

II.1- INTRODUCTION :

L'effet couronne, phénomène aujourd'hui bien connu, se manifeste sous forme d'une gaine lumineuse bleuâtre qui apparaît autour d'un fil mince, lorsque celui-ci est porté à un potentiel suffisant. Il rappelle le halo lumineux visible à la périphérie du soleil, au moment des éclipses, et qui lui a donné son nom. Du point de vue physique et électrique, ce phénomène est dû à l'ionisation de l'air, dès que le champ électrique régnant au voisinage immédiat du conducteur devient suffisant. Lorsque l'on utilise des conducteurs de plus gros diamètre, comme ceux qui équipent les lignes aériennes, on constate que la gaine lumineuse évolue en décharges discrètes que les spécialistes ont coutume d'appeler « **aigrettes** » ou « **effluves** ». On peut remarquer ici que ce phénomène se manifeste aussi dans des conditions naturelles, en particulier à l'approche d'un orage : sous l'effet de l'intense champ électrique généré par les charges électriques du nuage orageux, il se forme au sommet de toutes les pointes ou aspérités (mâts, paratonnerres, pics montagneux...) des effluves ou aigrettes, accompagnées d'un crépitement caractéristique. Les alpinistes connaissent bien ce bruit, qu'ils appellent « bruit d'abeilles ». Les feux de Saint-Elme, décrits par les anciens navigateurs, n'ont pas d'autre origine. Lors de l'effet couronne, l'énergie dissipée est à l'origine de pertes électriques et les impulsions électriques associées aux aigrettes entraînent des perturbations radioélectriques. Par l'analyse des résultats de mesures antérieures sur de nombreux types de conducteurs, on a mis en évidence l'influence des principaux paramètres régissant l'amplitude des phénomènes couronne. Dans leur ordre de mise en évidence, ce sont le champ électrique superficiel du conducteur, son diamètre, son état de surface, la densité de l'air environnant. [5].

II.2- Nature de l'effet couronne :

II.2.1- Avalanche électronique :

L'effet couronne désigne l'ensemble des phénomènes liés à l'apparition d'une conductivité d'un gaz dans l'environnement d'un conducteur porté à une haute tension. Cette conductivité est due au phénomène d'ionisation, que l'on explique de la façon suivante : Il existe toujours dans l'air un certain nombre de paires ions positifs - électrons libres, créés par rayonnement cosmique ou par la radioactivité naturelle. Lorsque ces électrons sont soumis à un champ électrique, ils sont accélérés, et si le champ est assez intense, l'énergie qu'ils acquièrent devient suffisante pour provoquer l'ionisation des molécules neutres qu'ils heurtent (ionisation par choc). Il se crée de nouveaux électrons libres, lesquels, soumis au même champ, vont également ioniser des molécules, et ainsi de suite : le processus prend une allure d'avalanche, dite avalanche de Townsend. Pour qu'une telle avalanche puisse se maintenir, il faut qu'elle atteigne une taille critique, et que le champ électrique ait une valeur suffisante. En champ uniforme, dans les conditions normales de l'air, cette valeur est très voisine de 30 kV/cm, et le phénomène évolue jusqu'au claquage de l'intervalle entre les électrodes. Ce champ est alors appelé champ disruptif. Mais au voisinage d'un conducteur d'une ligne électrique, les surfaces équipotentielles ont une très forte courbure, et le champ électrique décroît très rapidement en fonction de la distance au conducteur. L'avalanche électronique ne peut se produire que si le champ à la surface du conducteur atteint une valeur supérieure à 30 kV/cm, d'autant plus grande que le rayon du conducteur est petit. Ce champ superficiel est appelé champ critique [5].

a. En polarité négative du conducteur : l'avalanche électronique se développe depuis le conducteur vers l'extérieur ; elle s'arrête à une certaine distance où le champ n'est plus suffisant pour assurer l'effet multiplicateur. Ce champ est de l'ordre de 26 kV/cm. Le phénomène d'ionisation est alors limité à une couronne d'une épaisseur bien définie.

b. En polarité positive du conducteur : au contraire, l'avalanche électronique prend naissance dans l'espace voisin, et se développe vers le conducteur. Les électrons sont absorbés par celui-ci, laissant derrière eux un nuage d'ions positifs, beaucoup moins mobiles ; tout se passe comme si le conducteur était prolongé par une pointe positive, qui permet ensuite la formation d'une nouvelle avalanche un peu en avant de la précédente. Ce processus d'ionisation se propage autour du conducteur nettement plus loin que les avalanches de polarité négative, et est appelé streamer.

