

高周波放電の理論とそれに關連する實驗

武藤三郎

THEORY OF HIGH FREQUENCY DISCHARGE AND ITS EXPERIMENTS

SABURO MUTO

Abstracts

Outline of the theory about high frequency discharge in low pressure gas, and its experimental data.

Used gas is air, pressure 1~5 mm Hg, and frequency 1~10 MC.

緒言

高周波放電の理論は多くの人々に依り研究を進められつゝあるが直流放電に於ても其の機構に影響する因子が余り多すぎて、取扱に困難であるから高周波に於ては一層に複雑となり、秀れた計算技術を必要とする。我國に於ては東大の本多教授を中心として以前からこの方面の研究に相当の成果をあげている。私は本多教授の指導に依り高周波放電に影響する因子特に電極形状の影響に就き実験を続けている。以下高周波放電の機構の要点を紹介し同時に2,3の研究結果を報告する。

A. 高周波放電の理論

(1) 捕捉現象

高周波放電の特長としては高周波電界に依る荷電粒子の捕捉が先ず重要な問題である。今電極間の距離を d , 数周波を f とすれば電界の強さ E は

$$E = E_m \sin 2\pi f t$$

の式で変化するものと考えられる。この場合電極から出た帯電粒子が半周期で反対の極まで到着するとすればそれは如何なる周波数の時であるか計算する。今 b を帯電粒子の移動能度とすれば $E \cdot b$ は帯電粒子の速度となる。この速度で一方向に半周期走るとしてそれが電極距離 d に等しくなる様な周波数 f を求めればよい。即ち

$$d = \int_0^{\pi/2} b E dt = \int_0^{\pi/2} b E_m \sin 2\pi f t dt$$

$$= b E_m / 2\pi f [-\cos 2\pi f t]_0^{\pi/2} = b E_m / \pi f$$

従つて $d = b E_m / \pi f = 2b E_m / \omega$ 但し $\omega = 2\pi f$

即ち電子、イオン各々に就き次の如く書きあらわされるのである。

$$d_1 = 2b_e E_m / \omega_1$$

$$d_2 = 2b_i E_m / \omega_2$$

こゝに b_e, b_i は電子、イオンの移動能度、 ω_1, ω_2 は電子、イオンの捕捉される周波数、 d_1, d_2 は電子、イオンの捕捉される電極距離である。以上の計算に於ては粒子の質量に依る慣性を考えていないがこの点を考慮し更に粒子の速度分布はマックスウェル分布に従うものとして計算した結果は次の如くなる。

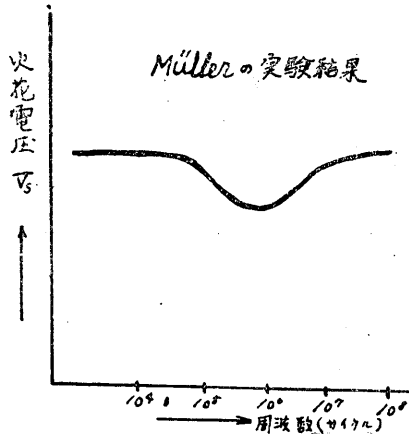
$$d = 2\sqrt{2} e \lambda E / m \omega \sqrt{\bar{v}^2 + \lambda^2 \omega^2}$$

此処に e は電子の電荷、 m は電子の質量、 λ はその平均自由行程、 \bar{v} は平均速度である。

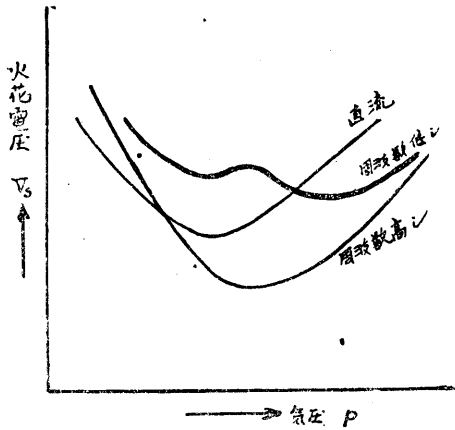
此の式は \bar{v}^2 を温度 T に置換し更に T の代りに電子温度 T_e 、イオン温度 T_i にて置換する事に依り電子、イオンに対する d_e, d_i を得るが省略する。以上の結果より高周波放電に於ては或る条件のもとに於て電子又はイオンが電極面に到達し得なくなりその途中で運動している様な状態、即ち電子、イオンの高周波電界に依る捕捉の現象が存在し得る事が理解出来る。

