

# 氣體放電에서 電子 Avalanche의 관측

李 東 仁

<嶺南大 工大 電氣工學科 教授>

目 次

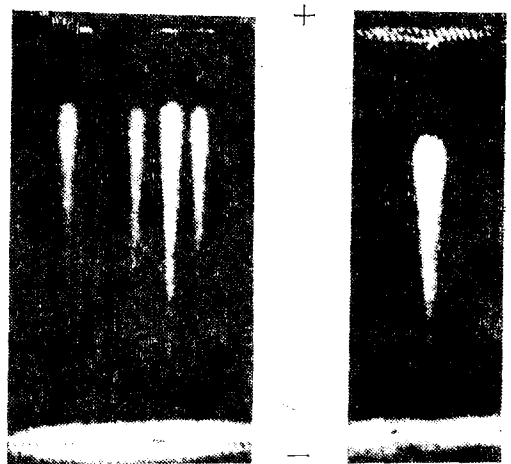
- 1. 序 論
- 2. Cloud chamber法
- 3. 전기적인 方法
- 4. 光學的인 方法
- 5. Image-intensifier를 사용하는 方法

## 1. 序 論

氣體的 絶緣과 Mechanism을 究明하는데 있어서 電子 Avalanche의 形成過程을 파악하는 것은 대단히 중요하다고 생각된다. 一個 혹은 수개의 電子로부터 시작되는 충돌電離과정을 관측하기 爲하여 一般的으로 適用되어지고 있는 Technique는 cloud chamber法 전기적인 方法, 光學的인 方法 및 Image-intensifier를 사용하는 方法들이 있는데 本稿에서는 이러한 각 方法, 들에 대한 간단한 소개와 이로부터 얻어지는 실험결과에 대해서 略述코져 한다.

## 2. Cloud chamber法

Cloud chamber는 하나의 밀폐된 용기로서 그속에는 평등전계를 형성하는 2개의 電極이 설치되어 있고 또한 응축될 수 있는 증기를 포함하고 있는 가스가 충전되어져 있다. 이때의 가스를 급격히 팽창시키므로써 그 가스속에 존재하는 Ion에 이 증기가 응축된다. 예를들면 메량의 수분증기를 포함하고 있는 공기나  $N_2$  또는  $H_2$ 로써 충전되어진 chamber의 체적을 급격히 팽창시키므로써 온도가 낮아져서 수분증기는 과포화되어 Ion에 응축되므로써 Ion의 분포상태를 관측할 수 있다. 그림 1의 (a)는 280torr의  $N_2$ 에서 (b)는 150 torr의  $CO_2$ 에서 電極間거리 3.6cm의 平等電界内の 單一 Avalanche를 이 方法에 의하여 관측한 사진이다. 사



(a) (b)  
그림 1. 單一 Avalanche

전에서 볼 수 있는 바와 같이 이러한 方法을 사용하므로써 한개의 電子에서부터 電離작용에 의하여 形成되어져 가는 Avalanche의 모양을 시각으로 볼 수 있다. 이 결과로부터 우리는 電荷의 空間的인 分布狀態를 파악할 수 있으며 또한 電子의 이동속도를 계산할 수 있다.

## 3. 電氣的인 方法(Electrical method)

實驗의 構成圖는 그림 2와 같다. 정전용량이  $C_1$ 인 放電間極이 저항 R과 직렬로 연결되어 있으며 Oscilloscope는 avalanche에 의한 pulse를 관측하기 위하여 이 저항 R과 병렬로 결선되었다.  $C_2$ 는 Oscillograph 입력 Capacitance와 Stray Capacitance의 合成 Ca-

