

# Sur l'équation de la décharge disruptive et la possibilité de trois sortes de potentiels explosifs

Autor(en): **Guye, C.-E.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Archives des sciences physiques et naturelles**

Band (Jahr): **42 (1916)**

PDF erstellt am: **21.07.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-743274>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

SUR  
**L'ÉQUATION DE LA DÉCHARGE DISRUPTIVE**  
ET LA POSSIBILITÉ DE  
**TROIS SORTES DE POTENTIELS EXPLOSIFS**

PAR

**C.-E. GUYE**

---

La théorie de la décharge disruptive basée sur l'ionisation par chocs conduit, comme on sait, à l'expression suivante du courant de décharge

$$i = i_0 \frac{e^{a(\alpha-\beta)} - 1}{\alpha - \beta e^{a(\alpha-\beta)}} \quad (I)$$

et l'on admet généralement que le potentiel explosif correspond au cas où le courant tend à devenir infini ; c'est-à-dire lorsque le dénominateur s'annule (<sup>1</sup>).

Le but de cette note est de montrer que l'équation (I) permet de prévoir trois sortes de potentiels explosifs.

Le *premier potentiel* explosif correspond à la condition

$$\alpha = \beta e^{a(\alpha-\beta)} \quad \alpha > \beta ;$$

c'est celui que l'on observe le plus fréquemment.

<sup>1</sup>) L'expression (I) est relative à la décharge entre deux plateaux parallèles, la cause ionisante initiale étant uniformément répartie dans tout le gaz. Dans cette expression,  $i_0$  est le courant de saturation correspondant à la cause ionisante initiale ;  $a$  la distance des deux plateaux ;  $\alpha$  le nombre des chocs ionisants produits par un électron dans un parcours d'un centimètre ;  $\beta$  le nombre des chocs ionisants produits dans les mêmes conditions par l'ion positif. Lorsque la cause ionisante est une source de rayons ultra-violetts frappant le plateau négatif, le dénominateur de l'expression (I) conserve la même forme (voir P. Langevin, *le Radium*, t. III, 1906). On retrouve dans ce cas les trois mêmes conditions pour le potentiel explosif.

Mais indépendamment de cette solution généralement admise, le dénominateur de l'expression (I) peut s'annuler pour la condition  $\alpha = \beta$ .

Dans ce cas l'expression prend la forme  $\frac{0}{0}$ ; elle a pour valeur limite

$$i = i_0 \frac{a}{1 - a\alpha} = i_0 \frac{a}{1 - a\beta}. \quad (\text{II})$$

Le courant de décharge prend donc en général une valeur finie, mais dans le cas particulier où

$$\alpha = \beta = \frac{1}{a},$$

le courant tend de nouveau à devenir infini et l'on a une seconde espèce de potentiel explosif que nous appellerons *deuxième potentiel explosif*.

Enfin le dénominateur de l'équation (I) s'annule également pour la condition

$$\beta = \alpha e^{a(\beta - \alpha)} \quad \beta > \alpha.$$

Le numérateur de l'expression (I) reste alors fini comme dans le premier cas; en outre numérateur et dénominateur changent de signe; le sens de la décharge n'est donc pas modifié; c'est le *troisième potentiel explosif*.

Les conditions relatives à ces trois sortes de potentiels explosifs peuvent être représentées graphiquement de façon très simple.

Mettons en effet l'expression (I) sous la forme

$$i = i_0 \frac{e^{-a\beta} - e^{-a\alpha}}{\alpha e^{-a\alpha} - \beta e^{-a\beta}}.$$

