

최근의 電氣集塵技術

增田 閃 一*

—차 배—

- 1. 序 論
- 2. 電氣集塵過程의 개요
- 3. 電氣集塵에서의 諸問題
- 4. 최근의 技術의 進歩

1. 序 論

電氣集塵技術은 粒子狀汚染物質의 발생源에서의 除去技術, 즉 集塵技術중에서 현재 가장 중요한 기술로 되어있다. 集塵技術 전반에 거쳐 현재 및 今후의 주요 연구 대상은 미세한 粒子, 특히 粒徑 $3[\mu\text{m}]$ 이하의 粒子를 효과적으로 제거시키는 방법의 개발에 있다. 왜 냐하면 이들 미세粒子는 煙色의 観点에서도 그 영향이 클 뿐만아니라, 대기중에 배출되어있어도 쉽게 沈降하지 않고, 浮遊粒子狀物質로 대기중에 浮遊하므로 健康장애 및 水分의 凝結核으로서의 作用面에서도 그 效果가 크기 때문이다. 특히, 그 表面에 깨스狀의 有害汚染物質을 吸着시켜, 사람들의 肺속으로 有害汚染物質을 침입케 하는 운반 媒體로서의 역할도 주목되고 있다.

電氣集塵裝置의 원리는 그림 1과 같이 매우 간단하다. 즉 깨스 속에 포함되고 있는 粒子는 코로나放電에 의하여 이리크 單極성이온의 충돌로 荷電되어, 電氣力에 의하여 集塵極쪽으로 끌려가 그 표면에 附着堆積한다.

淸淨된 깨스는 곧바로 유도된다. 실제 장치에서는 구조의 간단화와 깨스流의 分布를 쉽게하기 위하여, 그림 1과 같은 수직圓筒구조대신 平行平板형 集塵極을 사용하여 깨스流의 방향 역시 水平으로 하는 경우가 많다. 또한 公업용 集塵裝置에서는 불꽃電壓이 높은 負코로나放電을, 室內空氣淨化用으로는 오존發生이 적은 正코로나放電을 사용하는 것이 보통이다. 특히 後者의 경우, 코로나放電을 이용하는 荷電部와 正負의 平行平板電極으로 구성된 粒子捕集部를 분리시킨, 소위 2段式구조로 한것이 많으며, 이것은 小型이면서 集塵率이 매우 높다.

이상에서 기술한 바와같이 그 原理, 構造는 매우 간

단함에도 불구하고, 실제의 전기集塵裝置에서의 集塵過程은 매우 복잡하다. 그 이유는 여기에 관련되는 기초과정의 가지수가 너무 많고, 集塵效果를 阻害하는 여러가지 異常現象이 자주 발생하기 때문이다. 그 결과電氣集塵裝置의 設計는 技術이라기 보다 오히려 art의 일종으로 과거 오랫동안 생각되어 왔다.

그러나 이러한 狀況은 현재의 公害問題를 배경으로 한 활발한 이 분야의 基礎·開發양면에 거친 研究成果로 급속히 개선되고 있다.

다음부터 電氣集塵의 기초현상의 해명과, 그 技術上 進歩에 관하여 기술하고자 한다.

2. 電氣集塵過程의 개요

2.1 集塵空間의 電界

集塵過程을 논하기 위하여는 우선 電氣集塵作用이 일어나는 集塵空間의 電界를 구하는 것이 출발점이다. 그러나 集塵空間에는 코로나放電으로 공급된 單極성이온 외에 이 이온에 의하여 荷重된 粒子雲이 존재하여, 이들이 空間電荷를 형성하고 있다. 따라서 集塵空間의 電界를 일반적인 電極配置의 경우에 관하여 정확히 구한다는 것은 매우 곤란하다. 따라서 그림 1과 같은 圓筒形電氣集塵裝置에 관하여 구한, 다음과 같은 式으로

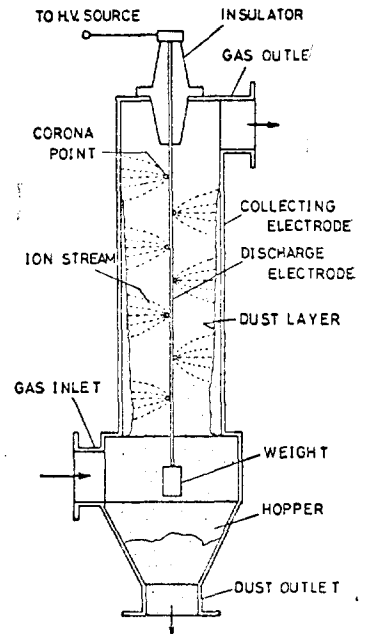


그림 1. 電氣集塵原理

* : 日本東京大學 電氣工學科 教授(工博)이 內容은 韓日産學 協同 심포지움(1976. 10. 22)에서 발표된것임(번역은 高明三 會員담당).

부터 推定하는 것이 보통이다.

즉 그림 1인 경우, 圓筒中心부터 r[m] 떨어진 곳에서의 電界의 세기는

$$E(r) = \sqrt{\frac{I}{2\pi\epsilon_0\mu} \left(1 + \frac{3\epsilon_s}{\epsilon_s + 2} S r\right) + \left(E_0 \frac{r_0}{r}\right)^2} \quad [V/m] \dots\dots\dots(1)$$

단 I=放電極單位길이당의 코로나電流[A/m],
 ϵ_0 =진공의 誘電率 $1/(36\pi \times 10^9)[C/V \cdot m]$,
 ϵ_s =粒子實質의 比誘電率,
 μ =이온移動度[m²V⁻¹s],
 r_0 =放電極半徑[m],

E_0 =同表面에서의 電界 파피치[V/m],
 S=單位容積중에 포함된 粒子 表面積의 전체합[m²]
 이며, S는 粒子空間電荷의 영향을 나타낸다.

지금 印加電壓을 일정하게 유지한 경우를 생각한다면, 粒子空間電荷는 集塵極부근의 電界를 강하게 하고, 放電極부근의 電界를 약하게하는 作用을 가지며, 그 結果 放電電流를 감소시키는 效果를 갖는다. 이 後者의 作用을 코로나阻止作用이라 부른다. 이 集塵作用에 미치는 영향은 I의 감소에 따르는 粒子荷電速度的 低下가 원인으로 생기는 粒子荷電量의 감소와 空間電荷결과 일어나는 集塵極부근의 電界上昇과의 절충으로 正해진다. 만일 粒子가 존재하지 않은 경우의 I의 값이 적으면, 前者의 效果를 後者의 效果가 보상할 수 없게 되어, 集塵率의 低下를 일으킨다는 것이 최근 밝혀졌다¹⁾.

2.2 이온에 의한 粒子的 荷電

다음에는 單極性이온에 의한 粒子的 荷電에 대하여 논한다. 그 機構에는 外部電界에 의하여 구동되어, 이온의 粒子에 射突하는 것(電界射突)과, 이온이 熱運動에 의하여 外部電界의 유무에 관계없이 粒子에 射突하는 것(熱擴散)의 두가지가 있다²⁾. 電界射突에 의하여 球形粒子가 t[S]후에 얻는 理論電荷量을 Pauthenier는 다음과 같이 나타냈다³⁾.

$$q_t = q_\infty \frac{t/\tau}{1+t/\tau} [C] \dots\dots\dots(2)$$

$$q_\infty = 4\pi\epsilon_0 \frac{3\epsilon_s}{\epsilon_s + 2} a^2 E_c = \text{포화 전하량}[C] \dots\dots\dots(3)$$

$$\tau = \frac{4\epsilon_0}{\mu\rho i} = \frac{4\epsilon_0 E_c}{i} = \text{하전 시정수}[S] \dots\dots\dots(4)$$

a=粒子半徑[m],
 E_c =荷電空間의 電界의 세기[V/m],
 ρ_i =이온空間電荷密度[C/m³],
 i=이온電流密度[A/m²].