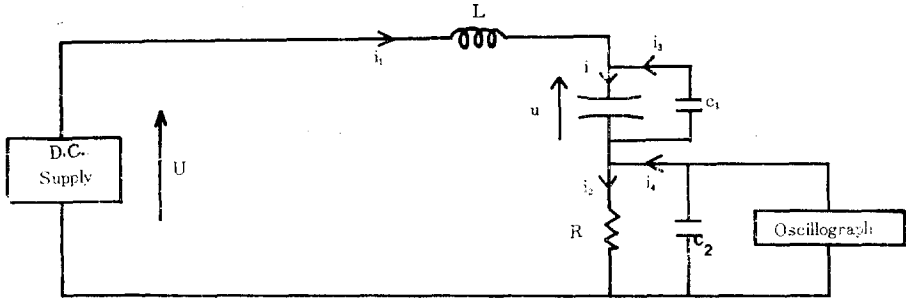


그림 2. 실험의 구성도

capitance이다. 回路의 Inductance는  $L$ 로 표시하였다. 전류  $i$ 는 만약  $C_1, C_2, R$  및  $L$ 이 全部 0이라 가정할 때 外部回路에 흐르는 電流이며  $i_2$ 는 Oscillograph에 나타나는 전류이다.  $U$ 는 직류전원이며  $u$ 는 放電 gap에 걸리는 순간전압이다.

아래와 같은 解析을 하기 위하여 放電 gap은 平等電界이며 또한 空間電荷의 영향이 없으며 電壓  $u$ 가  $U$ 의 값에 접근하므로써 Townsend의 第一충돌전리계수  $\alpha$ 나, 電子의 이동 速度 등의 量들이 一定하다고 한다.

### 3. 1. 간격전류 $i$ 의 計算

#### (1) 電子通過時間中の 電流 $i$

시간  $t=0$ 에서 음극을 출발한 1개의 電子에 의하여 生成된 avalanche가 陽極을 向하여 거리  $x$ 만큼 이동할 때 그 avalanche內의 全 電子數  $n_-$ 는

$$n_- = e^{\alpha x}$$

$$\text{혹은 } n_- = e^{\alpha v_- t} \quad (1)$$

여기서  $v_-$ 는 電子의 이동速度이다.

電荷  $q$ 를 갖인  $n_-$ 개의 charge carrier가 極間거리  $d$ 를 速度  $v$ 로서 횡단할 때 外部回路에 나타나는 전류는  $nq \frac{v}{d}$ 이므로 지금  $n_-$ 개의 電子에 의하여 外部회로에 나타나는 전류  $i_-$ 는

$$i_- = \frac{v_-}{d} e e^{\alpha v_- t} \quad (\epsilon \text{는 電子의 電荷})$$

여기서 電子의 通過時間  $\tau_- = \frac{d}{v_-}$ 라 두면

$$i_- = \frac{\epsilon}{\tau_-} e^{\alpha v_- t} \quad (2)$$

어떤 時間  $t$ 에 있어서 極間에 存在하는 陽 Ion의 수  $n_+$ 는 그 시간까지 生成된 수로서 다음과 같이 表示될 수 있다. 즉

$$n_+ = e^{\alpha x} - 1 - e^{\alpha v_+ t} \quad (3)$$

또한 시간  $t$ 에서 이미 間隙에서 사라진 이온의 수는  $e^{\alpha x'}$ 이다. 여기서  $x'$ 는

$$\frac{x'}{v_+} + \frac{x'}{v_-} = t$$

로 表示할 수 있으며  $v_+$ 는 陽이온의 이동速度이다. 이것은  $x'$ 점에서 이온의 生成이 이루어지기 전에  $\frac{x'}{v_-}$ 되는 시간이 경과해 버리고  $\frac{x'}{v_+}$ 간지 동안에 이온이 음극에 도달하기 때문이다. 그러므로

$$v^* = \left( \frac{1}{v_-} + \frac{1}{v_+} \right)^{-1} \approx v_+$$

왜냐하면  $v_- \gg v_+$

따라서 (3)式은 다음과 같이 된다.

$$n_+ \approx e^{\alpha v^* t} - 1 - e^{\alpha v_+ t}$$

$$\text{혹은 } n_+ \approx e^{\alpha v^* t}$$

(4)