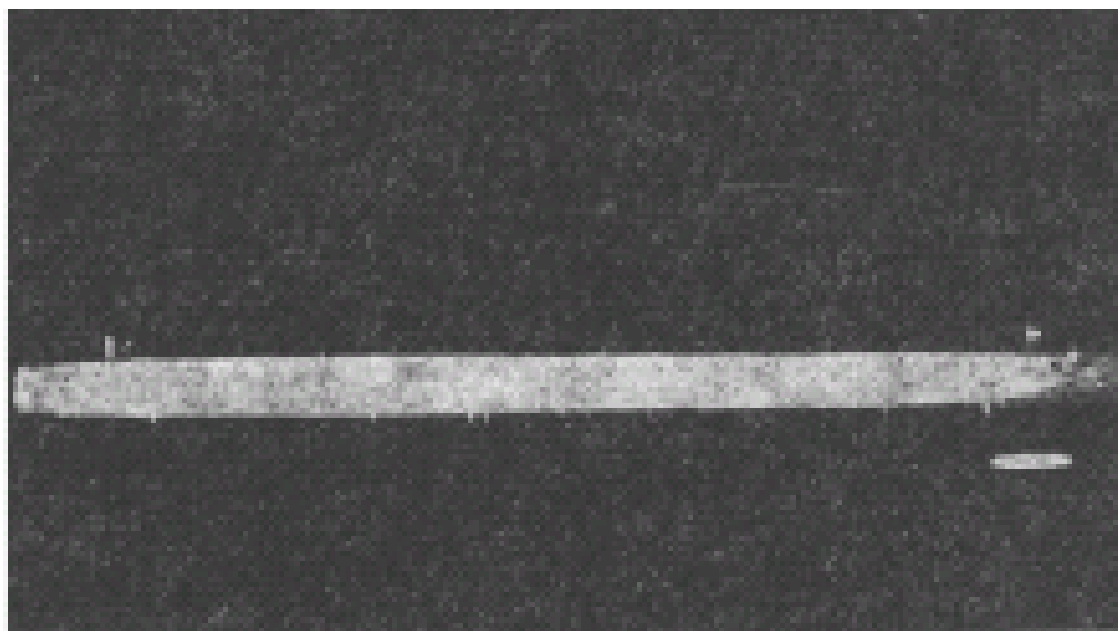


Figure 1 – Effet couronne négatif

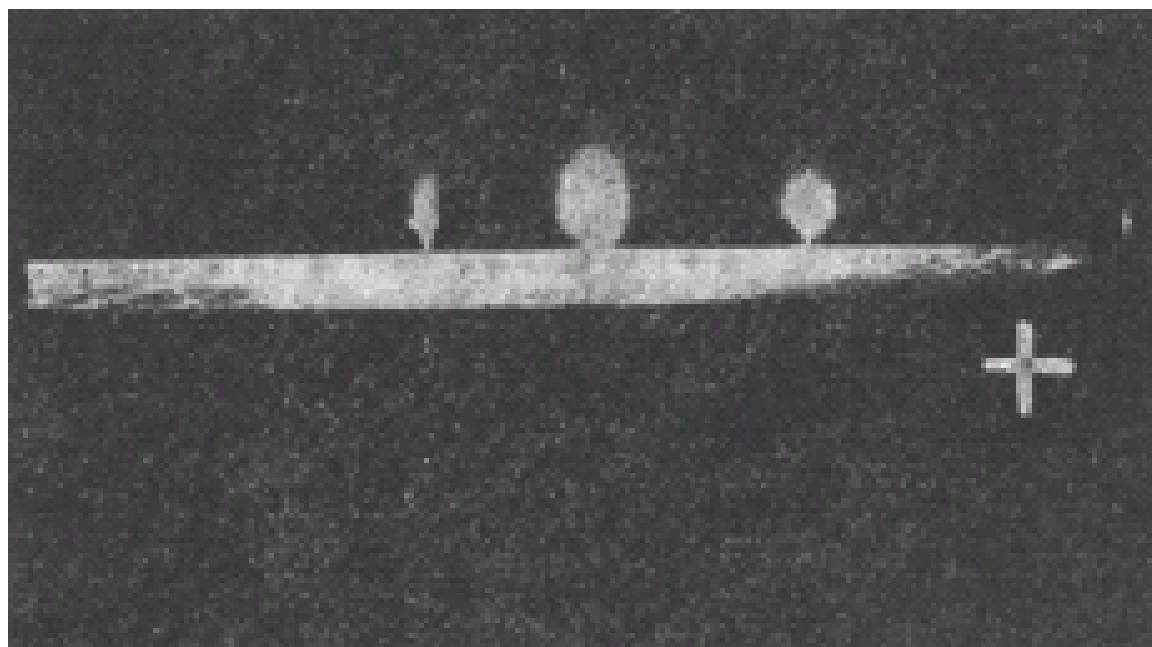


Figure 2 – Effet couronne positif

II.2.2- L'historique de phénomène :

