

技 術 解 說

# 高分子誘電體의 電氣傳導

李 準 雄\*

※ 目 次 ※

- I. 緒 論
- II. 誘電體中の 電荷의 移動
- III. 케리어의 發生과 消滅(注入, 再結合 및 포획)
- IV. 誘電體의 電流, 電壓特性和 空間電荷의 效果

- V. 破壞前의 電流의 增加
- VI. 結 論
- 引用文獻

## I. 緒 論

過去, 誘電材料의 研究는 電氣傳導現象과 絕緣破壞의 原因을 규명하는 것이 있으며 그 結果 氣體의 電氣傳導와 絕緣破壞의 基礎機構에 대한 理論은 거의 確立되었고 固體와 液體誘電體에 對하여는 1930年代의 量子力學의 發展으로 Von Hippel<sup>1)</sup>과 Frölich<sup>2)</sup>等의 學者에 依하여 그 基礎가 이루어졌으며 現在에도 많은 未解決의 問題들이 理論的, 實驗的으로 行하여지고 있다<sup>3)4)</sup>.

最近의 送電電壓의 超高壓化, 信賴性向上, 小形化의 要求 等으로 새로운 誘電材料의 開發研究가 絶실하며 特別히 合成化學의 進歩로 새롭고 많은 高分子材料가 生産되고 있다.

이런 觀點에서 볼때 高分子誘電材料의 電氣傳導의 物性工學的 基礎를 알아본다는 것은 매우 뜻있는 일이라 생각한다.

## II. 誘電體中の 電荷의 移動

誘電體中の 電氣傳導는 케리어(Carrier)의 種類에 따라서 이온傳導와 電子傳導로 區分된다. 이온傳導는 誘電體中の 解離이온이 原子排列된 사이의 安定位置에서 다음의 安定位置로 점프하므로써 일어난다. 이때 이온

의 移動度  $\mu_i$ 는

$$\mu_i = \frac{qaf}{KT} \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) = \mu_0 \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) \quad (1)$$

의 Arrenius形으로 表示되며 따라서 이온傳導度  $\sigma_i$ 는

$$\sigma_i = N_i q \mu_i = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E+W}{KT}\right) \quad (2)$$

와 같이되어 溫度와같이 增加한다.

여기서  $q=1,602 \times 10^{-19}$ (C)

$E$ =Ion의 점프障壁의 높이

$a$ =Ion의 점프거리

$f$ =Ion의 振動數

$K$ =Boltzman의 定數

$N_i$ =解離 Ion의 密度

$W$ =解離 에너지

를 나타낸다.

따라서 Ion傳導度의 特徵은

(a) 原子排列사이의 거리가 크면 클 수록 크며 따라서 壓力을 加하면 Ion傳導度는 減少한다.

(b) Ion 移動度  $\mu_i$ 는 粘度  $\mu$ 에 逆比例한다. 即  $\mu_i = \frac{Const}{\mu}$ 로 되어 Walden의 法則에 따른다. 따라서 移動度는 固體에서 液體로되는 溶媒에서 急増한다. 많은 誘電體에서는 外部로부터 注入된 電子는  $10^{-9} \sim 10^{-8}$ (s) 程度의 壽命동안 分子에 부착해서 負이온으로된다. 例를들면 핵산等의 液體에서는 注入電子<sup>5)</sup>는  $10^{-9}$ (s) 程度 電氣의 陰性 不純物의  $O_2$ ,  $H_2O$  分子에 附着하여 負이온으로되나 주위의 分子를 分極하여 이 電位의 最少點에서 스스로 포획되어 Polaron으로 된다<sup>6)</sup>. 또 많은

\* 正會員 : 光云工大 電氣工學科 副教授 · 工博

液體에서는 Walden의 法則이 成立한다<sup>9)</sup>. Ar, Ne 等の 稀有 Gas나 대단히 순도가 높은 메탄等에서는 電子나 正孔에 依한 높은 移動도가 관측된 報告가 있다<sup>10)</sup>.

