron: Lightning to the Empire State Building. Trans. AIEE Electr. Engng. 60(1941)9, p. 885...889.
- [5] C.F. Wagner and A.R. Hileman: Surge impedance and its application to the lightning stroke. Trans. AIEE, Power Apparatus and Systems 80(1962)58, p. 1011...1022.
- [6] R. Lundholm: Surtension produite lors d'un coup de foudre direct sur un pylone de ligne de transport d'énergie. Rapport CIGRE No. 333, 1958.
- [7] R. Lundholm, R.B. Finn and W.S. Price: Calculation of transmission line lightning voltages by field concepts. Trans. AIEE, Power Apparatus and Systems 76(1958)34, p. 1271...1283.
- [8] S. Szpor: Influence of surge reflections on lightning current records. Archiwum Elektrotechniki 20(1971)2, p. 305...310.
- [9] J. Samula: Model investigations of lightning current distribution in television mast. Archiwum Elektrotechniki 20(1971)2, p. 311...325.
- [10] S. Szpor: Elektrodynamic considerations of lightning problems. II. Acta Geophysica Polonica 19(1971)1, p. 35...48.
- [11] S. Szpor: Review of the theories of the lightning main discharge. Archiwum Elektrotechniki 26(1977)2, p. 279...290.
- [12] S. Szpor: Théorie de relaxation du leader saccadé de la foudre. Bull. ASE/UCS 68(1977)24, p. 1293...1296.

## Adresse de l'auteur

Prof. Dr.-Ing. S. Szpor, Instytut Wysokich Napięć i Aparatów Elektrycznych, Politechnika Gdańsk, Gdańsk, Pologne.