(2) 火花放電電圧 V_s の変化に就いて

ミウラー (Müller) の實驗に依ると1氣圧、球間隙を用いた場合に於て火花電圧対周波数の特



第1圖



第2圖

性曲線は第1図に示す如く或る周波数附近で谷を生ずる事が判る。これに対してチェートムソンの実験では氣圧を変化して火花電圧の変化を直流、周波数の非常に高い場合、及び周波数の余り高くない場合に就き実験した結果を第2図に示している。即ち氣圧数倍、周波数2,3メガサイクルの場合に V_s は二つの谷を生じ所謂ダブルミニマムを生ずる。以上の如き実験結果を説明するべく火花放電の持続条件として今 Z を一箇の電子が毎秒衝突する数、 L を間隙内で電子が捕捉されている平均壽命とすれば Z と L の積は

$$Z \cdot L = 1 \quad \dots\dots\dots (i)$$

$$Z \cdot L < 1 \quad \dots\dots\dots (ii)$$

$$Z \cdot L > 1 \quad \dots\dots\dots (iii)$$

(i)(ii)(iii)の三つの場合が考えられる。この場

合(i)は自続放電の条件をあたえる。(ii)は暗流。(iii)は火花に伴う負特性を與える、 Z の値はエンゲルステーンベックの著書を引用して

$$Z = 2PaeV_i \sqrt{2kT_e/\pi m} \cdot e^{-eV_i/kT_e}$$

V_i は氣体の電離電圧、 e, m は電子の電荷及び質量、 k はボルツマン常数、 a は氣圧1耗の時の電離能係数である。

電極の距離 l に比較して電子の運動の幅 d が小さい程電極に放電する機会が乏しく又電子は拡散に依り主として電極に放電する事に依り消失するとすれば L は計算の結果次の式で示される。

$$L = (Apl^2 2\pi \sqrt{m} \sqrt{3\pi k M \sqrt{T_e}}) \cdot \sqrt{\frac{kT_e}{\pi} + N}$$

A は常数、 T_e は電子温度、 N は ω^2/p^2 に比例する数である。従つて自続放電の条件としては結局次の条件に帰着する。

$$l^2 p^2 (E/p)^{-1/2} e^{-Bpl/E} = K$$

但し $B = B_0 \sqrt{3\pi k/e\lambda_0}$

$$K = K_0 \sqrt{e\lambda_0} / \sqrt[4]{3\pi k}$$

$\lambda_0 \dots p = 1$ の λ の値

此の条件式の両邊の対数をとれば

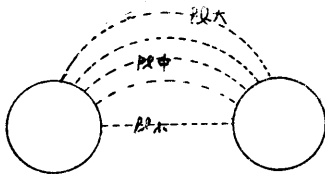
$$\log(pl)^2 \sqrt{p/E} = Bpl/E + \text{const.}$$

従つてこの条件式と実験結果との一致を驗するために $\log(pl)^2 \sqrt{p/E}$ と E/p との直線關係に就き Githens, 武田, 磯部, 日下部氏等の実験結果を吟味した結果は極めて良い一致を示している。以上は本多教授を中心とする人々に依る高周波放電理論の要点である。

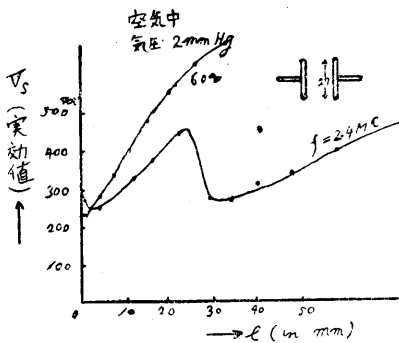
B. 高周波放電に關連する實驗

以上述べた高周波放電の理論にあきらかの如く自続放電の条件には拡散が大きな要素として取りあげられているのでこの点からも電極面の形状、放電管の直径等が放電特性に相当影響する。更に帯電粒子の捕捉現象があるのでこの点からも電極面、管の直径等が關係を有するから電極形状を種々変じた場合の特性に就き一應の實驗結果を得て置く必要がある。我々の實驗室では先ず最初に直径2纏の球電極を直径8纏のガラス管中に対立せしめ電極距離を可変となし放電特性を調べこれと平板電極として直径2.7