그럼 지금부터 誘電體의 에너지帶에 대하여 알아보기로 한다. 即 誘電體結晶의 電子에너지帶는 그림 1에 表示한 바와같이 絶緣體構造로되어 禁止帶幅  $E_g$ 를 사이에 두고 電子를 갖는 傳導帶와 電子를 갖지않는 價電子帶로 되어있다. 그림에서  $D(\epsilon)$ 는 에너지狀態密度이다. 따라서 불순물이 없는 理想的인 誘電體結晶에서는 電子性傳導는 일어나지 않으나 실제로는 光, 熱, 放射線, 電界等에 依해 價電子帶의 電子나 不純物準位の 電子, 正孔이 各各 傳導帶나 價電子帶로 移動하여 自由電子나 正孔等으로되어 微弱한 電子性傳導를 나타낸다.

한편 高分子材料, 유리, 液體等の 規則的原子配列을 갖지않는 非晶質誘電體의 電子에너지帶는 그림 2에서 보는 바와같이 結晶의 禁止帶에서도 連續的으로 分布

된 局部準位가 存在한다. 일반적으로 電界를 印加하면 에너지帶中の 電子(正孔)는 Brawn 運動을 하여 電界와 反對方向(同方向)으로 Drift速度  $v = \mu \xi$ 으로 移動한다. 따라서 電流密度  $J(A/m^2)$ 는

$$J = Nqv = Nq\mu\xi = \sigma\xi \quad (3)$$

이다. 여기서  $N$ ; 電子(正孔) 密度

$$\sigma = Nq\mu; \text{電子傳導度}$$

$$\mu; \text{移動度}$$

그런데 結晶에서 移動度  $\mu$ 는 電子에너지에 따라 變化하지 않으나 非晶質에서는 電子에너지  $\epsilon$ 에 따라 變化한다. 即 식 (3)을 一般化하면

$$J = q\xi \int_0^\infty N(\epsilon) \mu(\epsilon) d\epsilon \quad (4)$$

된다. 그리고 그림 1과 같은 結晶에서는 傳導帶( $\epsilon > E_c$ ) 中の 電子<sup>11)</sup>는 結晶全體에 광범위하게 波動函數로 表示되며 結晶의 原子排列과 衝突하면서 움직인다. 이와같은 電子의 移動도를  $\mu_1$ 이라하면<sup>12)</sup>

$$\mu_1 = \frac{q}{m} \tau = \frac{q}{m} \frac{\lambda}{v_{th}} \quad (5)$$

로 表示된다. 여기서

$m$ ; 電子의 有效質量

$\tau$ ; 衝突時間

$\lambda$ ; 平均自由行程

$v_{th}$ ; 熱速度

$\mu_1$ 은 溫度가 올라가면 格子振動과의 衝突이 尙성하여진다. 식 (5)에서 平均自由行程入을 原子間隔  $a$ 와 같다고하면

$$\mu_1 \geq \frac{q}{m} \cdot \frac{a}{v_{th}} \approx 10 \sim 100 \text{cm}^2/\text{s}\cdot\text{V} \quad (6)$$

된다. 缺陷이 많은 結晶이나 非晶質에서는 에너지帶아래  $E_c$ 附近의 電子는 平均自由行程이 原子間隔  $a$ 와 거의 같고 電子는 Brawn運動으로 한原子에서 다음 原子로 移動한다<sup>12)</sup>. 이와같은 Brawn運動의 移動度  $\mu_2$ 는 Einstein關係로부터<sup>13)</sup>

$$\mu_2 = D \cdot \frac{q}{KT} = \frac{a^2 f q}{KT} \quad (7)$$

된다. 여기서  $D$ 는 擴散係數,  $f$ 는 점프回數이다. 一般적으로  $\mu_2$ 는  $10^{-4} \sim 10^{-6} \text{m}^2/\text{sV}$  범위이다.

그림 2와 같은 非晶質에서는  $E_c$ 보다 낮어도 局在準位가 密接하게 存在하며 여기에서는 局在準位로부터 局在準位로 터널(Tunnel) 效果에 依해 移動하는데 이 傳導를 터널호핑(Tunnel Hopping) 形傳導라 한다. 이 移動度  $\mu_3$ 는 식 (7)과 비슷하여

$$\mu_3 = \left(\frac{q}{KT}\right) R^2 f_p e^{-2\alpha R} (< 10^{-9} \text{m}^2/\text{sV}) \quad (8)$$

로 된다. 여기서  $R$ 는 局在準位사이의 平均距離,  $\alpha$ 는 터널係數 및  $f_p$ 는 Phonon振動數( $10^{13}/\text{s}$ )이다.