Dès les débuts de l'électrotechnique des hautes tensions, l'attention des ingénieurs et des chercheurs fut attirée par le curieux phénomène désigné par « Effet couronne » ou « Corona ». On peut considérer que le véritable pionnier de l'étude scientifique de l'effet couronne est un chercheur américain, R.W. Peek, qui, vers 1920, établit une loi empirique exprimant le seuil d'apparition de la lueur, en terme de champ électrique superficiel. Cette loi célèbre est toujours en usage aujourd'hui. Mais si la curiosité scientifique fut sans doute la motivation originale des chercheurs, les premiers transports d'énergie à haute tension montrèrent rapidement que l'effet couronne était une source de **pertes**, et ce furent alors des préoccupations d'ordre économique qui incitèrent à poursuivre les recherches et à approfondir les mécanismes physiques mis en jeu. De 1920 jusqu'à l'immédiat avant-guerre, de nombreuses théories virent le jour, pour expliquer la formation des pertes : il est alors reconnu que l'ionisation génère des charges d'espace, et que c'est leur mouvement autour des conducteurs qui est responsable de ces pertes. On peut citer, pour cette époque, les travaux de Ryan et Henline (1924), de Hesselmeyer et Kostko (1925), de Holm (1927). La très grande variété de formules donnant les pertes, proposées par ces auteurs et d'autres, montre à quel point le problème est délicat. C'est à cette même période que l'on mit en évidence le fait que la gaine lumineuse des fils fins évoluait en décharges discrètes lorsque le diamètre du conducteur utilisé croissait. Ce fut le mérite de Trichel (1938), puis plus tard de Loeb, Raether et d'autres, d'analyser les caractéristiques et les mécanismes de formation de ces décharges, plus communément appelées « **aigrettes** » dans le langage des spécialistes. Ces chercheurs montrèrent très clairement que le phénomène fondamental générant l'effet couronne est « **avalanche électronique** ». Ce n'est qu'à partir de 1945 que l'on a commencé à se préoccuper d'une autre conséquence de l'effet couronne, liée à la formation des aigrettes : les **perturbations radioélectriques**. Les aigrettes, qui sont d'un point de vue électrique des impulsions de courant très brèves, génèrent au voisinage d'une ligne à haute tension un champ électromagnétique à haute fréquence ; à l'écoute d'une émission de radiodiffusion, ce champ est capable de gravement perturber le signal utile, en y superposant des parasites qui se manifestent par un crépitement quasi permanent. Le décalage de près de 25 ans entre l'étude de ces deux aspects de l'effet couronne – pertes et perturbations – n'a rien d'étonnant, car si les considérations énergétiques apparurent très vite, le phénomène perturbateur ne devenait vraiment gênant qu'aux tensions supérieures à 220 kV. C'est donc l'introduction du transport

de l'énergie électrique à 380 kV et au-dessus qui suscita d'actives recherches dans ce domaine. Pour réduire le champ superficiel d'un conducteur équipant une ligne de tension donnée, s'offrent deux possibilités : accroître son rayon, ou utiliser plusieurs sous-conducteurs de rayon moindre, groupés en « faisceau ». Les tentatives pour utiliser des conducteurs de fort diamètre (de l'ordre de 50 mm) se heurtèrent rapidement à des poids excessifs, à une mauvaise utilisation de la section (effet de Peau) et à des difficultés de pose. Aussi y eut plusieurs tentatives pour mettre au point des conducteurs creux, remplis de polythène, ou comportant des entretoises internes. Dans certains de ces types de conducteurs, la couche superficielle était constituée de méplats emboîtés les uns dans les autres, mais ces conducteurs s'avérèrent très fragiles. Finalement, on s'orienta vers l'emploi de faisceaux, cette solution technique étant aujourd'hui universellement utilisée sur les lignes de tension [5].

supérieure ou égale à 380 kV. Des mesures correctes du **champ perturbateur** nécessitèrent de nombreuses études et mises au point. Il existait vers 1950 une grande diversité d'appareils de mesure des champs, se différenciant par leur bande passante, leurs caractéristiques de détection (c'est-à-dire mesurant la valeur efficace du signal, ou sa valeur de crête, ou de quasi-crête) ; on se rendit rapidement compte que la comparaison des mesures effectuées dans les divers pays participant aux études nécessitait une unification des caractéristiques. Ce travail de normalisation fut réalisé au sein d'un Comité International, le CISPR, comité aujourd'hui intégré à la Commission Électrotechnique Internationale.

Néanmoins, les Américains préférèrent toujours utiliser l'appareil conforme à la norme américaine « ANSI », mais le facteur de correction entre les deux est maintenant bien connu. Il est clair qu'à côté de tout ce travail expérimental, il était nécessaire de mener des recherches théoriques, en vue d'une compréhension approfondie de la physique des phénomènes : par une évolution toute naturelle des esprits, celles-ci ont porté d'abord sur l'étude de l'aigrette individuelle et de son champ électromagnétique local. Mais, très rapidement, a été mise en évidence l'importance de la propagation des hautes fréquences le long d'une ligne, ce qui a conduit à l'étude théorique des champs guidés, de leur propagation et de leur atténuation. Ces travaux ont abouti à la mise au point de méthodes de calcul des perturbations extrêmement élaborées, d'ailleurs encore poursuivies et affinées jusque vers les années 1980. La mise au point par EDF du code de calcul ANALIG permet désormais la prévision, avec une grande précision, non seulement du niveau perturbateur, mais aussi de son atténuation transversale.