식(3)으로부터 粒子電荷의 上限은 電界 E_c , 따라서

印加電壓에 의하여 지배되어, 식(4)로부터 荷電速度的 이온電流密度 i에 의하여 좌우됨을 알 수 있다. 時間 3τ 및 10τ 후에 포화電荷量 q_∞ 의 75 및 91%가 되므로, $t_0 = 3\tau$ 내지 10τ 를 電界射突에 의한 所要荷電時間이라고 생각할 수 있다.

지금 電氣集塵裝置의 운전시에서의 典型的인 값인 $E_c = 5 \times 10^6 [V/m^2]$, $i = 2 \times 10^{-4} [A/m^2]$ 를 식(4)에 대입하면, $r = 0.688[S]$ 가 되어, 上記한 所要荷電時間은 $t_0 = 0.26 \sim 0.88[S]$ 가 된다. 熱擴散機構에 의하여 球形粒子가 t[S]후 얻는 理論電荷量은 이온平均自由行程 λ 에 비하여 粒子半徑a가 충분히 큰경우 다음 식으로 주어진다²⁾.

$$q_{th} = q^* \ln(1 + t/\tau^*) [C] \dots\dots\dots(5)$$

$$\text{단 } q^* = 4\pi\epsilon_0 a k T / e = \text{電荷定數} [C] \dots\dots\dots(6)$$

$$\tau^* = 4\pi\epsilon_0 k T / a C N_0 e^2 = \text{荷電時定數} [S] \dots\dots\dots(7)$$

단 k=Boltzmann상수 $= 1.38 \times 10^{-23} [J/K]$,
 T =절대온도[K],
 e =電子電荷 $= 1.602 \times 10^{-19} [C]$,
 C =이온熱運動速度的 자승평균치
 $= \sqrt{3kT/m} [m/s]$, m=이온質量[kg]
 N_0 =단위용적당 이온갯수밀도[m⁻³].

식(5)에 의하면 電荷量 q_{th} 는 時間과 더불어 最速 급속히 증가하여, $t = 402\tau^*$ 에서 $q_{th} = 6q^*$ 가 되어 그후는 극히 서서히 上昇하므로 거의 일정하다고 볼수 있다. 그러므로 이 경우 $q_\infty = 6q^*$ 를 準飽和電荷量, $t_0 = 402\tau^*$ 를 所要荷電時間이라 생각해도 좋다. 지금 公業用 集塵裝置에서의 典型的인 값인 $T = 413[^\circ K]$, $a = 10^{-7} [m]$, $m = 5.313 \times 10^{-26} [kg]$ (O_2^- 이온의 質量), $N_0 = 5 \times 10^{13} [m^{-3}]$ 을 식(7)에 대입하면, $t_0 = 1.13[S]$ 를 얻는다. 또한 $a = 10^{-6} [m]$ 인 경우에는 $t_0 = 11.3[S]$ 에 도달한다. 數值的인 검토를 해보면, 粒子的 荷電機構가 운에서 直徑 $0.2[\mu m]$ 이상의 粒子에 대하여는 電界射突이, 直徑 $0.2[\mu m]$ 이하의 粒子에 대하여는 熱擴散이 각각 지배적임을 알 수 있다.

이 中間의 粒徑에 대하여는 식(2)와 식(5)를 이용하여 산출한 값의 合을 취하면 보다 좋은 近似值가 된다는 것이 알려져 있다⁴⁾. 粒子的 이온에 의한 荷電에 관하여는 上述한것 이외에도 여러가지 연구가 있으나, 여기서는 文獻을 소개하는 것으로 그친다⁵⁾⁻¹⁰⁾.

2.3 粒子理論移動速度

지금 電荷 q[C]을 얻은 粒子는 Coulomb힘의 작용으로 集塵極으로 向하여 이동한다. 이때 反力으로써 Stokes의 粘性抗力이 작용한다고 하면, 靜止개스속에서의 粒子的 理論移動速度는 다음과 같다.

$$w = qE_p / 6\pi\eta a [m/s] \dots\dots\dots(8)$$

단, E_0 = 集塵空間의 電界의 세기 [V/m], η = 깨스粘性係數 [$N \cdot S/m^2$], 直徑이 약 $1[\mu m]$ 이하의 미세粒子인 경우에는 식(8)의 右邊에 Cunningham의 補正係數 $(1 + A\lambda/a)$ 를 곱해줄 필요가 있다(A는 상수). 그 결과 직경 약 $1[\mu m]$ 이하의 粒子에서는 粒徑이 적어질수록 理論移動速度 w 는 식(8)의 값보다 다소 더 커지게 된다. 標準狀態의 공기에서는 $A=0.86$, $\lambda=0.1[\mu m]$ 가 된다¹¹⁾. 그림 2의 曲線A는 電氣集塵裝置의 典型的인 運動조건하에서의 上記理論移動速度 w 와 粒子半徑 a 와의 관계를 나타낸다. 단 粒子는 飽和值까지 荷

濃度는 渦流에 의한 混合效果로 깨스流에 수직인 임의의 斷面上에서, 均一하게 된다는 가정과 集塵速度는 集塵空間의 전역에 걸쳐 粒徑에 관계없이 塵粒겉보기 移動速度(apparant migration velocity)라 불리우는 單一 parameter $W[m/s]$ 에 의하여 지배된다고 하는 두가지 가정하에서 얻을 수 있다. 이것으로부터 다음과 같은 유명한 Deutsch式이 얻어진다.

$$\eta_c = 1 - e^{-WF} \dots\dots\dots (9)$$

단 $F = S/Q$ = 比集塵面積 [s/m],

S = 集塵極의 全表面積 [m^2],

Q = 깨스流量 [m^3/s].

식(9)는 매우 간단하기 때문에, 식 그대로 혹은 다소 변형하여, 設計目的에 넓히 사용되고 있다. 단 이 경우 粒子겉보기 移動速度 W 는 그 物理的인 뜻보다 오히려 集塵裝置의 치수 이외의 모든 process要因(깨스의 性狀, 粒子의 性狀, 粒徑分布 등)을 대표하는 設計 parameter라고 생각할 수 있다. W 의 값은 實裝置에서의 集塵率의 測定結果로부터 식(9)를 이용하여 산출한다. 그림 2의 曲線(B)는 여러가지 公業용集塵裝置에서 實測한 部分 集塵率에서 산출된 各種粒徑別 粒子겉보기 移動速度 W 의 粒子半徑과의 관계를 나타낸다¹²⁾.

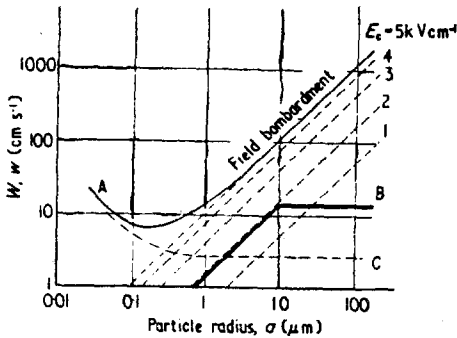


그림 2. 입자의 이론이동속도 w (곡선A) 및 입자겉보기 이동속도 W (곡선B)와 입자반경 a 와의 관계 C는 熱擴散곡선

電되는 것으로하며, 熱擴散機構에 의한 荷電量으로서 $q_w = 6q^*$ 을 취하였다. 이 곡선에서 만일 충분한 荷電時間이 주어지고 粒子가 飽和值까지 荷電되는 것으로 생각한다면, w 는 $0.1 \sim 1.0[\mu m]$ 의 粒子半徑領域에서 最小値가 됨을 알 수 있다. 이 사실은 實驗室的으로¹¹⁾, 또는 現場的으로¹²⁾ 實證되고 있다. 이 예에서는 이 最小値는 약 $7cm/s$ 가 되고 있다. 또 $a > 1[\mu m]$ 인 범위에서는 w 는 粒徑에 비례하며, $a = 10[\mu m]$ 에서 w 는 약 $1[m/s]$ 가 된다. 또한 $a < 0.1[\mu m]$ 인 범위에서는 w 는 a 의 감소와 더불어 a 에 대략 역비례하여 높아진다. 그러나 이것은 前述한 바와 같이 飽和值까지 粒子가 荷電된 경우이며, 실제 裝置에서는, 粒子滯留後間은 $5 \sim 10[s]$ 정도이므로, 粒徑 $0.1[\mu m]$ 이하인 粒子에서는 荷電時間의 不足을 考慮할 필요가 있다.