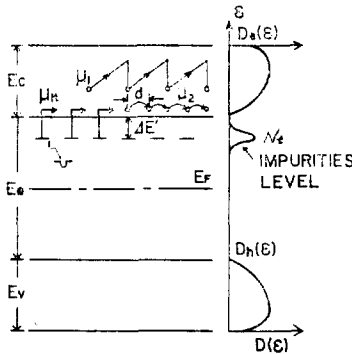


그림 1. Band 구조 (결정)  
Fig. 1. Band Structure (Crystallization)

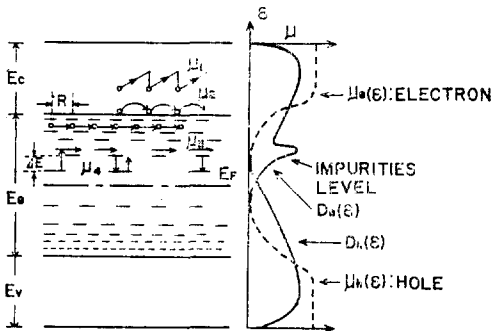


그림 2. Band 구조 (비결정)  
Fig. 2. Band Structure (Noncrystallization)

다음에 에너지가 낮은 페르미(Fermi 준위;  $E_f$ ) 준위附近的 電子는 熱에 의해 보다 높은 局在準位로 勵起되어 터널호핑(Tunnel Hopping)<sup>22)</sup>이 일어난다. 이 熱勵起호핑 移動度  $\mu_4$ 는

$$\mu_4 = \mu_3 e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (9)$$

이된다. 여기서  $\Delta E$ 는 勵起에너지이며 일반적으로  $\mu_4$ 는  $10^{-7} \sim 10^{-11} (\text{m}^2/\text{sV})$ 의 범위이다. 이상에서 본 바와 같이 非晶質에서는 電子에너지가 낮아지면 移動도는  $\mu_1 \rightarrow \mu_2 \rightarrow \mu_3 \rightarrow \mu_4$ 로 急激히 減少한다. 따라서  $E_c \sim E_v$  사이의 移動度 Gap이 생긴다. 실제로는 局在準位는 場所에 따라 不均一하게 分布되어 있다. 따라서 變位電流를 생각하면 호핑傳導度  $\sigma$ 는

$$\sigma = \sigma_0 \omega^n \quad (n=0.5 \sim 2) \quad (10)$$

와같이 增加한다<sup>23)</sup>. 여기서  $\omega$ 는 印加電壓의 角周波數다. 이같은 不均質한 非晶質에 스테프電壓을 加하면 電流는 오랫동안 減衰하는데 잘 알려져 있는 吸收電流의 特性을 나타낸다. 이것은 (a)局所的인 호핑傳導가 界面分極의 生長에 따라 抑制되어 電極사이를 連結하는 小數의 호핑傳導로 된다. (b) 電極에서 注入된 電子, 正孔이 호핑中에 에너지를 잃어 低移動度狀態  $\mu_4$ 로 되던가 포획되어서 空間電荷를 생기게 하는 것으로 생각된다.

Mott氏는 非晶質의 호핑傳導度의 溫度特性이

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp\left[\left(-\frac{A}{T}\right)^{1/4}\right] \quad (A=\text{定數}) \quad (11)$$

로되는 理論을 提示하여 Mylar, Polystyrene 등의 移動度の 實驗結果를 報告하였다<sup>11)</sup>. 그림 1과 같이 포획이 많을때의 포획制限 移動度  $\mu_{1t}$ 는

$$\mu_{1t} = \mu_1 \cdot \frac{N_c}{N_t} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (12)$$

되어 溫度와 같이 增加하고 熱勵起 Hopping 移動度  $\mu_4$ 와 거의 같다. 여기서

$N_c$ ; 傳導帶有効狀態密度

$N_t$ ; 포획밀도

$\Delta E$ ; 포획깊이 이다.

誘電體中の 케리어移動度實測은 (a) Hall 効果 또는 光Hall 効果 (b) 注入케리어의 走行 時間法 (c) 電壓逆轉 또는 스테프電壓印加時의 電流法 (d) 表面電荷減衰法 등으로 할 수 있다.