纏の円板を用いて求めた特性を比較してその差異に就き研究して見た。従来平板電極を使用した場合が研究の対象になつていたのでこれに関する実験結果は非常に多い。球間隙放電に於ては電極面が球であるため放電路に種々の長さのものが考えられるのである。即ち氣圧が一定値であれば氣圧力と間隙長 l との積も又色々の大きさをとる。直流放電に於てはPaschenの法則が成立する事より p と l の積は重要な意味を有するが高周波放電に於ては直流放電に於ける程正確なる重要性はないが周波数を変化しない場合には数メガサイクルに於ては p と l の積で捕捉の程度を押える事が出来る。第3圖は球間隙の場合の放電経路を示す。順序として平板電極の諸特性を述べこれと球電極を使用した場合を比較して見る事にする。平板電極は放電経路が総て一定長である爲め捕捉はその條件が満たされるや急に行われ非常に明瞭に特性が現われる。第4圖にその結果を示す。図の l が3種附

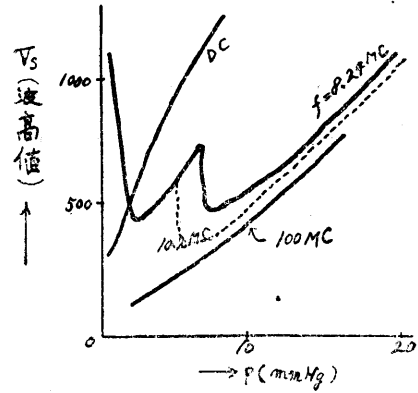


第3圖

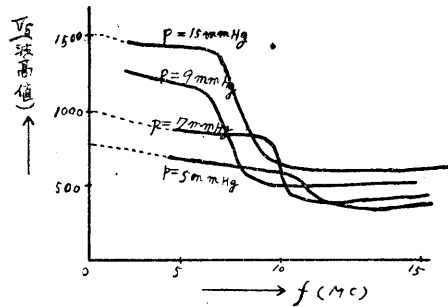


第4圖

近に於ける V_s の落下の様子は極めて急であつて其間の測定は殆ど不可能に近い。氣圧を変化した場合に就ては種々の周波数に就き実験する事が出来なかつたが武田氏の實驗結果にそれが見えたので第5圖にそれを示す。第6圖は周



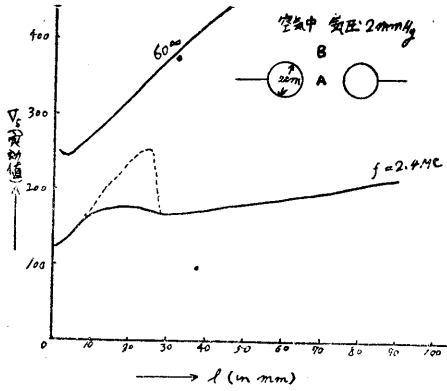
第5圖



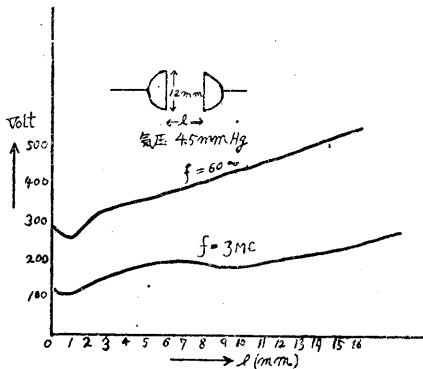
第6圖

波数を変化した場合の V_s との特性である。今これらの結果を見ると周波数が数メガサイクルの場合は間隙長 l を変化した場合も氣圧 p を変化した場合も非常に類似した曲線で示されている。第4圖、第5圖に於ける最初の極少値は直流放電に於ける極少値と大体同一の理由と考えられるので、この部分を低周波型の放電と云う。又第2の極少値は周波数の相当高い場合に存在し易いもので高周波型などと云つて前者と區別している。要するに高周波放電には放電型式の異なつた2種類がある事になる。平板電極に於ては大體以上の如き特性が認められているが球間隙に於ては特性が異なつたものとなる。第7圖は直径2纏の球を使用した場合に就き求めた間隙長 l と火花電圧 V_s との関係である。図に明かの如く平板に比較して電子捕捉の影響がはつきり現われない事を知る。これは上述の如く放電経路が色々考えられるので必ずしも最短距離に依らず最も放電の容易な経路を選んで放電する結果点線の如き曲線が実線の如く平にな