2.4 集塵率과 粒子겉보기移動速度

식(8)로 주어진 理論移動速度 w 는 일반적으로 集塵率 η_c 의 推定에는 도움이 되지 못한다. 그 이유는 실제 장치에서는 電風으로 인하여 촉진되는 渦流라던가, 일단 捕集된 粒子의 再飛散 등등 많은 외란 因子가 항상 존재하여, 이들이 粒子의 集塵過程에 크게 개입하기 때문이다. 集塵, η_c 의 第一近似는 集塵空間내의 อนุ

이 그림에서 확실한 바와 같이 W 의 특성은 同圖(B)의 理論特性으로부터 크게 이탈되어 있는데, 그 理由는 粒徑이 클수록 粒子의 附着, 凝集力이 低下하여 再飛散되기 쉽기 때문이라고 생각되고 있다. W 에 영향주는 因子의 가지수는 너무 많으며, 또한 사견豫測이 어려운 것이 적지않다. 그 결과 電氣集塵裝置의 設計에는 많은 經驗과 同種裝置의 실적에 관한 data의 축적이 필요하다. 그러나 이 실적자체도 여러 경우에 따라서 상당한 分散을 나타냄으로 集塵裝置의 設計에는 충분한 安全係數를 취할 수 없는 경우에는 集塵性能의 豫測에 자연히 確率論的인 요소가 드러나게 된다¹⁴⁾.

粒子 겉보기 移動速度 W 에 관한 개념상의 또 다른 문제점은 최근 활발히 건설되고 있는 것으로써, 증전의 것에 비하여 電極間隔을 대폭 크게 취한 소위 大間隔型(large-spacing type)의 電氣集塵裝置가 거의 동일한 運轉條件하에 있는 同一容積의 증전형식의 集塵裝置와 거의 비슷한 集塵率을 높이고 있는 사실로부터 제기되기에 이르렀다. 이것은 粒子 겉보기 移動速度 W 가 電極間隔에 비례하여 증가한 가능성이 있음을 의미하나, 이러한 경향은 단순히 乾式電氣集塵裝置뿐만 아니라, 逆電離 및 再飛散의 발생여지가 없는 濕式電氣集塵裝置에서도 그 現象을 나타내고 있음을 알게 되었다¹⁵⁾. 이러한 現象은 電極間隔증가에 수반되어 얻어지는 運전의 安定化를 고려한다치더라도 충분한 설명이

불가능하며, 集塵過程 자체에 관하여 새로운 觀點에 입각한 研究와 考察을 행할 필요가 있음을 의미하고 있다.

다음 集塵過程에 관련된 연구로 밝혀진 새로운 최근의 사실에 대하여 기술한다.

3. 電氣集塵에서의 諸問題

3.1 이온카타덴의 pattern과 그 荷重效率에 미치는 영향

線狀의 放電極에 負의 直流高電壓을 인가시, 이미 알려진바와 같은 負코로나 放電은 線에 일정한 間隔을 가진 點狀으로 나타난다. 그리하여 이들 負코로나 點부터 負이온流가 集塵極으로 향하면서 房狀으로 흩어지면서 흐른다. 그 결과 線의 近傍領域에서는 上記한 房사이사이에는 다소간의 이온의 結핍공간 (dead space)이 생긴다. 즉 이 부분에서는 이온密度가 현저히 적어지기 때문에 식(4) 혹은 식(9)에서 주어진 點電荷時定數 τ 가 매우 커져서, 그것을 통과하는 粒子는 충분히 荷電할 수 없게 된다. 이러한 結핍공간의 존재에 의하여 荷電效率이 저하함은 실험적으로도 檢證하기까지에 이르러¹⁶⁾, 그 결과 이온카타덴의 패턴(pattern)에 관한 研究가 진행되었다. 그 결과 「電極모양이 닳은 꼴이면, 電極의 실제치수, 印加電壓, 코로나電流의 크기에는 관계없이 이온 電流密度의 空間分布가 닳은 꼴이 된다」는 소위 電極모양과 이온流패턴간의 相似則이 발견되었다¹⁷⁾. 그림 3은 그 일례를 나타낸다. 또한 集塵極上에 있는 이온電流패턴에 結핍공간이 생기는 경우에는 電氣抵抗이 큰 먼지가 集塵極上에 부각堆積되어 있을때, 結핍공간에서는 靜電誘導에 의한 먼지의 再飛散이 발생하여 이온電流가 最大值가 되

는 곳에는 逆電離現象이 일어남을 알게 되었다. 더욱이 어떤 종류의 먼지는 上記한 再飛散시 우선 먼지層으로 부터 섬유모양의 眞珠玉形으로 突出한 후, 이것이 먼지層을 떠나서 空間으로 飛出하여 分裂되는 過程을 밝게 됨을 알게되었다¹⁸⁾.

線狀放電極에서의 上記결핍공간에 관한 문제는 Hermstein's glow라 불리우는 특수한 형식의 正코로나를 사용하면 적어도 실험실적으로 해결할 수 있음이 밝혀졌다. Hermstein's glow의 발생조건은 아직 완전히 밝혀지지 않았으나, 放電極近傍의 電界의 세기와 그 구배가 매우 커서, 그 결과 負이온부터의 電子의 이탈이 放電極近傍의 한정된 領域으로부터 발생하고 있는 것으로 생각되고 있다. 이들 電子는 매우 높은 移動度(mobility)를 가지고 있기 때문에, 橫方向으로 擴散하여 放電極表面에 電子시이스를 형성하며 그 空間電荷電界에 의하여 그 바깥쪽電界를 약하게하여 스트리마의 形成을 억제하는 것으로 생각되고 있다. 그러므로 Hermstein's glow의 發生은 극히 적은 負이온을 外部로부터 放電極에 공급함으로써 촉진될 수 있다¹⁹⁾.

이와같은 Hermstein's glow를 사용함으로써 균등하면서 結핍공간이 없는 正이온카타덴을 형성할 수 있음과 동시에, 종래 正코로나의 缺點으로 여겨졌던 streamer의 성장성으로 인한 불꽃電壓의 低下도 피할수 있게 되고, 荷電效率을 현저히 높일수 있는 가능성이 있음을 칼날型放電極을 사용한 실험으로 實證되었다²⁰⁾. 이 실험에서는 正코로나 發生用 칼날형 전극근방에 少量의 負이온을 공급하기 위한 線狀電極을 이 칼날형전극에 평행으로 설치하였고, 그 결과 동일 電極으로 負코로나를 발생시켰을 때 보다 더 불꽃電壓이 높아졌다.

3.2 集塵空間에서의 EHD現象

電氣集塵裝置의 集塵空間에서는 電界와 흐름場이 동일空間에 共存하며, 帶電粒子의 운동은 그 雙方의 영향을 받는다. 이러한 場을 電氣流體力學 혹은 EHD場(electro-hydrodynamic field)라 부르며, 이와같이 雙方의 場의 영향으로 인하여 일어나는 現象을 일반적으로 EHD現象이라 부른다. 集塵空間에서 생기는 주된 EHD現象에는 上述한 粒子運動이외에 雷風(ion風)이 있다.