### III. 케리어의 發生과 消滅(注入, 再結合 및 포획)

식 (3)에서 볼 수 있는 바와같이 誘電體中の 電流는 케리어의 移動度  $\mu$ 와 케리어의 密度  $N$ 의 積으로 決定된다. 前II項에서 移動도에 대하여 알아 보았으므로 여

기서는  $N$ 에 對하여 알아 보기로한다. 熱平衡狀態에서는 誘電體內的 自由電子, 正孔密度는 에너지狀態分布와 페르미分布函數로 決定한다. 電界를 印加하거나 外部에서 光이나 放射線을 쬐어 非平衡狀態로 되면 케리어가 生成된다. 이들은 再結合이나 포획에 의해 消滅되는데 이들을 測定하여 케리어의 密度를 결정할 수 있다. 케리어의 生成機構는 (a) 電極으로부터 注入되는 경우와 (b) 誘電體內部에서 發生되는 경우로 大別된다. 前者의 경우는 Schottky放出을 포함한 熱電子放出과 電界에 의해 電極에서 注入되는 電子의 경우이고 後者의 경우는 衝突電離, 內部光電效果, Zener 放出, Trap 電子의 Poole-Frenkel放射, 安定狀態에 있는 電子의 分解等으로 生覺된다. 이들 餘分의 케리어는 電子, 正孔과 直接 再結合하거나 再結合中心을 通하여 再結合하거나 Trap의 補獲 및 電極으로의 流出等으로 消滅된다. 誘電體中の 케리어의 密度  $N$ 의 變化는  $\left(\frac{dN}{dt}\right)_F, \left(\frac{dN}{dt}\right)_R$ 를 各各 生成, 消滅速度라 하면

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \left(\frac{dN}{dt}\right)_F - \left(\frac{dN}{dt}\right)_R = \left(\frac{dN}{dt}\right)_F - (\beta_1 N^2 + \beta_2 N) \\ &= \left(\frac{dN}{dt}\right)_F - \frac{N}{\tau} \quad \text{여기서 } \tau = (\beta_2 + \beta_1 N)^{-1} \end{aligned} \quad (13)$$

된다. 여기서, 電極으로 流出되는 케리어는 無視하며.

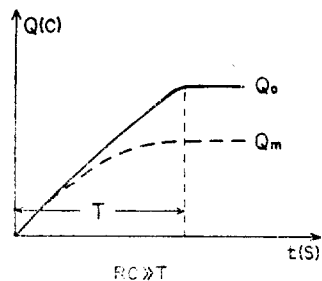
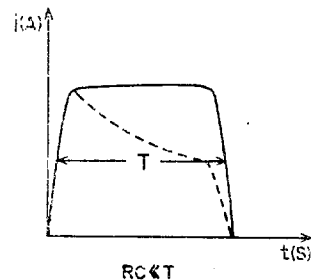


그림 3. 이상적인 誘起電流와 電荷波形  
Fig. 3. Ideal Current and Charge Spectrum.

$\beta_1$ 은 에너지帶構造나 移動度에 關係한 電子, 正孔의 再結合係數,  $\beta_2$ 는 Trap密度에 比例하는 포획係數,  $\tau$ 는 캐리어의 壽命이다.

다음에 飛程法(Schubweg)에 依한 캐리어의 飛程과 壽命의 測定에 대하여 알아보자. 지금 두께  $d(m)$ 인 試料에 直流 Bias電界  $E(V/m)$ 를 印加하면 外部回路에는 그림 3과 같은 電流 또는 電荷 ( $Q = \int_0^t i dt$ )가 흐른다. 實線은 Trap가 없는 경우이고, 點線은 Trap가 있는 경우이다. 電流波形的의 幅 또는 電荷波形的의 기울기로부터 캐리어의 走行時間  $T(s)$ 를 구할 수 있는데  $T = \frac{d}{\mu E}$ 로부터 移動度  $\mu$ 를 구할 수 있다.