왜냐하면  $v_- \gg v_+$ 이고 avalanche에 의한 電流를 感知할 수 있을 때의 시간에 對해서는  $e^{\alpha v^* t} \gg 1$ 이기 때문이다. 실제적인 면에서 볼 때 極間에 存在하는 陽이온의 수는 電子의 數와 같다는 것을 式(4)에서 보여주고 있다. 그러므로 陽이온의 이동에 의한 外部回路에 나타나는 전류  $i_+$ 는

$$i_+ = \frac{\epsilon}{\tau_+} e^{\alpha v^* t}$$

그러므로 外部回路에 나타나는 全電流는 다음式으로 表示할 수 있다.

$$i = i_- + i_+ = \left( \frac{1}{\tau_-} + \frac{1}{\tau_+} \right) \epsilon e^{\alpha v^* t} \quad (5)$$

단  $0 \leq t \leq \tau_-$

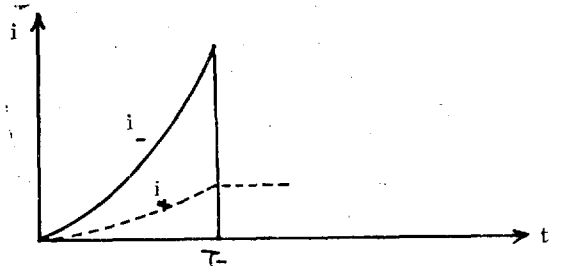


그림 3. 電子通過時間中の 電流

(2) 陽이온 通過時間中の 電流  $i$

一般的으로 陽이온의 이동速度  $v_+$ 는 電子의 이동速度  $v_-$ 보다 약 100배정도 적으므로 電子의 통과시간은 陽이온의 통과 시간  $\tau_+$ 에 比較하여 대단히 짧다. 그러므로 여기에서 陽이온은  $t=0$ 에서 間隙에 순간적으로 나타난다고 생각할 수 있다.

陽이온이 계속해서 陰極을 向해서 이동함에 따라 極間에 남게 되는 양이온의 數는

$$n_+ = e^{ad} - e^{av+t}$$

따라서 이에 상당하는 電流  $i_+$ 는

$$i_+ = \frac{\epsilon}{\tau_+} (e^{ad} - e^{av+t}) \quad (6)$$

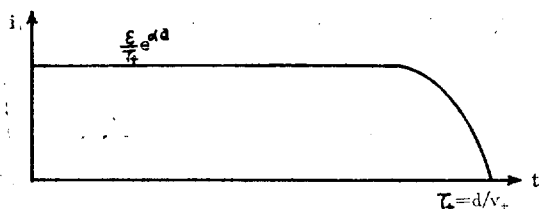


그림 4. 陽이온 通過時間中の 電流

3.2. 測定電流  $i_2$ 의 計算

電流  $i$ 와  $i_2$ 의 관계는 그림 2을 해석함으로써 얻을 수 있다.

$$i = i_1 + i_3 = i_2 + i_3 - i_4 \quad (7)$$

$$i_3 = -C_1 \frac{du}{dt}$$

$$= -C_1 \frac{d}{dt} (u - L \frac{di_1}{dt} - i_2 R)$$

지금  $\frac{du}{dt} = 0$  및  $i_1 = i_2 - i_4$

$$\therefore i_3 = C_1 R \frac{di_2}{dt} + LC_1 \frac{d^2 i_2}{dt^2} - LC_1 \frac{d^2 i_4}{dt^2}$$

또한  $i_4 = -C_2 \frac{d}{dt} (i_2 R) = -C_2 R \frac{di_2}{dt}$

$$\therefore i_3 = C_1 R \frac{di_2}{dt} + C_1 L \frac{d^2 i_2}{dt^2} + LC_1 C_2 R \frac{d^2 i_2}{dt^2}$$