3.2.1 電風

그림 4(a)는 針對平板電極을 사용하여, 平板에 평행인 속도 1.25m/s의 氣流를 흐르게 하면서 針에 負電壓을 인가하여 負코로나放電을 발생시켜 Schlieren法으로 촬영한 電風의 코아의 사진이다. 이 경우 針電極은 電熱트 가열하여 Schlieren이 일어날 수 있도록 하였

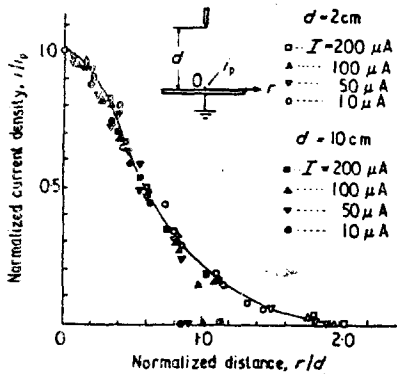
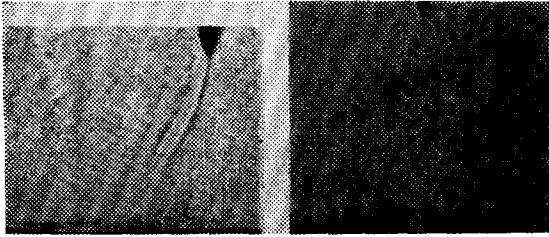


그림 3. 集塵極위에서의 규격화된 전류밀도 i/i_0 와 0點부터 규격화된 거리 r/d 와의 관계(針對平板電極)



(a) core of electric wind ($d=3\text{cm}$, $V=18\text{kV}$, $v=1.25\text{m s}^{-1}$)
 (b) electric wind by back-discharge ($d=6\text{cm}$, $V=-30\text{kV}$)

그림 4. 電風의 Schlieren 사진

다. 이 코어의 굴곡으로부터 여러곳에서의 電風速度를 대략 계산할 수 있으며, 계산결과 電風의 속도는 針電極의 근방에서는 20[m/s] 까지 이르고 있고, 또한 平板電極까지의 간격에 관한 평균을 취하였더니 數 $[\text{m/s}]$ 가 되고 있음이 밝혀졌다²¹⁾. 이것은 종전 $1\sim 2\text{[m/S]}$ 정도로 생각되어왔던 값에 비하면 매우 높은 값이다. 또한 최근 電風의 속도분포가 베이자·뫼브라 速度計에 의하여 보다 정확히 측정할 수 있게 되었으며, 그 결과 電風의 속도는 集塵空間의 대부분에 걸쳐 數 $[\text{m/s}]$ 정도였음이 확인되었다.

3.2.2 帶電粒子的 EHD운동과 그 解析

그림 2에서도 밝혀진바와 같이 電界단에 의한 理論移動速度 w 가 數 10[cm/s] 을 넘지 못할 直徑 약 $10\text{[}\mu\text{m]}$ 이하의 粒子는 電風내지 電風에 의하여 촉진된 渦流의 作用으로 주로 集塵極近傍에 운반되게 된다. 그리하여 여기서 이들 塵수流는 反轉하여, 電氣力의 作用내지 不規則인 운동결과 亂流層으로부터 電極表面의 境界層으로 뛰어들어 粒子만이 集塵되는 것으로 豫想된다. 즉 集塵空間에서의 帶電粒子, 특히 미세한 帶電粒자의 운동을 정확히 이해하기 위하여는 上述한 이온風 및 渦流의 效果를 고려한 EHD적인 해결방법이 필요하다. 이 경우 운동모양은 대체로 다음과 같은 無次元因子에 의하여 판별된다.

$$K = w_0/V_0 = qE_0/6\pi\eta aV_0 \dots\dots\dots(10)$$

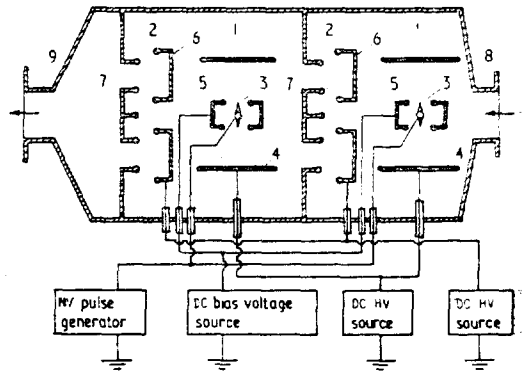
단, E_0 = 電極間的 平均電界의 세기,
 w_0 = E_0 에서의 半徑 a , 帶電量 q 의 球形粒자의 電界단에 의한 理論移動速度,
 V_0 = 電風까지 포함한 渦流速度의 自乘平均值.

만일 $K > 10$ 이면, 運動모양은 주로 電界에 의하여 지배되며, $K < 10$ 가 되면 渦流의 영향이 지배적이 된다.

電風과 결합된 渦流의 實體 및 그 條件下에서의 電極表面上的 境界層의 형성과정 등에 대하여는 현재보다 상세한 연구가 진행되고 있다. 예를 들면, 그림 4(b)

는 逆電離의 발생으로 集塵極쪽에도 電風이 일어남을 나타낸 Schlieren 사진이다²²⁾.

그림 5와 같은 特殊 2段式電氣集塵裝置²³⁾의 捕集部 2에서의 두 電極 6과 7사이의 有效集塵部空間 Δ 와 같이 渦流의 效果를 무시할 수 있는 경우에는 流場을 理想流體의 포텐셜흐름으로 近似시킴으로써 그 해석이 쉬워진다. 이러한 경우에는 電界 및 流場은 모두 代用



1. charging part; 2. collecting part; 3. discharge electrode; 4. counter electrode; 5. third electrode; 6. driving electrode; 7. collecting electrode; 8. gas inlet; 9. gas outlet.

그림 5. 新型 2段式電氣集塵裝置(荷重部에 바이어스制, 御型 펄스荷電裝置와 捕集部에 靜電스크린 電極이 있음)

電荷法²⁴⁾ 및 그 變形²⁵⁾으로 境界條件이 매우 복잡한 경우에도 간단하고도 정확히 구할 수가 있다. 이러한 計算에 입각하여 帶電粒자의 EHD場에서의 운동을 해석하는 경우 다음과 같은 EHD포텐셜 ψ_{EHD} 인 개념을 도입하면 편리하다.

$$\psi_{EHD}(R) = -\int_0^R (6\pi\eta aV(R) + qE(R)) \cdot dR \dots\dots(11)$$

단 R = 原點 0로부터 문제의 點까지 그린 位置벡터,
 $V(R)$ = 그 點의 流速벡터,
 $E(R)$ = 그 點의 電界벡터.