つてしまうのである。球間隙に於てはこの様にして必ずしも最短距離より電子捕捉が生ずると限らず球の中心線上より外れた例えば第7図のB附近で電子が捕捉されてこれがA付近まで拡散されこの部分の電位傾度を高め V_s が小さくなる事も想像出来るが実際第7図に於ては第



第7圖

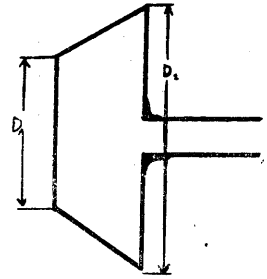


第8圖

4圖より V_s は小さい値になつて現われている。以上の如く考えられるならば第8圖の如く中空半球を対立せしめたならば中央部に放電路の長い経路が考えられるのでこの部分で捕捉現象を生じこの部分の電子密度は大となりこれが拡散により電極周辺の最短放電路部分に到れば放電は球間隙以上に V_s の低い値に於て生ずる可能性がある。実験の結果は曲線に示す如く V_s が球の場合より少し低い値になつて居るがこの点に就きては更に実験を重ねて見る必要がある。電極形状の捕捉現象のみに関する影響を調べるには第9圖の如く板状電極を或る角度を以て対

立せしめるとはつきりするはずである。

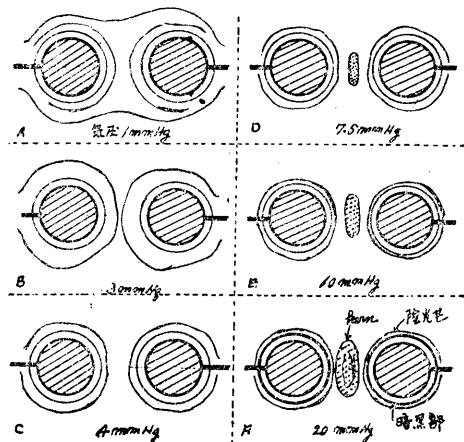
この実験は科学研究所の御所康七氏が行つて周波数 f と V_s の関係曲線を求め豫想の如く平行板の場合よりずつとなだらかに D_1 と D_2 の比によりその程度が變つて來る事が明かになつた。



第9圖

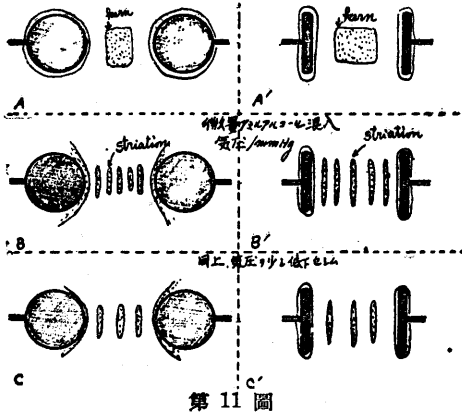
C. 低氣壓高周波放電の外観

直流放電に於て特に氣圧数耗の低氣圧中に於ては陰陽兩極間に美しい暈光を生ずるが其の各部は明暗に従い陰極層、陰極暗部、陰光芒、ファラデー暗部、陽光柱、陽極暈光等と称せられている。高周波放電に於ても氣圧数耗、周波数メガサイクル附近に於ては明暗の美しい放電が見られる。第10圖は空氣中に於て電極は球を使用、電極距離9mm、周波数3メガサイクルの時の外観である。此の圖では色がはつきりしないがD、E、Fの3つの場合に現われている如き電極中心部の芯状の部分の特長のあるものである。後述するのであるがこの芯の部分には高周波放電に於ける陽光柱に相当する部分で電源を直流又は商用周波数に切換えると全然同一の條件に於てもこの様な部分は現われて來な



第10圖

いのである。此の場合に若し空気中に微量の不純物の痕跡があると直流放電の場合と同様な所謂光條を生ずる。この光條に就いては直流の場合に古くから研究されているもので例えばトムソンの「氣體中の導電」より引用すると電流と光條と光條の間隔の間には次の如き関係が示されている。今空間電荷の法則に依ると