II.3- Aspect physique de l'effet couronne en tension continue :

Lorsque l'on porte un conducteur à une tension continue et que l'on fait croître celle-ci, on voit apparaître tous les modes d'émission de charges qui ont été décrits en courant alternatif en particulier, les petites aigrettes ou impulsions de Trichel en polarité négative, les grandes aigrettes ou streamers en polarité positive.

L'émission d'Hermstein, qui est un régime d'émission continue de charges sans impulsions, est également présente. Mais, la différence avec l'effet couronne en tension alternative, où les émissions de charges sont concentrées au voisinage de la crête de la sinusoïde de tension, est que l'émission de charge est ici permanente, et injecte, dans l'espace environnant le conducteur, des ions unipolaires. Il en résulte qu'une charge d'espace se constitue, remplissant tout l'espace entre le conducteur et le sol, ainsi qu'entre conducteurs lorsque le système est bipolaire. Au voisinage immédiat du conducteur, la densité de charge d'espace est suffisamment élevée pour agir comme écran et pour modifier le champ électrique superficiel, de sorte que le champ superficiel effectif diffère notablement du champ statique calculé sans charges d'espace [5].

II-4) Mécanismes gouvernant la formation des ions

Les phénomènes qui ont pour lieu les milieux gazeux sont représentés par des mécanismes de collisions entre les particules du gaz. Lorsque l'énergie cinétique de ces particules, avant et après une collision, obéit au principe de conservation de l'énergie, on parle de collisions élastiques, dans le cas contraire où le bilan énergétique est retrouvé en faisant intervenir des changements d'énergie interne d'une ou plusieurs particules, on parle de collisions inélastiques. Ce sont ces dernières qui expliquent les phénomènes se produisant dans l'effet couronne. Les divers types d'évènements qui modifient l'énergie interne des particules font tous intervenir leurs charges électriques. On en distingue :

- **L'excitation atomique** : Un atome neutre peut être excité soit par collision avec un électron, soit par absorption d'un photon. Dans le premier cas, la réaction s'écrit :



Cette réaction n'est possible que si l'énergie de l'électron incident est au moins égale à l'énergie d'excitation. Dans les mécanismes de la décharge couronne, l'excitation atomique intervient essentiellement par son processus inverse, la désexcitation est accompagnée de l'émission d'un photon et ce phénomène est responsable des effets lumineux observés.

- **L'ionisation par collision électronique** : L'ionisation d'un gaz par les électrons libres accélérés dans le champ électrique est le processus essentiel de la formation des ions positifs, ce phénomène est appelé processus α (ou avalanche, voir § I-3). L'ionisation n'a lieu par choc électronique que lorsque l'énergie cinétique de l'électron incident est au moins égale à l'énergie d'ionisation de l'atome considéré. On écrit :



- **La photo-ionisation** : Pour qu'un processus d'ionisation puisse se produire lors de l'absorption d'un photon par une particule gazeuse, il faut que l'énergie du photon incident soit au moins égale à l'énergie d'ionisation de la particule considérée [10]. La photo-ionisation peut aussi se produire comme suit : les électrons accélérés par le champ électrique

excitent par collision des molécules neutres qui reviennent à leur état fondamental avec émission d'un photon.

▪ **La recombinaison** : soit deux types à considérer :

a) **Recombinaison entre ions** : Ce phénomène est caractérisé par la présence de particules chargées différemment (ions positifs et négatifs) qui échangent leurs charges pour y revenir à l'état neutre. Ces réactions inverses des réactions d'ionisation, libèrent une certaine énergie, soit sous forme de photon, soit sous forme d'énergie cinétique cédée à une molécule de gaz voisine. Dans l'effet couronne ces réactions se produiront dans les régions de champ électrique faible.

b) **Recombinaison ion⁺ - électron** : Lorsqu'un électron se recombine avec un ion⁺ pour redonner un atome neutre, la réaction libère une énergie égale à l'énergie d'ionisation sous forme d'un photon. Les photons émis peuvent à leur tour ioniser le gaz à une certaine distance ce qui expliquerait le développement des streamers (voir § I-4).

▪ **L'attachement** : L'attachement d'un électron par un atome ou une molécule neutre conduit à la formation d'un ion négatif. Ce processus ne peut pas avoir lieu si les électrons sont trop énergétiques. Il s'avère qu'en champ électrique très faible et dans les conditions normales de l'air, que l'attachement des électrons est alors extrêmement rapide et que le nombre d'électrons libres par unité de volume diminue de moitié en quelque 10^{-10} secondes. Ce mécanisme est exprimé par le coefficient d'attachement η .

▪ **Le détachement** : C'est le processus inverse du précédent. Un ion négatif perd son électron supplémentaire. Dans le cas du phénomène couronne, ce processus ne joue qu'un rôle négligeable, la neutralisation d'un ion négatif a lieu principalement par collision ou par absorption de l'électron par un conducteur.