上式을 사용하면 質量 m 의 粒子運動方程式은

$$m \frac{d^2R}{dt^2} + 6\pi\eta a \frac{dR}{dt} = -\text{grad}\psi_{EHD} \dots\dots\dots(12)$$

와 같이 표시되어, 粒子에 대한 作用力은 EHD포텐셜場의 구배로 나타난다. 지금 식(12)을 시간과 공간에 관하여 無次元化하면, 粒子運動모양은 파라메타 $\zeta = \sqrt{6\pi\eta a^3/mV}$ 에 의하여 ballistic mode 혹은 viscous mode로 된다. 단 b 는 電極間거리이고, V 는 平均流速이다. $\zeta \gg 1$ 즉 실제장치에서는 식(12)의 第1項(慣性項)

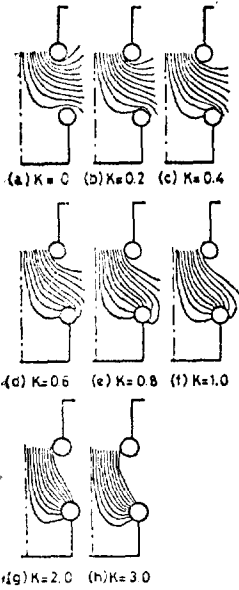


그림 6. 靜電스크린型 捕集部에서의 EHD力線의 분포

은 第2項(粘性項)에 비하여 무시할 수 있게 되어, 粒子運動은 viscous mode가 되어 上記한 EHD포텐셜場속에서 그런 力線인 EHD力線에 따라서 하게 된다. 그림 6은 그림 5에서의 有效集塵空間領域A에서 그런 EHD力線은 나타낸다²⁶⁾. 단 力線은 氣의 入口에서 같은 간격이 되도록 그려져 있으며, 이것을 이용하면 같은 간격으로 入口에 드려온 粒子의 軌道 즉 理論集塵率을 推定할 수 있다. 그림에서 力線의 모양은 流量의 粘性力에 대한 電界의 Coulomb힘의 比를 나타내는 無次元場 $K = q\bar{E}/6\pi\eta a\bar{V}$ 에 의하여 지배된다. 단 \bar{E} 는 電極間的 平均電界의 세기, \bar{V} 는 平均流速이다. K 가 0인 때는 EHD力線은 流線과 일치한다. 또한 K 가 커짐에 따라 電界의 조임 효과가 나타나 集塵率이 上昇하여, 이 그림인 경우 $K \geq 1.95$ 에서 100%의 理論集塵率이 얻어지는 결과가 된다.

3.3 Dust의 附着力과 再飛散

電氣集塵이 유효하게 행하기 위하여는 우선 粒子相互 및 粒子와 集塵極간에 충분한 凝集, 附着力이 존재하며, 그 結果 槌打시 분열되어 氣流와 함께 운반되지 않도록 경고한 堆積層이 형성되어야 한다. 그러므로 電氣集塵裝置는 有效한 dust凝集裝置로서의 作用을 발휘할 수 있어야 한다. 이 作用에 관하여는 걸보기 抵抗率 $\rho_d > 10^{10}[\Omega\text{-cm}]$ 이상의 dust인 경우 電氣的 附着力은 큰 역할을 한다²⁷⁾. 이 힘은 粒子의 接觸點을 흐르는 電流로 인한 電壓降下에 기인하며, Johnsen-Rahbeck 효과라 부른다. 이 힘의 크기는 dust層의 걸보기 抵抗率 ρ_d 와 dust層을 흐르는 電流密度에 비례한다²⁸⁾. 電氣的 附着力으로서는 接觸帶電²⁹⁾이 중요시되고 있으나, 이 점에 관하여는 아직 충분한 연구가 進行되고 있지 않다. 일반적으로 電氣集塵으로 堆積된 高抵抗의 dust層의 附着性은 매우 큰 것이 보통이나, 그 원인으로 上記한 것 以外에, 電氣的 附着力(Van der Waals 힘)의 증가 때문이라고 주장하는 說도 있다³⁰⁾. $\rho_d < 10^{10}[\Omega\text{-cm}]$ 인 경우에는 集塵極에 도착한 塵子는 氣流의 射突下에서도 靜電誘導에 의하여 逆極性(集

塵極과 같은 極性)으로 荷電되어 氣流에 되돌라간다. 그러므로 이를 막을 수 있는 다른 附着力이 충분하지 못한 경우에는 dust의 異常再飛散을 이끈다. 附着力의 하나인 Van der Waals力은 凝集 附着力의 效果는 dust粒徑이 적을수록 현저하다³¹⁾. 氣온도가 비교적 낮고, 그 결과 氣의 相對濕度가 비교적 높은 경우에는 接觸點으로서의 水分子의 毛細管凝縮(capillary condensation)이 중요한 역할을 담당할 가능성이 있다. 최근 飛灰集塵시 소량의 適當한 첨가제 예를 들면 triethylamine³²⁾ 및 ammonia³³⁾을 入口까지 氣流속에서 注入함으로써 dust의 附着凝集性이 높아지며, 集塵率이 높아지는 것으로 알려져 있다. ammonia注入은 重油燃燒用 보아러에도 사용되나, 이 경우의 목적은 SO₂에 의한 부식을 방지하는데 있다. 이때 硫酸암모늄(ammonium sulphate) 및 重硫酸암모늄(ammonium bisulphate)의 극히 미세한 fume이 대량 발생하여, 때때로 그 空間電荷에 의한 코로나 阻止作用을 이끈다³³⁾. 이들 fume의 걸보기 抵抗率은 높아야 10⁹[Ω-cm] 정도이기 때문에 逆電離를 발생하지 않으므로 捕集은 쉽다.

3.4 逆電隨現象

電氣抵抗이 매우 큰 dust(대부분의 경우 金屬酸化물로 구성됨)를 발생하는 대규모 프란트(製鐵工業에서의 粉鐵燒結機, 세멘트工業에서의 로오타리키른 및 크린카쿠우라, 冶金工業에서의 焙燒爐, 低硫黃炭을 사용하는 火力發電用보일러 등)에 설치된 電氣集塵裝置에서는 거의 예외없이 逆電離現象이 發生하며, 그 集塵性能을 阻害시키는 최대 要因이 되고 있다.

逆電離現象의 效果는 dust의 걸보기 抵抗率 ρ_d 의 值에 따라 다음과 같은 두가지 mode가 있다.

첫째 mode는 ρ_d 의 값이 약 $5 \times 10^{10} \sim 10^{12}$ 인 범위에서 발생하는 불꽃頻發現象이고, 集塵裝置의 加電을 불안정하게 하므로서 그 集塵性能을 다소 저하시킨다. 第2의 mode는 ρ_d 가 약 $10^{12}[\Omega\text{-cm}]$ 을 넘었을 때 발생하는 電流異增現象이며, 集塵極上에 堆積된 dust層表面에 많은 코로나 點이 생겨 여기서 풍부한 逆極性이온이 集塵空間에 공급되어, 塵子의 集塵作用에 필요한 電荷가 中和되어 集塵性能이 현저히 저하한다.

이상의 諸現象은 塵子層의 電氣抵抗이 너무 높아진 결과 그곳을 통과하여 集塵極으로 흐르는 電流에 의하여 발생하는 dust層內의 電界의 세기가 그 絶緣 파괴치를 넘어 dust層內에 絶緣 파괴가 이어나므로써 誘引 발생케 한다. 따라서 그 發生條件은 dust層의 最弱點에서 展部的으로 다음 條件을 만족하기 때문이다.

$$E_d = i_d \times \rho_d > E_d, \dots\dots\dots(13)$$

단 E_d = dust層內의 걸보기 電界의 세기,

E_{ds} = 절연과피치 (약 10^4 V/cm 전후의 값),

i_d = dust層內的 절보기電流密度.

dust層의 절연과피치로 과피치의 電位는 급격히 集塵極電位까지 내려가, 그 주변에 심한 電界集中이 이러 남과 동시에 과피치點부터 다량의 photon이 放出한다. 그 결과 과피치點을 둘러싸은 上記電界의 空間分布형태에 따라서 그 點으로부터 放電極으로 행하는 空間 streamer放電, dust表面의 堆積表面電荷로 행하는 沿面streamer放電, 혹은 이들 두가지放電을 유발한다. dust層이 절연과피치되어 그로 인하여 위와같은 二次的 氣中放電을 이끄는 것을 逆電離現象이라 부른다. 위의 streamer放電은 어느것이나 放電路에 따라서 강력히 깨스를 電離하고, 그것으로서 심한 正負電荷의 增倍와 photon의 발생을 가져온다. 이중正負電荷의 일부는 상호 再結合하지만, 나머지負電荷는 dust表面 및 과피치點에 흡수되고, 나머지 正電荷는 放電極으로 向하며, 그 도중에서 dust의 負電荷를 中和하거나, 이를 正으로 帶電시킨 뿐만아니라 集塵空間에서의 負이온空間電荷를 中和시켜 電界分布의 變化를 가져온다. 그리하여 그 一部 혹은 大部分은 負이온과의 再結合으로 상실되고, 나머지는 負의 高電位放電極 및 기타에 흡수된다. 逆電離 streamer는 통상 어느 거리까지 성장하면 그 尖端部의 電界가 약해지게 되어, 進行이 멈추며, 放電路의 殘留프라즈마는 上述한 과정에서 없어진다. 일단 streamer가 소멸되면 dust層의 表面은 방전극부터의 負이온과 streamer부터의 負電荷에 의하여