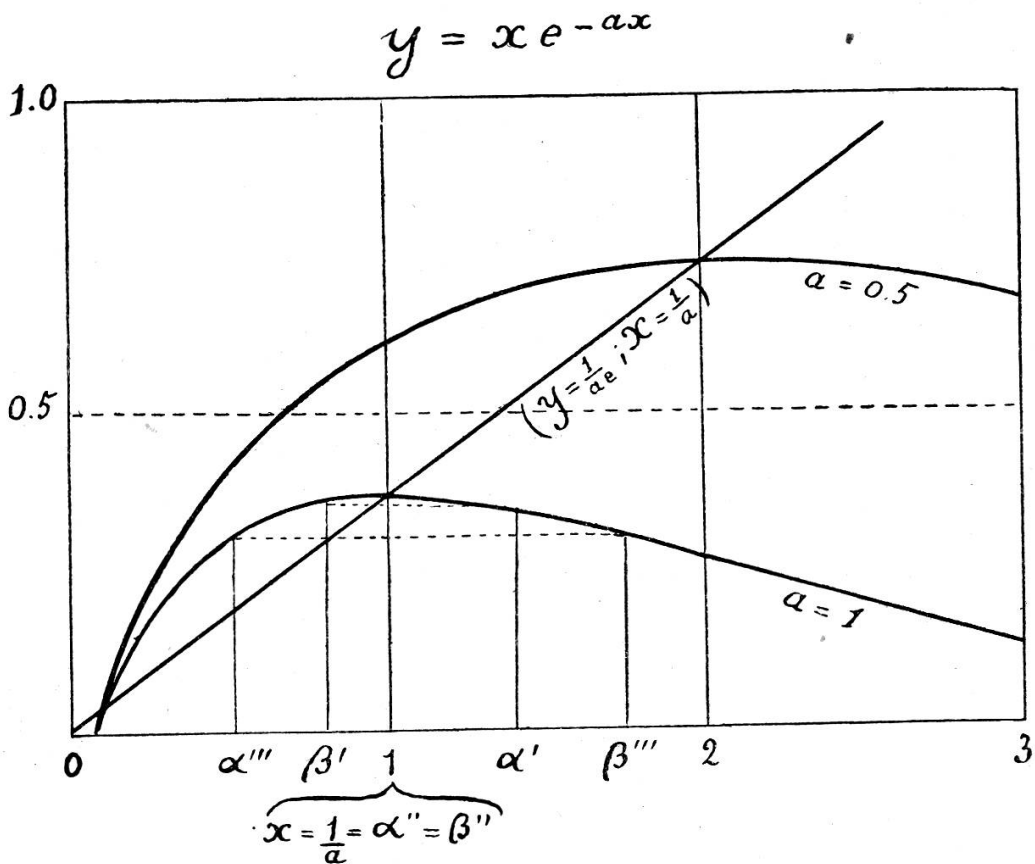
Sauf le cas  $\alpha = \beta$  pour lequel la valeur de  $i$  est donnée par l'expression (II) le numérateur reste fini <sup>(1)</sup>. Il est aisé de démontrer d'autre part que la fonction  $y = xe^{-ax}$  qui figure au dénominateur jouit des propriétés suivantes: elle s'annule pour

<sup>1)</sup>  $\alpha$  et  $\beta$  n'étant pas infinis.

$x = 0$  et  $x = \infty$ ; passe par un maximum pour  $x = \frac{1}{a}$ ; cette valeur maximum étant  $y_m = \frac{1}{ae}$ .

La fonction  $y$  est représentée par la courbe de la figure et les trois sortes de potentiels explosifs correspondent alors aux couples d'abscisses

$$\alpha', \beta' (\alpha' > \beta'); \quad \alpha'' = \beta'' = \frac{1}{a}; \quad \alpha''', \beta''' (\beta''' > \alpha''').$$



Supposons par exemple que l'on soumette à un champ électrique croissant le gaz compris entre deux plateaux à distance constante. L'ionisation par choc due aux électrons précède, comme on sait, celle des ions positifs;  $\alpha$  est donc au début plus grand que  $\beta$ . D'autre part  $\beta$  nul au début croit ensuite très rapidement jusqu'à ce que l'on ait l'égalité  $\alpha = \beta$ ; et à partir de ce moment, on aura  $\beta$  plus grand que  $\alpha$ . Nous supposons dans ce qui précède que nous avons réussi à éviter l'étincelle disruptive.

Trois cas pourront alors être envisagés : 1° l'égalité  $\alpha = \beta$  se produit après le maximum de la courbe et le premier potentiel explosif est seul possible; 2° l'égalité  $\alpha = \beta$  se produit au maximum même de la courbe et l'on a le deuxième potentiel explosif; 3° enfin l'égalité  $\alpha = \beta$  se produit avant le maximum de la courbe, c'est le troisième potentiel explosif.

Admettons maintenant que l'on modifie la distance des plateaux. Il est aisé de voir que la droite passant par l'origine et par le maximum représente le lieu géométrique de la position des maxima des diverses courbes que l'on obtient en faisant croître  $\frac{1}{a}$ ; c'est-à-dire en diminuant la distance des plateaux. Cela résulte de la relation  $y_m = \frac{1}{ae}$ . Plus la distance  $a$  sera faible, plus le maximum est réjeté sur la droite de la figure et plus sa valeur est élevée. En faisant varier la distance  $a$  on pourra donc théoriquement faire en sorte que l'égalité  $\alpha = \beta$  se produise avant ou après le maximum et obtenir ainsi l'un ou l'autre des trois potentiels explosifs.

Les considérations que résume notre figure ont été établies à dessein, indépendamment de toute hypothèse particulière sur la façon dont  $\alpha$  et  $\beta$  varient en fonction du champ électrique et de la pression du gaz; nous nous réservons de montrer ailleurs ce que deviennent ces considérations générales lorsque  $\alpha$  et  $\beta$  sont envisagés comme des fonctions déterminées de ces quantités. Remarquons enfin que les trois potentiels explosifs envisagés sont en quelque sorte les potentiels explosifs *absolus* c'est-à-dire correspondant à une valeur théoriquement infinie de  $i$ . Mais expérimentalement il peut sans doute se produire que le courant dû à l'ionisation, sans tendre vers une valeur infinie, devienne très grand par rapport au débit de la source qui maintient la différence de potentiel aux électrodes; on pourrait constater dans ce cas une décharge brusque, présentant pratiquement le caractère d'un potentiel explosif. Nous discuterons dans un second article les relations qui existent entre ces trois sortes de potentiels et les conditions du phénomène de la longueur critique et de la pression critique de l'étincelle.