▪ **Le mouvement des charges dans un champ électrique** : Les particules chargées subissent normalement un mouvement désordonné d'agitation thermique et de diffusion. En présence d'un champ électrique, ces particules sont soumises de plus à une force $\vec{F} = q \cdot \vec{E}$ qui leur communique une accélération dans la direction du champ. Sous l'effet de cet ensemble de forces, les particules acquièrent en définitive une composante de vitesse moyenne \vec{v} . Le

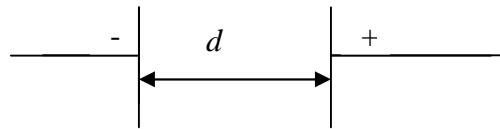
mouvement des ions est alors régi par la loi simple : $\vec{v} = \mu \cdot \vec{E}$ ou : μ est la mobilité ionique].

II-5) Décharge de Townsend

Le mécanisme de la décharge de Townsend a suscité l'intérêt de plusieurs auteurs qui l'ont bien détaillé dans leurs travaux [6,7]. En bref, la décharge de Townsend a lieu selon le mécanisme suivant :

Un électron « germe » accéléré par le champ électrique appliqué acquiert une énergie qui peut suffire, à partir d'une certaine valeur de champ électrique, à ioniser par collisions une particule neutre du gaz. Les nouveaux électrons créés vont participer à leur tour au mécanisme d'ionisation des molécules neutres produisant ainsi une multiplication ou avalanche électronique. Townsend a introduit un coefficient multiplicateur α qui permet d'exprimer l'accroissement d'électrons dN le long d'un parcours élémentaire dx de l'avalanche tel que :

$$dN = N \cdot \alpha \cdot dx \quad (\text{II-1})$$



Ce coefficient, appelé générale α_0 et le premier coefficient de Townsend, dépend de la nature du gaz, du champ local E et de la pression du gaz. Dans le cas d'un champ homogène, α est constant dans tout l'intervalle. Ainsi :

$$N = N_0 \exp(\alpha x) \quad (\text{II-2})$$

Où : N_0 est le taux de production d'électrons primaires par seconde.

N est le nombre d'électrons produits par avalanche.

Si d est la distance inter électrodes, le courant mesuré est donné par :

$$i = N_0 \cdot e \cdot \exp(\alpha \cdot d) = i_0 \cdot \exp(\alpha \cdot d) \quad (\text{II-3})$$

Pour qu'une véritable décharge puisse se produire, il faut qu'une succession d'avalanches puisse avoir lieu. Pour Townsend, la cause de ce phénomène est le bombardement de la cathode décrit comme suit : Au niveau de la cathode, les ions positifs formés au cours des collisions ionisantes bombardent la cathode et peuvent en extraire des électrons.

Townsend a introduit un deuxième coefficient γ exprimant la probabilité qu'à un ion à créer un électron. L'expression du courant devient :

$$i = i_0 \cdot \frac{e^{\alpha \cdot d}}{1 - \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1)} \quad (\text{II-4})$$

Le nombre d'électrons créés par une avalanche sera :

$$N = N_0 \cdot \frac{e^{\alpha \cdot d}}{1 - \gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1)} \quad (\text{II-5})$$

Le critère de claquage, selon Townsend, est alors défini comme la distance d pour laquelle le courant devient infini soit :

$$\gamma \cdot (e^{\alpha \cdot d} - 1) = 1 \quad (\text{II-6})$$

I-6) Streamer

Une série d'observations expérimentales effectuées à des pressions élevées de l'ordre de la pression atmosphérique ont permis de mettre en doute le mécanisme d'avalanche décrit par Townsend et de proposer la théorie dite *des streamers* [12-6]. Cette dernière implique seulement les processus d'ionisation dans le volume du gaz, à savoir le processus α et la photo ionisation du gaz [7], ainsi que la déformation du champ électrostatique par la charge d'espace provoquée par le développement des avalanches et des streamers.

Le phénomène de streamer (dard en notation française) peut être décrit physiquement de la manière suivante : Supposons qu'à la suite d'un certain nombre d'avalanches, un filament conducteur partant de l'anode se soit formé possédant à son extrémité une charge positive qui crée un fort champ dans son voisinage. Dans ce champ, un électron libre conduit à une avalanche, les électrons en tête de l'avalanche tendent à neutraliser la charge positive de l'extrémité du filament, en même temps qu'ils excitent les molécules du gaz, ces dernières vont en particulier émettre des radiations photo-ionisantes.

II-7) Décharge couronne en champs non uniformes

En champs non uniformes, le champ électrique varie le long du trajet de l'avalanche, ce qui est le cas au voisinage d'une électrode pointue ou d'un conducteur cylindrique. A cet effet le coefficient α n'est plus constant et N est exprimé par :

$$N = \exp \int_0^l \alpha(E) dl \quad (\text{II-7})$$

L'intégrale étant prise le long d'une ligne de force du champ.

En polarité négative du conducteur, l'avalanche électronique se développe depuis le conducteur vers l'extérieur, elle s'arrête à une certaine distance où le champ est faible.