(7)式으로 부터

$$i = i_3 - i_4 + i_2$$

$$= i_3 + C_2 R \frac{di_2}{dt} + i_2$$

$$\text{즉 } i = LC_1 C_2 R \frac{d^2 i_2}{dt^2} + LC_1 \frac{d^2 i_2}{dt^2} + (C_1 + C_2) R \frac{di_2}{dt} + i_2$$

실용적인 면에서 볼때 Inductance의 영향은 거의 무시할 수 있으므로  $L=0$ 로 두어도 이에 의한 오차는 거의 없다. 따라서 上記式은

$$CR \frac{di_2}{dt} + i_2 = i \quad \text{단 } C = C_1 + C_2 \quad (8)$$

式(8)의 解는 上記와 같은 두 특수 경우에 相當하게 된다. 즉

(i) 回路의 時定數  $CR$ 가 대단히 적을 때는

$$CR \frac{di_2}{dt} \ll i_2 \text{ 이므로}$$

$$i_2 \approx i$$

(ii) 回路의 時定數  $CR$ 가 클 때는  $CR \frac{di_2}{dt} \gg i_2$  이므로

$$i_2 = \frac{1}{CR} \int i dt$$

(1) 電子通過時間中の 電流  $i_2$

$0 \leq t \leq \tau_-$  동안에 있어서

$$i = \left( \frac{1}{\tau_-} + \frac{1}{\tau_+} \right) \epsilon e^{av-t} \quad (9)$$

式(8)의  $i$ 대신에 式(9)을 代入하면

$$CR \frac{di_2}{dt} + i_2 = \left( \frac{1}{\tau_-} + \frac{1}{\tau_+} \right) \epsilon e^{av-t}$$

上記 미분방정식의 解는 초기조건으로써  $t=0$ 에서  $i_2 = 0$ 를 代入시키면

$$i_2 = \left( \frac{1}{\tau_-} + \frac{1}{\tau_+} \right) \epsilon \frac{1 + CRav_-}{1} \left( e^{av-t} - e^{-\frac{t}{CR}} \right)$$

혹은 실용적인 목적에서

$$i_2 = \left( \frac{1}{\tau_-} + \frac{1}{\tau_+} \right) \epsilon \frac{1 + CRav_-}{1} e^{av-t}$$

上記 式을 式(5)와 比較하여 보면 電流  $i_2$ 는 電流  $i$ 와 同一한 波形을 가지나 다만 그 크기에 있어서만  $\frac{1}{1 + CRav_-}$ 만큼 감소되었음을 알 수 있다. 또한 시간  $t = \tau_-$ 에서  $i_2$ 는

$$I_2 = \left( \frac{1}{\tau_-} + \frac{1}{\tau_+} \right) \epsilon \frac{1}{1 + CRav_-} e^{ad} \text{가 된다.}$$

(2) 陽이온 通過時間中の 電流  $i_2$

$\tau_- \leq t \leq \tau_+$  ( $\tau_- \approx 0$ ) 동안에 있어서

$$i = \frac{\epsilon}{\tau_+} (e^{ad} - e^{av+t}) \quad (10)$$

式(8)中的  $i$ 대신에 式(10)을 代入하면

$$CR \frac{di_2}{dt} + i_2 = \frac{\epsilon}{\tau_+} (e^{ad} - e^{av+t})$$

初期條件으로서  $t=0$ 에서  $i_2 = I_2$ 를 사용하여 上記式의 解를 구하면

$$i_2 = \frac{\epsilon}{\tau_+} e^{ad} (1 - e^{-\frac{t}{CR}}) - \frac{\epsilon}{\tau_+} \frac{1}{1 + CRav_+} (e^{av+t} - e^{-\frac{t}{CR}}) + I_2 e^{-\frac{t}{CR}} \quad (11)$$

만약  $t > \tau_+$ 일 때는  $i=0$ 가 되며 또한  $i_2$ 는 시정수  $CR$ 로써 zero로 向해서 지수함수의 형태로 감소한다.