그림 3과 같이 펄스注込誘起電導의 實驗에서 外部回路에 誘起되는 電荷의 最大值  $Q_m$ 는 Trap, 再結合을 無視하면 發生된 캐리어의 數  $N$ 와 電荷  $q$ 의 積  $Q_m = Nq = Q_0$ 로 된다. 實際로는 電極에서 注込된 캐리어는 有限壽命을  $\tau$ , 平等電界를  $\xi$ 라하면

$$\omega = \mu \xi \tau \quad (14)$$

되는데 여기서  $\omega$ 를 캐리어의 飛程(Schubweg)이라 한다. 만일 再結合, Trap가 無視되면 即 極間距離  $d$ 에 비해  $\omega$ 가 적으면 그림 3에 表示한 바와같이 誘起電荷의 最大值는 다음과 같이 減少하여

$$Q_m = Q_0 \frac{\omega}{d} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{d}{\omega}\right) \right] \quad (15)$$

Hecht 曲線으로 되며  $Q_m$ 는 電界의 函數로 된다<sup>14)</sup>. 따라서 實驗으로 誘起電荷의 最大值  $Q_m$ 와 電界  $\xi$ 와의 關係를 구하기 위하여 식 (15)와 比較하여 單位電界當의 飛程  $\mu\tau = \frac{\omega}{\xi}$ 을 求한다. 同時에 走行時間으로부터 移動度  $\mu = \frac{d}{T\xi}$ 를 求하면 캐리어의 壽命  $\tau$ 가 決定된다.

$\omega < d$ 인 경우, 깊은 Trap에 포획된 電子, 正孔은 誘電體中에 空間電荷를 形成, 電界分布가 달라지는데 이는 電氣傳導나 絕緣破壞에 큰 영향을 준다. 두께  $d(m)$ 인 試料에 任意의 形成溫度에서, 電界를, 任意의 形成時間동안 印加하여 分極狀態를 凍結한後 一定한 昇溫速度로 상승하면 Trap된 電子가 解放되면서 電流가 흘러 空間電荷가 消滅한다. 이런 方法을 熱刺激電流(TSC)라 부른다<sup>15)</sup>. 예를들면 폴리에치렌에 直流電界를 印加한후 一定한 速度로 溫度를 올리면서 電流를 測定하면 溫度  $T_m$ 에서 TSC는 Peak點이 나타난다. 이 Peak의 位置와 總電荷量을 測定하여 Trap깊이, 밀도等 試料의 여러가지 정보를 알수있다. 이 TSC 測定은 1945년에 Randall과 Wilkins<sup>16)</sup>에 依해 螢光물질(ZnS)을 연구하기 爲하여 Thermoluminescence(TL)를 測定한 것이 계기가되어 그동안 半導體 研究에 주로 이용하였다. 그러나 最近에 誘電體 研究에 이 方法을 많이

利用하고 있다<sup>17)</sup>.

#### IV. 誘電體의 電流, 電壓特性和 空間電荷의 效果

그림 4와같이 配置한 誘電體에 電壓  $V=d\xi$ 을 印加하면 一般的으로 電極으로부터 注込되는 注込電流  $I_c$ 와

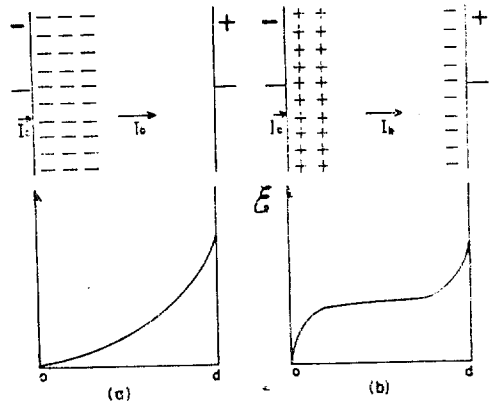


그림 4. 空間電荷의 존재  
(a) Bulk 제한 ( $I_c > I_b$ )  
(b) 電極制限 ( $I_b > I_c$ )

Fig. 4. Electric Field Due to Space Charges

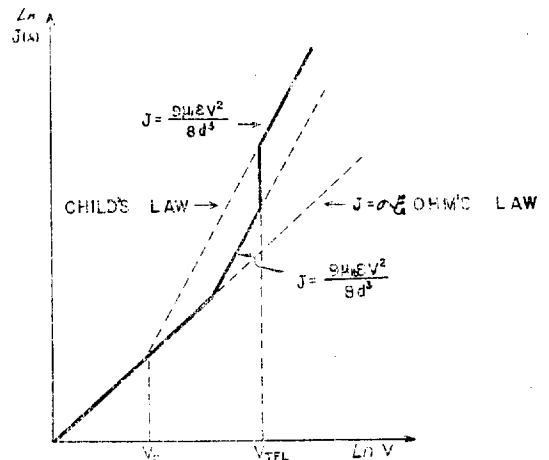


그림 5. 空間電荷 制限電流(實線: 낮은 Trap의 電壓-電流特性.  $V_{TFL}$ : Trap와 전부된 電壓. 이 電壓에서는 Child의 법칙과 일치함.  $V_c$ : Trap가 시작되는 전압)

Fig. 5. Current Limit of Space Charges.