Dans les zones à faible champ, où l'attachement est favorisé, on peut écrire que :

$$N = \exp \int_0^l (\alpha - \eta) dl, \quad (\text{II-8})$$

où : η est le coefficient d'attachement.

Ainsi, la multiplication électronique s'arrête lorsque l'avalanche a atteint une taille critique L_c [12,6]. A ce stade l'attachement équilibre la formation de nouveaux électrons c'est-à-dire : $\alpha - \eta = 0$, correspondant au champ critique du minimum d'ionisation.

Dans la zone des champs faibles, où l'énergie des électrons n'est plus suffisante pour créer de nouvelles paires, les électrons s'attachent aux molécules neutres pour former des ions négatifs, pendant que les ions positifs, également fournis par l'avalanche, se concentrent au voisinage immédiat du conducteur. On est donc en présence d'un nuage d'ions de deux polarités, qui, compte tenu de leur faible mobilité s'accumulent devant le conducteur. Cependant, comme les ions positifs seront rapidement neutralisés (par restitution d'électrons au contact du conducteur), on observe un excès d'ions négatifs et par conséquent une réduction du champ électrique entre le conducteur et le nuage négatif. Cette réduction bloque la décharge jusqu'au moment où les ions négatifs, emportés suffisamment loin du conducteur, permettront à nouveau le démarrage d'un nouveau processus d'avalanche.

En polarité positive du conducteur, l'avalanche électronique prend au contraire naissance dans l'espace voisin, et se développe vers le conducteur. Les électrons sont absorbés par celui-ci, laissant derrière eux un nuage d'ions positifs, ce processus d'ionisation se propage au tour du conducteur nettement plus loin que les avalanches de polarité négative. Les ions positifs qui s'accumulent le long d'un streamer forment un important nuage de charges d'espace positives. Les charges réduisent suffisamment l'intensité du champ électrique aux environs immédiats du conducteur pour arrêter l'ionisation jusqu'au moment où le nuage emporté loin du conducteur permet à nouveau le démarrage du processus d'avalanche.

II-8) Détermination du champ seuil

On entend par seuil d'effet couronne, la valeur du champ électrique pour laquelle il y a apparition brusque d'une conductivité de l'air au voisinage immédiat d'un conducteur soumis à une tension croissante. Pendant longtemps, la loi de Peek qui date de 1929 [13] a été généralement employée pour l'évaluation du champ seuil E_s d'effet couronne. Son expression est la suivante :

$$E_{S_{peek}} = 31.m.\delta \cdot \left(1 + \frac{0.308}{\sqrt{\delta.R_0}} \right) \quad (\text{En } kV/cm) \quad (\text{II-9})$$

Avec : R_0 : Le rayon de l'électrode active (en cm) ;

m : Un coefficient empirique dépendant de l'état de surface du conducteur ;

δ : La densité relative de l'air, elle peut s'exprimer par :

$$\delta = \frac{P}{760} \cdot \frac{293}{273 + T} \quad (P \text{ en } mmHg) \quad (\text{II-10})$$

$$\delta = \frac{0.392.P}{273 + T} \quad (P \text{ en } torr) \quad (\text{II-11})$$

Avec : T : la température en $^{\circ}C$;

P : la pression du gaz.

Cette loi est empirique, elle s'applique à une structure cylindrique coaxiale dans laquelle le champ superficiel du conducteur est pratiquement constant. Son domaine de validité va des pressions de quelques $cm \text{ Hg}$ jusqu'à quelques atmosphères, des rayons de $0.1mm$ jusqu'à plusieurs centimètres, du régime continu jusqu'à des fréquences de plusieurs kHz .

L'expression générale exprimant le champ seuil E_s est donnée ultérieurement sous la forme [9 -12] :

$$E_s = F \left(1 + \frac{G}{R_0^B} \right) \quad (\text{II-12})$$

F , G et B sont des constantes qui diffèrent d'un auteur à un autre. On retrouve bien l'expression analytique de la loi de Peek dans l'équation (I-12).

Un modèle physique mathématique généralisant la loi de Peck a été établi, il repose d'une part sur la notion de longueur d'avalanche L_c définie pour la première fois par Nasser et Alhamouz [12] et d'autre part sur le critère de Meek

L'expression du champ seuil à la surface de l'anode est donnée par :

$$E_s = E_c \left(1 + \frac{L_c}{R_0}\right) \quad (\text{II-13})$$

Les expressions de E_c et de L_c en fonction de la pression P , de la température T et de l'humidité absolue H_a sont données respectivement par les équations suivantes :

$$E_c(\delta, H_a) = E_c(1,0) \cdot \delta \cdot (1 + \alpha_H \sqrt{H_a}) \quad (\text{II-14})$$

$$L_c(2R_0, \delta, H_a) = L_c(2R_0, 1,0) \cdot \delta^{B_0} \cdot f(H_a) \quad (\text{II-15})$$

où : $\alpha_H = 16.03 \cdot 10^{-3} (g/m^3)^{-1/2}$

$E_c(1,0)$ et $L_c(2R_0, 1,0)$ sont respectivement les valeurs du champ critique du minimum d'ionisation et de la longueur critique de l'avalanche dans les conditions de température et de pression normales ($T=20^\circ\text{C}$ et $P=760\text{mmHg}$) et dans l'air sec ($H_a = 0$).