재차 負로 荷電되어 電位를 회복하여, dust層의 절연과피치-streamer放電의 發生을 반복한다. 그결과 반복 펄스放電형식으로 방전이 속행된다. 그림 7는 dust층을 흐르는 i_d 와 그 윗쪽의 깨스空間에서의 dust層에 수직인 電界 $E_{en} = V/d$ 의 雙方을, 코로나空間중에 새그물형 제3전극을 삽입함으로써 상호 독립적으로 변화시키면서 측정된 모든 코로나電流와 E_{en} 의 逆電離형식에 미치는 영향을 나타낸다³⁴⁾. 試料로서는 dust層대신 중앙에 직경 0.5[mm]의 구멍을 뚫은 雲母板을 사용하였다. $E_{en} > 3.3$ [kV/cm], $I > 3.3$ [μ A]가 되면서부터 비로서 pinhole에서의 절연과피치가 沿面放電(沿面스트리머)을 trigger 할 수 있게 된다. 또한 $E_{en} > 5.1$ [kV/cm]가 되면, 비로서 空間streamer가 伸張하기 시작하지만, 이것은 일반적으로 streamer의 進行에 필요한 電界라고 부르고 있는 5[kV/cm]와 일치한다. 또한 $E_{en} > 8.4$ [kV/cm]에서는 streamer는 즉시로 불꽃放電으로 移行한다. 더욱이 同一한 電界值라 할지라도 電流值 I 가 어느 值이상을 초과하지 못하면 逆電離가 일어나지 않으며(식(13)의 조건에 해당한다), I 가 이보다 더 큰 어떤 值를 넘게되면 불꽃으로 移行한다. 이것은 I 의 增加와 더불어 逆電離streamer의 發生頻度가 증가하여, 결국 그 平均周期가, streamer內的 殘留이온의 消이온時間에 가까와지면, 앞의 채널이 다음의 streamer의 伸張에 이용할 수 있게되어, streamer가 점차로 성장하면서 放電極으로 도달하기 때문이라고 생각되고 있다. 그림 8의 사진은 試料表面의 電荷密度의 大小에 의하여 생기는 pinhole부터 주위로 향하는 沿面電界의 大小가 沿面streamer의 伸張에 미치는 영향을 나타내고 있다. 이경우 pinhole절연과피치

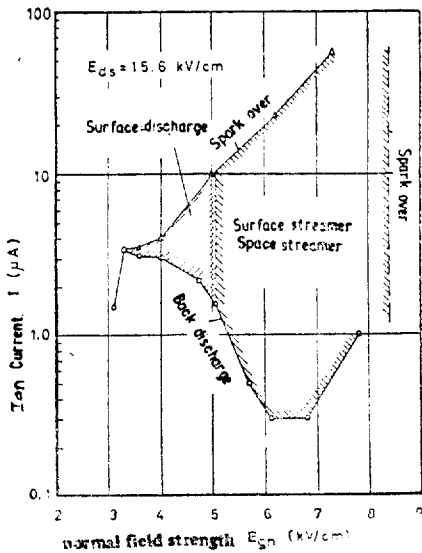
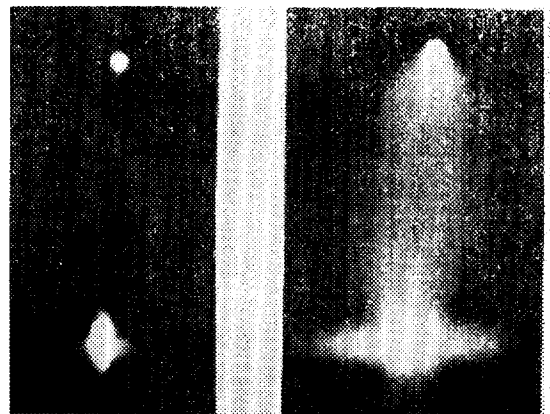


그림 7. 수직방향의 電界의 세기 E_{en} 와 이온전류 I 가 逆電離 mode에 미치는 영향



(a) $E_{ds} = 22.2$ kV/cm, 18kV, 46 μ A
(b) $E_{ds} = 36.5$ kV/cm, 18kV, 20 μ A

그림 8. 沿面방향의 電界가 逆電離mode에 미치는 영향

의 表面電荷密度는 $\sigma_d = \epsilon_d E_{ds}$ (ϵ_d 는 非지層 絶보기誘電率)에 의하여 주어지므로 각각 環개의 pinhole를 갖는 두장의 유리板을 겹쳐서 사용하여 pinhole간의 거리를 바꾸므로써 E_{ps} 를 바꾸어 σ_d 를 변화시킨다³⁹⁾, 그림에서 확실한 바와같이 E_{ds} 및 σ_d 가 큰 경우에는 沿面方向으로의 streamer의 느려남이 현저하게 된다.

그림 7의 測定結果로부터 왜 逆電離現象效果가 ρ_d 值에 의하여 불꽃頻發과 電流異增의 두가지 형태로 나타나는가가 확실해진다. 즉 ρ_d 가 별로 크지 않을 때는 조건식(13)에서 알수 있는 바와같이 dust層絶緣破壞時의 i_d 가 크므로, 集塵空間의 電界가 커진다(換言하면, dust層의 電壓分擔에 비하여 空間의 電壓分擔이 커진다). 이때문에 streamer가 伸長하여 불꽃으로 移行하기 쉽다. 그 결과 불꽃頻發mode이 나타나기 쉽다. 한편 ρ_d 가 커지면 위와는 반대현상이 나타나게되어, 集塵空間의 電界의 세기는 적고, 空間streamer의 伸張은 억제되어 불꽃발생은 생기지 않은 반면 電壓, 즉 i_d 의 상승비에 따라 dust層內의 電界가 크게 上昇, 多數點에서 점차적으로 절연 파괴를 이쁘르, 그 결과 電流의 異常增大를 이쁘른다. 두 mode의 境界는 명확하지 않으며, 中間領域이 존재한다. 또한 dust의 粒徑分布, 化學組成 등으로 E_{ds} 및 기타에 多少의 差異를 이쁘르므로, 이로 인한 效果도 생기게 된다.

그림 9는 典型的인 逆電離펄스放電에 따른 電流波形과 發光波形을 나타내고 있고³⁹⁾.