内部傳導電流  $I_b = Nq\mu\xi$ 는 같은 電界에서 서로 平衡을 維持하지않고 時間이 增加함과 더불어 電極과 誘電體 界面에 空間電荷가 存在하여 電界分布을 變化시켜 큰 편의 電流을 억제하고 작은편의 電流을 增加하여 平衡을 維持한다. 例를들면  $I_b < I_c$  때 그림 4(a)와 같이 陰極前面의 飛程  $\omega = \mu\tau\xi$ 附近的 곳에 Trap 電子에 依한 負性空間電荷가 나타나서 陰極面電界를 弱하게하여 그 結果 電子의 注入을 억제하므로 Bulk制限形의 電流-電壓特性을 나타낸다. 이때의 電流密度  $J$ 와 印加電壓  $V$ 사이에는 그림 5와 같은 關係가 成立한다. 即 캐리어密度가 内部의 熱平衡캐리어密度보다 적을때는 옴의 法則이, 클때는 Child의 空間電荷電流則(二乘則)

$$J = \frac{9\mu\epsilon V^2}{8d^3} \quad (16)$$

에 따라 變化한다. 여기서  $\epsilon$ 은 誘電率이다<sup>15)</sup>. 흔히 Trap가 있을때는 低電界에서는 式(16)의  $\mu$ 를 Trap 制限移動度  $\mu_t$ 로 取하면 注入캐리어로 Trap된 電壓  $V_{TFL}$ 에서 急히 Band極動度  $\mu_i$ 으로 跳프한다. 그러나 깊은 Trap가 많이 있을때나 非晶質에서는 式(16)에서  $\mu$ 가 電壓의 函數로 되지 않으므로 간단하게 二乘則에 따라 變化하지 않는다.

다음에 Bulk電流가 注入電流보다 큰때는( $I_b > I_c$ ) 그림 4의 (b)와같이 陰極前面에 正空間電荷가 생겨서 陰極前電界를 强하게 하여 平衡을 維持하는 電極制限形 電導로 된다. 따라서 電流는 高電界에서는 Schottky 放出이나 電界放出에 依해 대단히 빨리 增加한다. Von Hippel氏는<sup>9)</sup> 着色 KCl 結晶의 光傳導에서 이 現象을 報告하였다.

다음에 Schottky 效果와 Fowler-Norheim의 法則에 對하여 알아보자<sup>15)</sup>.

그림 6에서와같이 接觸面電界에 의해 電位障壁의 높이  $\phi$ 가  $\Delta\phi$ 로 낮아져서 電子들이 陰極에서 試料內로 注入된다. 이때  $\Delta\phi$ 는

$$\Delta\phi = a_s \xi^{1/2} \quad (17)$$

되며 여기서  $a_s = \frac{q^{3/2}}{2\sqrt{\pi\epsilon}}$ 이다. 따라서 Schottky 電流 密度  $J_s$ 는

$$J_s = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi - a_s \xi^{1/2}}{KT}\right) \quad (18)$$

로 表示된다. 여기서  $A = 12 \times 10^5 \text{ A/m}^2 \text{ K}^2$ 이다. 例를들면  $\phi = 1.2 \text{ eV}$ ,  $T = 300^\circ \text{ K}$ ,  $\epsilon = 3\epsilon_0$ , 및  $\xi = 10^8 \text{ (V/m)}$ 일때 電位障壁의 低下  $\Delta\phi$ 와 Schottky 電流 密度  $J_s$ 를 各各 求하면  $\Delta\phi = 0.22 \text{ eV}$ 와  $J_s = 6 \times 10^{-11} \text{ A/cm}^2$ 가 된다.

다음에 電界가 매우 높을때는 電子들은 Tunnel 效果에 依해 試料內를 通過할 수 있다. 即 Fowler-Norheim則에 依해 다음과 같은 電流 密度의 式  $J_{FN}$ 를 表示할 수 있다.