$$E_c(1,0) = 2.468 \cdot 10^6 \text{ V/m}$$

$$L_c(2R_0, 1,0) = (A_0/2) \cdot (2R_0 \cdot e^{a_0/2R_0} + z_0)^{B_0}$$

avec: $A_0 = 0.1088$, $B_0 = 0.59$, $a_0 = 3 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ et $z_0 = 17 \cdot 10^{-6} \text{ m}$

Des équations (I-14), (I-15) et (I-16), l'expression du champ seuil sera :

$$E_s(2R_0, \delta, H_a) = E_c(\delta, H_a) \cdot \left[1 + \frac{A_0}{2R_0} \left(\frac{2R_0 \cdot e^{(a_0/2R_0)} + z_0}{\delta} \right) \right] \cdot f(H_a) \quad (\text{II-16})$$

La fonction $f(H_a)$ est donnée sous la forme :

$$f(H_a) = 1 - \left[\left(1 + \frac{1}{\Delta(2R_0)} \right) \cdot (\alpha_H - \beta_H(2R_0)) \right] \sqrt{H_a} \quad (\text{II-17})$$

$$\text{Avec : } \Delta(2R_0) = \frac{A_0}{2R_0} (2R_0 \cdot e^{a_0/2R_0} + z_0)^{B_0} \quad (\text{II-18})$$

$\beta_H(2R_0)$: est une constante dépendant de la courbure de l'électrode active. Les mesures effectuées en géométrie cylindrique en fonction du diamètre de l'anode ont permis d'évaluer cette constante (Tableau II-1).

Tableau II-1

$2R_0 (\mu.m)$	42	63	100	224	486	795	1975
$\beta_H \cdot 10^{-3} (g/m^3)$	5.22	6.25	6.27	7.15	7.71	8.99	9.79

La tension seuil V_s correspondant au champ seuil E_s est donnée par :

$$V_s(2R_0, 1, H_a) = V_s(2R_0, 1, 0) \cdot (1 + \beta_H(2R_0) \cdot \sqrt{H_a}) \quad (\text{II-19})$$

Ce modèle est tout à fait complet puisqu'il tient compte des paramètres physiques de l'air (pression, température et humidité) et des paramètres géométriques du système d'électrodes (rayon de courbure de l'électrode active). Il est appliqué aux configurations d'électrodes fil-plan et fil-cylindre.

En géométrie fil-plan (schématisée par la figure I-1), l'espace inter électrodes est répartie en deux zones délimitées par une frontière distante de L_c de la surface de l'électrode active. Sur cette frontière le champ électrique est égal au champ critique E_c du minimum d'ionisation. La zone d'ionisation (I) est caractérisée par une charge d'espace nulle, alors que la zone de dérive (II), est caractérisée par une charge d'espace monopolaire, positive ou négative selon la polarité de la tension appliquée à l'électrode active.

Dans la zone (I), la distribution du champ est laplacienne, le champ seuil E_s à la surface de l'électrode active est calculé à l'aide de l'équation classique :

$$E_s = \frac{V_s}{R_0 \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot H + R_0}{R_0}\right)}, \quad (\text{II-20})$$

où : R_0 est le rayon de l'électrode active, H est la distance inter électrodes et V_s est la tension seuil.

Le champ critique du minimum d'ionisation s'exprime alors par :

$$E_c = \frac{V_s}{(R_0 + L_{c^0}) \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot H + R_0}{R_0}\right)} \quad (\text{II-21})$$

Des équations (II-20) et (II-21), L_c peut s'écrire sous la forme :

$$L_c = \frac{E_s}{E_c} R_0 - R_0 \quad (\text{II-22})$$

La charge d'espace libre ρ dans la zone active ou d'ionisation est nulle ($\rho = 0$,

$R_0 < x < L_C + R_0$) car il y a approximativement autant d'ions positifs que d'électrons. Cette zone de faibles dimensions peut être assimilée à un cylindre de rayon $R_0 + L_C$, où la distribution du champ demeure laplacienne [16,17]. La chute de tension U_C dans cette zone peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$U_C = E_C (R_0 + L_C) \cdot \ln\left(\frac{L_C + R_0}{R_0}\right) \quad (\text{II-23})$$