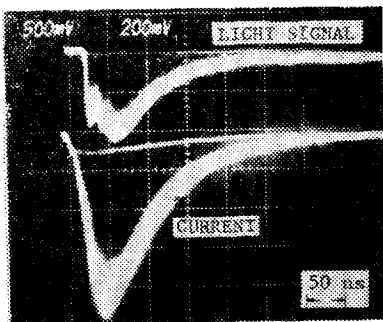


그림 9. 逆電離펄스에 따른 電流 및 發光波形

그림 10은 逆電離點 윗쪽의 空間 및 逆電離點 주위의 試料表面上的의 여러 點에서 0.3[mm]의 空間分解能으로 측정된 發光波形장소에 의한 變化를 나타낸다. 단 이 경우에도 硝子板에 pinhole한개 뚫은 것을 試料로서 사용되고 있다. 逆電離點直上에서의 發光信號에서는 逆電離 펄스가 두가지 부분 즉 매우 신속하게 上昇하여 약 20[ns]정도 계속하는 第1波(primary wave)와, 이것보다 완만한 上昇을 하면서, 약 200[ns] 정도의 계속시간을 갖는 第2波(secondary wave)로 구성되

어 있다. 前者는 그림 9에서의 電流波形의 최초의 上昇(第1의 펄스)에 대응하며, 이것을 分離측정하면 그 波高値는 비교적 적고, 펄스 한개당 약 $1 \sim 2 \times 10^{-8}$ [C]의 電荷放出이 행해지고 있음을 알수 있다. 後者の 波는 電流波形의 대부분을 佔하고 있는 第2의 펄스에 대응하고 있고, 그 波高値도 크며, 펄스 한개당 약 $2 \sim 4 \times 10^{-8}$ [C]의 電荷放出을 하게된다. 前者의 펄스는 放電極으로 向하는 空間streamer, , 後者の 펄스는 보다 큰 電荷增倍作用을 갖는 沿面streamer에 對應하고 있음이 확인되었다. 第1波의 傳播速度는 약 4×10^7 [cm/s] 정도이다. 또 어느쪽의 mode의 펄스에 관하여도 1個의 펄스당의 電荷量은 대략 각각 一定하며, 電壓上昇과 더불어 그 平均반복 周波數가 증가하며, 그 결과 電流가 증가하면 沿面 streamer mode의 반복周波數는 空間 streamer mode의 그것에 비해 동일조건에서 한 digit 이상 낮으며, 그 결과 한개의 파괴점에 관한限, 空間 streamer mode쪽이 그 한개당의 電荷量이 적음에도 불구하고, 電流의 上昇率이 커지는 것등 여러 현상이 관찰되고 있다.

그림 10. z軸上 및 r軸上의 各點에서 측정된 逆電離의 發光波形

그림 11은 放電極이 正인 경우에 발생하는 逆電離現象의 상태이다. 放電極이 負인 경우에 비하여 현저한 差異點을 찾을 수 있다. 즉 여러개의 逆電離點이 dust層의 表面에 거의 같은 間隔으로 규칙적으로 분포되고 있다. 그리고 印加電壓을 높혀도 負의 逆電離點부터는 물론 正의 放電極으로부터도 streamer가 발생하지 않으며, 어느 電壓値에 이르르면 갑자기 불꽃放電이

Figure 10 shows oscilloscope traces of light signals measured at various points along the z-axis and r-axis. The traces show two distinct waveforms: a primary wave with a sharp rise and a secondary wave with a more gradual rise. The primary wave is associated with a space streamer, and the secondary wave is associated with a surface streamer. The primary wave has a propagation velocity of approximately 4×10^7 cm/s. The charge per pulse is approximately constant for both modes, and the average repetition frequency increases with current. As the current increases, the repetition frequency of the surface streamer mode increases relative to the space streamer mode. Under the same conditions, the space streamer mode has a higher digit rate. The surface streamer mode has a lower charge per pulse but a higher current rise rate, leading to various observed phenomena.

Figure 11 shows the state of inverse ionization when the discharge electrode is positive. Compared to the negative case, there are significant differences. Multiple inverse ionization points are distributed regularly on the surface of the dust layer. Even when the applied voltage is increased, streamers do not occur from the negative inverse ionization points or the positive discharge electrode, but rather occur abruptly as a spark discharge at a certain voltage value.



그림 11. 放電極이 正인 場合의 逆電離 發生현황

발생한다. 원래 正의 放電極에서 발생한 코로나放電은 streamer코로나로 移行하기 쉬우나, 이경우 불꽃에 이르기까지 streamer으로의 移行은 완전히 억제되지 않고 있으므로, Hermstein's glow 경우와 마찬가지로, 負의 逆電離點부터 공급된 負이온에 의한 것으로 예상된다. 그결과 dust層을 제거한 경우에 비해 불꽃電壓이 上昇하는 경우도 일어난다³⁴⁾.

3.5 粒子電荷의 實際值

單極性이온空間에서의 粒子의 荷電에 대하여는 이론식(2)~(4) 및 (5)~(7)이 유도되고 있다. 이중, 粒徑이 $2[\mu\text{m}]$ 보다 큰 球形粒子의 帶電량을 나타내는 Pauthenier의 식(2)~(4)으로부터 電界의 세기 E_c , 이온電流密度 i 및 荷電時間 t 를 獨立的으로 얻을 수 있는 장치를 사용하여 실험적으로 행하였다³⁶⁾. 그 결과 球形導體粒子인 경우에는 帶電량의 實測值과 식(2)~(4)에 의한 計算值간에는 매우 좋은 일치를 보았으나, teflon球와 같이 表面漏洩抵抗率 및 體積抵抗率이 매우 높은 球狀粒子인 경우에는 粒子에 回轉운동을 부여하지 않은限 그 實測飽和電荷量 q_0 는 식(3)에서 주어진 理論值的의 절반정도의 값에 지나지 않음이 判明되었다.

이 오차는 誘電體粒子의 荷電에 의한 粒子의 分極은 粒子가 완전한 절연물로 보았음에도 불구하고, 일단 이온충돌로 片面에서 粒子에 부여하는 電荷는 즉시 粒子表面에 均일하게 分布한다(粒子가 導體인 경우에만 가정이 성립한다)고 하는 모순된 가정을 설정한 것에 기인된다. 그러나 粒子抵抗이 過大하지 않고 粒子의 表面漏洩抵抗 내지 體積抵抗에 기인된 粒子의 有效荷電緩和時間 τ_p 가 식(4)로 주어지는 荷電時定數 τ 에 비하여 무시할 정도로 적은 경우(옛물 들면 礫子粒子)에는 粒子의 電荷량의 實測值는 粒子를 導體($\epsilon_s \rightarrow \infty$)로 가정하여 식(2)~(4)를 이용하여 算出한 값과 잘 일치한다. 이 경우 粒子는 實質上 導體粒子로서 떠돌고 있기 때문이며, 그 理由는 荷電過程에서 分極 및 이온충돌에 의하여 粒子에 주어지는 電荷는 신속히 再配置되어 그 内部電界가 거의 零으로 항상 유지할 수 있기 때문이다. 그러므로 이런 粒子인 경우, 비록 그것이 比誘電率 ϵ_s 를 갖이고 있다고 하더라도, 식(3)에서 ϵ_s 의 효과를 나타내는 項 $3\epsilon_s/(\epsilon_s+2)$ 는 전혀 뜻을 잃게 되어 이項을 導體의 경우와 마찬가지로 $\epsilon_s \rightarrow \infty$ 에 對應시킨 3이란 수치로 해야할 必要가 나오게 된다. 보통의 電氣集塵裝置에서의 條件下에서는 지금 表面傳導에 의한 기여를 무시했다고 하여도, 體積抵抗率이 $10^{11}[\Omega\text{-cm}]$ (이 경우 ρ_d 는 약 $10^{13}[\Omega\text{-cm}]$ 가 됨^{37), 38)}) 이하이면, 上述한 $\tau_p \ll \tau$ 인 조건이 만족되어, 粒子는 근사적으로 導

體粒子($\epsilon_s \rightarrow \infty$)로 보고 荷電량을 推定하여도 무방하게 된다³⁷⁾.