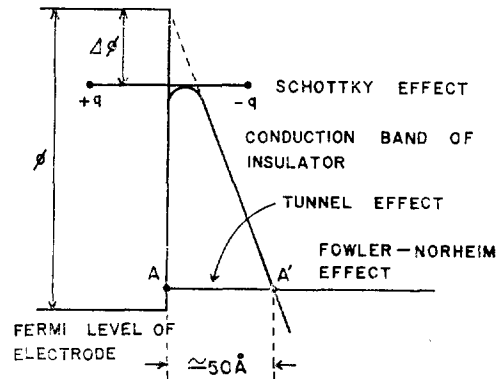


그림 6. Schottky 효과와 Fowler-Norheim 효과  
Fig. 6. Schottky and Fowler-Norheim Effect

$$J_{FN} = \frac{q^3 \xi^2}{8\pi h \phi} \exp\left(-\frac{4K\phi^{3/2}}{3q\xi}\right) \quad (19)$$

여기서  $K = \left(\frac{8\pi^2 m}{h^2}\right)^{1/2}$ 이다. 例를들면  $\xi = 1 \text{ MV/cm}$ ,  $\phi = 1 \text{ eV}$  때  $J_{FN} = 10^{-21} \text{ A/m}^2$ 이다.

그리고 實際의 薄膜 誘電體의 電流-電壓特性은  $L_n J$ 와 電界의 平方根  $\sqrt{\xi}$  即 Schottky 效果로 나타나는 式(18)식에 따르는 경우가 많다. 이때  $\phi$ 는 電極의 일함수다. 또 不純物準位 등에 Trap된 電子의 熱放出은 高電界에 依해 Potential障壁이 低下하여 캐리어가 증가하는데 이때 增加한 Poole-Frenkel 形放出은 式(18)

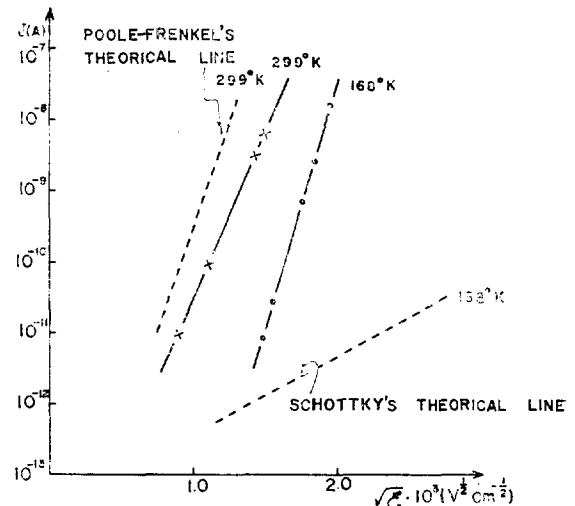


그림 7. MICA의 Schottky's Plot  
Fig. 7. Schottky's Plot of MICA

의  $a_s$ 가  $a_{pp}=2a_s$ 의 關係에 있는 경우이다. 여기서  $\phi$ 는 Trap깊이이다. 따라서 Poole-Frenkel形 機構도 Schottky 効果와 같이 그 경사는 直線으로 되나 그 경사  $\frac{a_{pp}}{KT}$ 는 Schottky경사의 二倍이다. 그림 7은 電界의 函數로 나타낸 電流이다.

### V. 破壞前的 電流增加

一般的으로 誘電體에서는 高電界에서 電流가 急增하여 絶緣破壞가 일어난다<sup>15)</sup>. 식 (3)에서 보는바와 같이 電界가 一定할때 電流가 急增하기 爲해서는 캐리어密度  $N$ 와 移動度  $\mu$ 가 增加할때이다. 그런데 誘電體結晶에서의 Band移動度  $\mu_1$ 은 前述한 바와같이 高電界에서는 오히려 減少하므로 破壞의 主要原因은 캐리어가 增倍하는데 있다. 캐리어의 增倍原因으로는 電子(正孔)의 衝突電離, 電極으로부터의 Schottky나 電界放出에 依한 注入, Zener 放出에 依한 內部電離 등으로 생각된다.

非晶質에서는 電極으로부터의 注入, Poole-Frenkel 效果나 電子溫度上昇에 依한 캐리어移動度の 急增과 이들의 衝突電離 등으로 생각된다.