Connaissant la tension appliquée à l'électrode active à savoir V_{app} et la chute de tension U_C , il est aisé de déterminer le potentiel V_C à la frontière (sur laquelle $E = E_C$) par :

$$V_C = V_{app} - U_C \quad (\text{II-24})$$

On peut aussi déterminer V_C par :

$$V_C = U_d, \quad (\text{II-25})$$

Où: U_d est la chute de tension dans la zone de dérive et :

$$V_{app} = U_C + U_d \quad (\text{II-26})$$

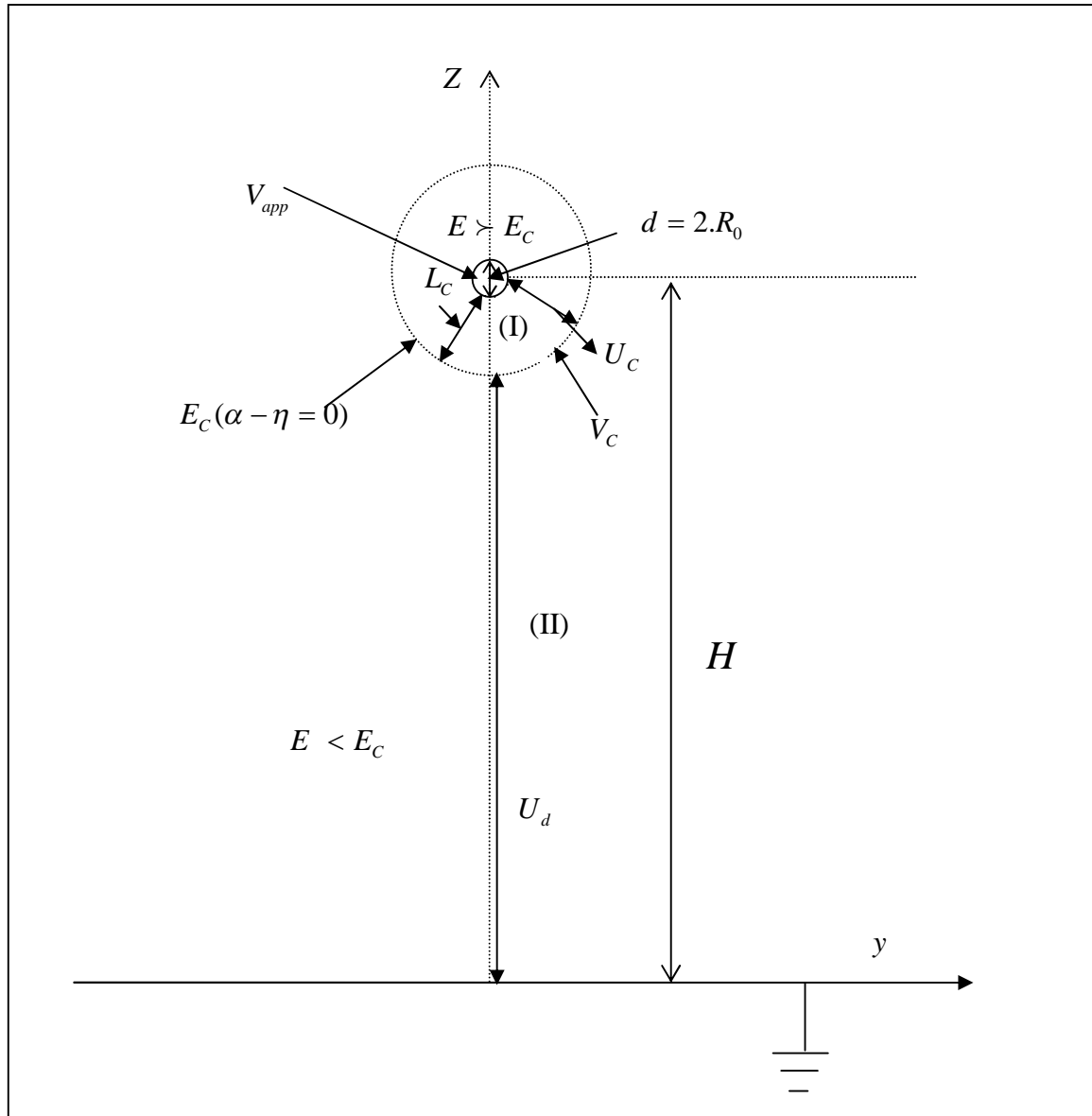


Figure I-1 Représentation schématique d'une décharge couronne continue en géométrie fil-plan

II-9) Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons évoqué les mécanismes fondamentaux qui assurent la propagation de la décharge dans un gaz, au niveau de ces particules.

Pour rendre compte des aspects de la décharge couronne, on a évoqué le champ seuil déterminé la première fois par Peek et le champ critique du minimum d'ionisation. Un modèle général incluant les paramètres physiques de l'air détermine ses champs, il est applicable en polarité positive. L'étude de ces champs est nécessaire dans le calcul numérique pour déterminer le potentiel à la frontière d'ionisation, mais le modèle décrit n'a pas été vérifié dans le cas de la polarité négative ce qui nous a amené à effectuer des essais de la tension seuil. Le champ critique étant considéré le même pour les deux polarités. Dans le chapitre qui suit nous avons mené l'étude théorique de la sonde linéaire polarisée sur laquelle les essais de détermination du champ électrique ont été effectués.