(3) 電流펄스의 平衡상태

式(11)에서

$\frac{\epsilon}{\tau_+} \cdot \frac{1}{1+CRav_+} (e^{\alpha v_+ t} - e^{-\frac{t}{CR}})$ 의 항은  $t \leq 0.8\tau_+$

시간동안에는 거의 무시할 수 있으므로

$$i_2 \approx \frac{\epsilon}{\tau_+} e^{\alpha d} (1 - e^{-\frac{t}{CR}}) + I_{2-} e^{-\frac{t}{CR}}$$

$$= I_{2+} (1 - e^{-\frac{t}{CR}}) + I_{2-} e^{-\frac{t}{CR}}$$

여기서  $I_{2+} = \frac{\epsilon}{\tau_+} e^{\alpha d}$

만약 여기서  $I_{2+} = I_{2-}$  되게 回路를 조정할 수 있다면 Oscilloscope에 관측될 수 있는 전류  $i_2$ 는 거의 무시할 수 있는 정도의 짧은 시간(=  $\tau_-$ )에  $I_{2-}$ (=  $I_{2+}$ )의 값에 도달하여 거의 陽이온의 통과시간동안 그 값(=  $I_{2+}$ ) 유지한다. 이때의 전류펄스는 평형이 되었다고 말하고 balanced pulse라고 부른다. 지금

$$I_{2+} = \frac{\epsilon}{\tau_+} e^{\alpha d}$$

$$I_{2-} = \epsilon \left( \frac{1}{\tau_-} + \frac{1}{\tau_+} \right) \frac{1}{1+CRav_-} e^{\alpha d}$$

$$\therefore \frac{I_{2+}}{I_{2-}} = \frac{\frac{1}{\tau_+}}{\left( \frac{1}{\tau_-} + \frac{1}{\tau_+} \right) \frac{1}{1+CRav_-}} = \frac{CRav_-}{\frac{\tau_+}{\tau_-} + 1}$$

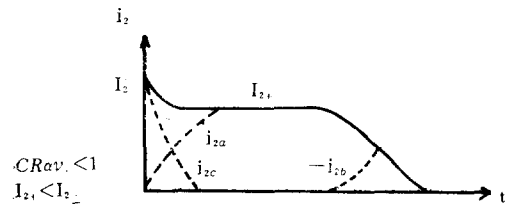
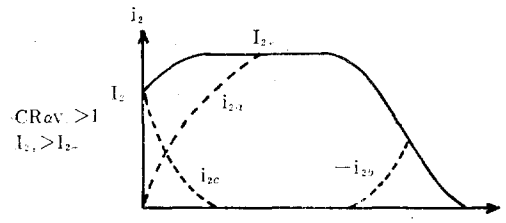
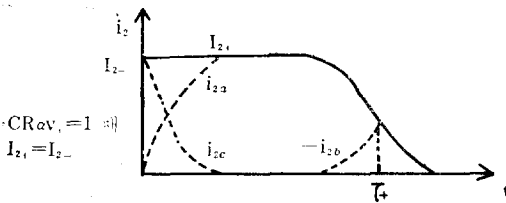


그림 5. 合成電流펄스

$$\approx \frac{CRav_-}{\frac{\tau_-}{\tau_+}} = CRav_+$$

즉  $I_{2+} \approx (CRav_+) I_{2-}$

만약  $CRav_+ = 1$  되면  $I_{2+} \approx I_{2-}$ 가 된다. Oscilloscope에 관측되는 전류펄스의 모양은 그림 5와 같다. 여기서

$$i_{2a} = I_{2+} (1 - e^{-\frac{t}{CR}})$$

$$i_{2b} = -\frac{\epsilon}{\tau_+} \cdot \frac{1}{1+CRav_+} (e^{\alpha v_+ t} - e^{-\frac{t}{CR}})$$

$$i_{2c} = I_{2-} e^{-\frac{t}{CR}}$$

$$i_2 = i_{2a} + i_{2b} + i_{2c}$$

#### 4. 光學的인 方法

電子의 通過時間동안에는 衝突電樞作用이 일어날 뿐만 아니라 衝突勵起作用도 발생하므로 따라서 放出된 光子(photon)를 光倍率器(photo multiplier)를 사용하므로써 이를 검출할 수 있으며 또한 Oscilloscope에 관측할 수 있다.