이들 캐리어의 增倍에 對하여 알아보자. 比較的 移動도가 큰 Band中の 自由電子와 正孔은 電界  $\xi$ 에서 加速되고 構成原子의 電離에너지  $W_i$ 에 到達하면 衝突電離로서 價電子帶의 電子를 傳導帶로 옮겨 캐리어의 增倍가 일어난다. 比較的 낮은 壓界에서는 가끔 衝突을 피한 電子가 加速되어 衝突電離를 한다면 單位距離當의 電離回數 即 電離係數  $\alpha$ 는 氣體의 경우와 똑같이  $\lambda$ 를 平均自由行程이라하면

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} \exp\left(-\frac{W_i}{q\xi\lambda}\right) \quad (20)$$

로 된다<sup>16)</sup>. 高電界에서 電子의 平均에너지는 光子에너지  $hf_{opt}$ 와 近似하고 Phenon 衝突에 依한 에너지損失이 크지않는 電離係數는

$$\alpha = \frac{c}{\lambda} \exp\left\{-\frac{3hf_{opt} \cdot W_i}{(q\xi\lambda)^2}\right\} \quad (21)$$

로 된다. 많은 誘電體에서는 Trap나 再結合에 依한 電子消滅을 無視할 수 없으므로 單位距離 移動하는데 消滅回數를  $\mu$ 라 하면 實測된 電離係數는 實効電離係數  $\alpha_{eff}$ 일때 다음式으로 表示된다.

$$\alpha_{eff} = \alpha - \mu \quad (22)$$

여기서  $\mu$ 는 前述의  $\omega$ 와는 逆數關係에 있다( $\mu = \omega^{-1}$ ).

電子自由行程  $\lambda$ 가 적은 非晶質이나 液體誘電體에서는 式(20)으로부터  $\alpha$ 가 적게되어 衝突電離는 일어나기 힘들게 되나 (a) 電極으로부터의 Schottky 放出, 電界放出 (b) 不純物準位電子의 Poole-Frenkel 形放出 (c)

價電子帶電子의 傳導帶로의 Zener 放出 등의 界電放出形 機構는 平均自由行程에 關係하지 않기 때문에 이 機構에 依한 캐리어增倍가 重要하다. 이 機構는 數 MV/cm 이상에서 急增하고 電極面의 突起等 局部高電界에 대단히 민감하다. 또 많은 誘電體 破壞의 初期電子의 供給은 이 機構에 따라 일어난는 것으로 생각한다.

### VI. 結 論

以上에서 高分子誘電體의 電氣傳導에 對해 알아보았으나 電氣傳導는 이들 以外에 이들이 가지고있는 복잡한 分子構造, 其他 化學的인것도 폭넓게 생각해야 하므로 대단히 복잡하다.

어쨌든 앞으로 폭넓은 연구가 이루어져야 하겠다.

### 引 用 文 獻

1. A. Von Hippel; Dielectrics and Waves M.I.T Press (1954)
2. H. Frölich; Pro. Roy. Soc., A 160, 230 (1937)
3. Joon-ung, Lee; Ph. D Thesis, Montpellier University, France (9. 1979)
4. J. Van Thurnhout; Thermally stimulated Discharge of Polymer Electret, Elsevier Sci. Com., Amsterdam 1975.
5. I. Adammegewski; Ionization, Conductivity and Breakdown in Dielectric Liquids (1969)
6. T. Holstein; Ann. Phys., N. Y 8, 343 (1959)
7. Dekker; Solid State Physics, Prentice-Hall (1957)
8. J.T. Randall and Wilkins; "The Phosphorescence of Various Solids. Proc. Roy. Soc.," (London) Vol. 184A, N°6. p.347 (1945)
9. A. Von Hippel; Phy. Rev., 91, 568 (1953)
10. L.S. Miller et al; ibid 166, 871 (1968)
11. E.H. Martin et al; J. Appl. Phys., 43, 1001 (1972)
12. K.W. Böer; J. Non-Crystalline Solids, 4, 583 (1970)
13. M.H. Choen; ibid 4, 361 (1970)
14. N.F. Mott et al; Electronic Processes in Ionic Crystals (1940)
15. A. Tourelle; "Sur Les Phénomènes de Conduction à Champ Electrique Élevé Dans les Hauts Polymères", Montpellier University, France (1974)
16. 李準雄外: 高電壓工學(1978, 東明社)