第 11 圖

$$V^{3/2} = C_1 i d^2 \quad C_1 \dots \text{const.}$$

ここに d は相隣る光條間の幅、 V はその間の電位差、この式より V を氣體の電離電圧と考へ一定と置けば

$$d = C_2 / \sqrt{i} \quad C_2 \dots \text{const.}$$

即ち d は電流の平方根に逆比例する。次に氣圧と d との関係に就き述べるとゴールドスタインの法則より

$$l/l_0 = (P_0/P)^m$$

l は氣圧が P の時の光條と光條間の距離、 l_0 は氣圧 P_0 の時のそれである。 C は管の直径、電流密度等に依り変わる常数、水素に就いては m は 0.53 位の値である。トムソンは実験式として

$$l = Li^{-1/2} + Mp^{-1/2}$$

なる式を求めている。高周波の場合にはこれが第 10 圖の如く非常にはつきり現われて來るので電子、イオンの捕捉振動にこの光條間の距離が關係を有するものと考えられるのでこの目的で光條間の距離を測定した。その結果は第 10 圖の如く平板電極、球電極、何れの場合も間隔は等しくなり電極附近に於ても光條間の距離が特に長くなる様な事は認められなかつたのである。そして光條の間隔と氣圧、及び電流との關

係も大体直流放電の場合と同一の法則に従つてゐる。この場合光條の出現が微量不純物の量に依り非常にはつきり現われて來る場合は相当限られた範圍内の不純物の量によるので距離の測定等も難かしくなつて來る。第 10 圖の例では低氣圧中に微量のアミールアルコールを混入した場合である。

D. 擴散に就いて

高周波放電に於て擴散が大きな要素になつてゐるが電子、又は陽イオンの擴散の速度は如何なる程度であるか調べて見るとアインシュタインの擴散の式

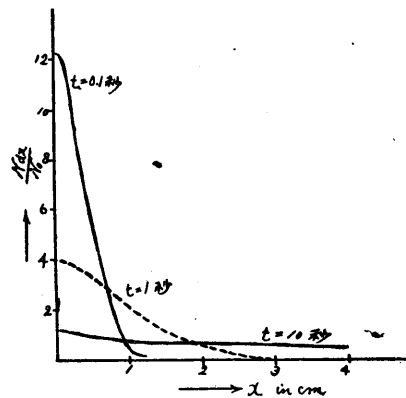
$$N = \frac{N_0}{(4\pi Dt)^{3/2}} \cdot e^{-r^2/4Dt}$$

r は粒子の中心部よりの距離、 D は擴散係数、 N_0 は中心部に於ける粒子の密度、 N は中心部より r なる距離の時間 t 秒後の密度とする。尙 r が 0、即ち原点より t が 0 の時擴散が開始するものとする、今この式を使用して 1 氣圧の場合を計算して圖に示したものが第 12 圖の如く擴散を開始してより、0.1 秒、1 秒、10 秒後の粒子の x 方向の分布状態である。第 12 圖に於て変位の平均値を x 方向のみの場合として \bar{x} で示せば次の如くなる。即ち + イオンの場合は

$$\bar{x} = 0.257 \sqrt{t} \text{ cm}$$

電子の場合は

$$\bar{x} = 18.2 \sqrt{t}$$



第 12 圖

今周波数 1 メガサイクルの場合、一周の間で電子が擴散する平均距離を求めて見る。氣圧は

数耗水銀柱とすると拡散係数は氣圧に逆比例するので

$$\bar{x} = 18.2 \sqrt{\frac{1000}{10^6}} = 6 \text{ cm}$$

従つて拡散が相当に速い事が判る。電気試験所の長尾氏は拡散係数を D 、単位時間中に中性氣體分子をイオン化する数を Z 、単位体積中の電子の数を n として

$$\partial n / \partial t = Z \cdot n + D \cdot \Delta n$$

なる方程式より電子密度 n は時間、場所の函数としてこれを解き本多教授の得た理論式と同一の式に到達した。

結 び

以上高周波放電に於ける理論の大要とそれに

関連する実験結果を記したのであるが理論の部に於ては本多教授の論文を主として引用させて頂き後段の実験結果を説明するの具に供した。尙本実験に就き色々と御指導下された東大本多教授、名大山本助教授、名工大三好教授に感謝する次第である。

参 考 文 献

- 1) Loeb: Fundamental Process of Electrical Discharge in Gases.
- 2) Thomson: Conduction of Electricity through Gases (II).
- 3) 本多: 電気學會誌, 68, 714 (昭23).
- 4) 本多・玉河: 電気學會誌, 69, 724 (昭24).
- 5) 武田: 電気學會誌, 69, 724 (昭24).