만약  $t=0$ 에서 陰極에서  $n_0$ 의 電子가 同時에 間隙을 向해서 出發한다면 음극으로부터 거리  $x$ 만큼 떨어진 곳에서 미소거리  $dx$ 로 들어가는 電子의 총수는  $n_0 e^{\alpha x}$ 이다. 여기서 電界의 方向으로 1개의 電子가 1cm의 거리를 이동함에 따라 발생하는 衝突勵起의 數를  $\delta_0$ 라하면 (Townsend의 第一-충돌전리계수  $\alpha$ 를 定義한 것과 同一한) 미소거리  $dx$ 에서 발생하는 衝突勵起數는  $\delta_0 n_0 e^{\alpha x} dx$ 가 된다. 그러므로 음극으로부터 거리  $x$ 사이에서 발생하는 총 衝突勵起數는 다음과 같다.

$$\int_0^x \delta_0 n_0 e^{\alpha x} dx$$

$$= n_0 \frac{\delta_0}{\alpha} e^{\alpha x}$$

$$= n_0 \frac{\delta_0}{\alpha} e^{\alpha v_- t}$$

만일 各 衝突勵起作用에 의하여 時間的인 지연이 없이 1개의 光子를 生成한다고 가정하면 시간  $t$ 까지 生成된 총 光子의 수는

$$n_0 \frac{\delta_0}{\alpha} e^{\alpha v_- t}$$

가 되며 photomultiplier에 到達하는 수는

$$g n_0 \frac{\delta_0}{\alpha} e^{\alpha v_- t}$$

가 된다. 여기서  $g$ 는 實驗置의 실제의 配列에 따라 결정되는 기하학적인 factor이다. 光子가 photomultiplier에 도달하는 비율은

$$\frac{d}{dt}(gn_0 \frac{\partial_0}{\alpha} e^{\alpha v - t}) = g\delta_0 v - n_0 e^{\alpha v - t} \text{ 光子數/秒}$$

또한 photomultiplier의 利得이 G이고 그의 음극으로부터 光子의 單位충돌당 Q개의 電子가 生成된다면 그의 출력전류는

$$g\delta_0 v \cdot QGn_0 e^{\alpha v - t} \quad \text{電子數/秒}$$

$$= g\delta_0 v \cdot QG\epsilon n_0 e^{\alpha v - t} \quad \text{Ampere}$$

가 된다. 그러므로 photomultiplier의 出力電流는 電子의 이동에 의한 전류  $i = \frac{e}{\tau} e^{\alpha v - t}$ 에 比列하고 陽이온에 의한 전류를 감지할 수 없다.

실제에 있어서 湧起적으로 衝突勵起作用과 그에 따른 光子의 生成사이에는 時間的 지연이 생기게 된다. 만약 시간  $t_0$ 에서 同時에 勵起된 分子의 數를  $R(t_0)$ 라 하면  $t$ 시간후에 계속 勵起狀態에 있는 分子의 數  $R(t)$ 는

$$R(t) = R(t_0) \exp(-\frac{t-t_0}{\tau_1})$$

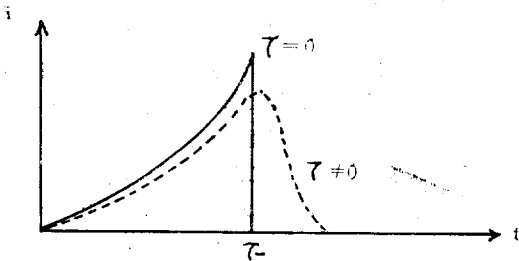


그림 6. Photomultiplier의 출력전류

가 되며 여기서  $\tau_1$ 은 勵起狀態의 平均수명이다. 이러한 영향으로 Oscilloscope上에 관측되어지는 photomultiplier의 出力電流의 파형은 그림 6의 점선과 같다.

5. Image-intensifier 사용하는 方法

Image-intensifier와 Camera를 그림 7과 같이 並用

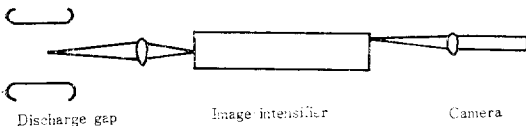


그림 7. Image intensifier의 배치도

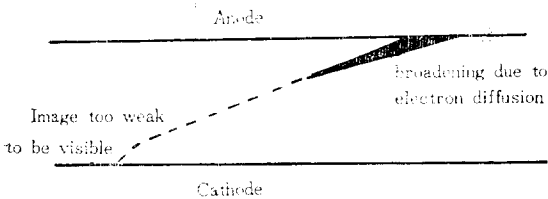


그림 8. 單一 Avalanche의 streak mode

하므르써 Avalanche로부터 放出되는 光을 film上에 남긴다. 이것은 放出된 光의 空間的 분석을 可能하게 하며 framing mode나 또는 streak mode로 動作되는 高速度 camera를 사용함으로써 시간의 分析이 可能해진다. Framing mode에서는 一連의 分離된 사진을 얻을 수 있으며 극히 짧은 시간간격으로 사진을 촬영할 수 있다. 또한 streak mode에서는 image는 film에 따라서 연속적으로 지나가며 이러한 실험에서는 film은 정지상태로 되어있고 image-intensifier에 적합한 電壓을 加함으로써 image가 이동하게 된다. 單一 Avalanche를 streak mode를 사용하여 나타내면 그림 8과 같다. 이것에 의하여 電子의 이동속도를 주어진 Sweep속력과 도형의 경사도로부터 계산할 수 있다

6. 結 論

以上과 같이 氣體中에서 電子의 電離과정을 관찰하기 위하여 많이 適用되어지는 方法에 對해서 기초적인 사항만 언급을 하였으나 이러한 technique를 사용함으로써 電荷의 空間的인 分布狀態를 파악할 수 있으며 avalanche의 電子나 이온의 이동으로 인하여 외부회로에 電流를 발생시키는데 이것은 amplifier와 oscilloscope에 의하여 측정할 수 있다. 또한 印加한 電界의 작용으로 電子가 陽極으로 이동할 때 충돌전리작용에 의하여 새로운 전자를 生成할 뿐만 아니라 勵起放射作用에 의하여 光子를 生成시킨다. 이러한 光子는 photomultiplier나 image-intensifier를 사용하므로써 감지할 수 있다. 이러한 결과로부터 우리는 電離現象의 基本的인 Data 즉 電子, 陽이온 및 陰이온의 이동속도, 전리계수  $\alpha$ 와 부착계수  $\eta$ 등을 유도할 수 있다.

參 考 文 獻

1. D.T.A. Blair, et al; "Analysis pre-breakdown current pulses in gas discharge gaps" proc. IEE. Vol.110, No.11, p.2073 (1963).
2. H. Raether; "Electron Avalanches and Breakdown in Gases" Butter Worths, London (1964).
3. D.T.A. Blair, F.M. Bruce, J. McNaul, and D.J. Tedford; "Avalanche pulses in Nitrogen and Air" proc. of the 5th Int. Conf. on ionization phenomena in Gases, Munich, 1, p.162 (1961).
4. D.J. Tedford and D.T.A. Blair; "The Rise Time of pre-break current pulses in Nitrogen and Air" Proc. Phys. Soc. 79, p.310 (1962)