逆電離가 발생한 경우와 같이, 空間에 正負兩極性的이온이 존재하는 경우의 粒子의 理論帶電量도 Pauthenier에 의하여 주어지고 있다³⁹⁾. 이식을 사용하여 兩極性이온이 존재하는 空間에서의 粒子電荷의 實測值로부터 각각의 이온의 電荷密度 ρ_+ 및 ρ_- 를 산출할 수가 있다. 逆電離空間에서의 球形粒子의 帶電량의 측정으로 다음 事項이 밝혀졌다. 우선 비교적 약한 逆電離下에서도 粒子가 얻는 飽和電荷量은 동일電界의 세기 밑에서 單極性이온에 의하여 얻는 值에 비하여 크게 低下하여, 그 10%정도까지 내려간다. 이것은 上述한 Pauthenier식에서도 바로 推定할 수 있는 사실이다. 그뿐만아니라, 때에 따라서는 粒子電荷의 極性反轉도 관측되었으며, 空間 streamer의 逆電離發生下에서는 어느點의 ρ_+ 와 ρ_- 는 대략 相等하며, 發光領域의 전역에 걸쳐 대체로 일정치를 이루었음을 밝혀졌다. 한편 沿面 streamer mode의 逆電離에서는 ρ_+ 와 ρ_- 는 각각의 發生源으로부터 相對편으로 향하며, 거리와 더불어 지수함수적으로 감쇄한다. 이 경우 dust層表面은 일종의 面狀이온源이 되어 空間에서는 이온의 발생은 없고 주로 正負이온의 再結合만이 이루어진다고 생각하여도 좋다. 단 두 이온密度의 거리적 감쇄비율은 비교적 적으므로, 逆電離이온雲은 보통 放電極의 領域까지 殘存하여 꼬리를 늘어놓고 있는 것을 관측되고 있다. 이것은 大氣壓의 깨스중에서의 코로나放電下에서는 두 이온의 密度는 매우 낮고 그 결과 兩者의 충돌確率が 매우 낮아졌기 때문이라고 생각된다.

粒子를 荷電시키는 새로운 方法으로는 최근 放射性物質에서 放出된 γ 線을 이용하는 方法이 제안되었다⁴⁰⁾ 이 경우 γ 線에 의하여 생긴 高에너지反跳電子는 中性分子를 電離시켜 兩極性이온을 발생시켜, 이것이 電極間에 形成된 橫方向電界로 분리된 두 電極의 근방에 集積되며, 그곳에서 粒子를 單極性으로 荷電시킨다. 荷電된 粒子는 각각 電極에 補集된다.

3.6 Dust抵抗이 集塵性能에 미치는 영향

電氣式 이외의 集塵裝置에서 集塵性能을 좌우하는 因子는, 對象粒子의 粒徑分布이지만, 電氣集塵裝置에서는 粒徑分布 이외에도 대상되는 dust의 絶緣抵抗率 ρ_d 가 큰 영향을 미친다. 그림 12는 ρ_d 가 식(9)의 粒子絶緣기 移動速度 W 에 미치는 영향을 나타내고 있으며, dust의 電氣抵抗率 ρ_d 에서 본 電氣集塵裝置의 適用範圍는 $10^4 \sim 10^9[\Omega\text{-cm}]$ 이며, 밑부분은 몬지의 異常再發散, 윗부분은 逆電離의 발생으로 그 적용이 어려움을 나타내고 있다. 高抵抗몬지層의 ρ_d 의 값은 그림 13

미국의 中西部의 低硫黃炭의 發電보일러의 사용과 더불어, 逆電離防止를 위하여, 電氣集塵裝置를 空氣豫熱器의 上流側에 설치하여 300~400[°C]의 高溫에서 운전하는 소위 hot-side型 電氣集塵裝置가 널리 사용하기에 이르렀다. 이 경우 그림 13에서 알 수 있는 바와같이 dust의 抵抗率은 溫度上昇결과, 逆電離發生의 限界值이하가 되어 逆電離차체는 방지되지만, 裝置의 大型化와 高價格化는 필수적인 것으로 이를 피할 수 없다.

4.6 펄스荷電方式

逆電離를 완전히 電氣的手段만으로 방지하는 방법의 하나로, 펄스荷電方式이 있다. 이것은 그림 14와 같이 放電極의 近傍에 또하나의 第3電極(그림 5의 電極 5에 해당함)을 설치하여, 이것과 集塵極間에 直流電界形成用의 高電壓을 인가하여, 第3電極과 放電極間에

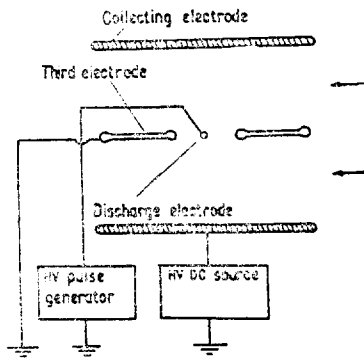


그림 14. 펄스荷電方式型

高壓펄스를 인가하여, 펄스적인 코로나放電으로 荷電用 이온電流를 공급하는 방식이다. 이 방식의 利點은 펄스電壓의 波高值·펄스幅·반복周波數의 조절에 의하여, 主電界를 항상 最高值로 유지하면서, 자유로이 이온電流를 변화시킬 수 있는 것으로, 더욱이 펄스의 으로 공급되는 濃密한 이온雲의 Coulomb反撥力으로 이온電流가 渾저하게 分散均一化된다. 그 結果 逆電離防止條件인 $i_d \times \rho_d < E_{ds}$ 를 dust層上의 全域에 거쳐, 항상 유지하면서 高性能운전을 수행할 수 있게 된다⁴⁶⁾. 이 방식을 더욱 발전시킨 바이아스制御型 펄스荷電方式(bias-controlled pulse charging system)은 10¹³[Ω-cm] 정도의 高抵抗의 dust에도 매우 우수한 集塵性能을 발휘할 수 있음이 확인되어, 현재 그 實用化가 進行중이다⁴⁷⁾.

4.7 交流荷電方式

集塵極表面에 絶緣막을 설치하여, 放電極에 交流高電壓을 인가하면 高抵抗 dust인 경우에도 높은 集塵性能이 얻어짐이 확인되었다⁴⁸⁾. 그 成敗는 高溫계사에서

도 사용할 수 있는 열가 절연막의 出現여하에 달려있다.

4.8 ES型集塵部

粒子的 EHD運動을 유효하게 이용하기 위하여, 미리 荷電部에 電荷를 부여한 dust粒자를 그림 5의 電極 6-7(electrostatic screen) 사이로 유치하여 下流電極 7의 포켓部에서 捕集한다. ES型集塵部는 최근 3년이래 이미 實用運轉으로 드러가 큰 成果를 올리고 있다⁴⁹⁾. 이 방식의 또하나의 利點은 이 부분에서 생기는 亂流로 粒子가 亂流凝集을 받아, 급속히 粗大化되어, 다음段에서 매우 잘 捕集되는 점이다. 이 方式의 荷電部로써 從來型의 電氣集塵裝置가 이용되어 매우 좋은 性能의 向上과 크기의 小型化를 가져왔으나, 여기에 바이아스制御型 펄스荷電方式을 組合하므로써, 逆電離로 인하여 集塵이 곤란하였던 dust도 매우 小型의 裝置로 잘 捕集할 수 있게 되었다.

5. 結 論

이상으로 電氣集塵의 기초와 실제에 관하여 최근의 발전을 중심으로 설명하였다.

電氣 集塵過程은 극히 많은 基礎過程(elementary process)이 같은 무계로 관여하고 있으며, 이것이 문제의 해명과 技術의 향상을 복잡하게 그리고 곤란하게 만들고 있다. 이와같이 多變數의 복잡한 프로세스란 점이 電氣集塵裝置가 다른 集塵裝置 혹은 다른 化學工學의 프로세스에 비해 크게 다른 點이다. 그러므로 集塵過程에 관한 研究는 아직 不充分할 뿐만 아니라, 그 成果와 電氣集塵裝置의 設計가 직접 연결될 단계에 이르지 못하고 있다. 이 공백을 메우기 위하여는 급후 위에서 기술한 여러 기초과정에 관하여 보다 더 연구를 진행시키고 동시에, 각개의 프로세스變數를 集塵시스템로서의 全集塵率로 관련지을수 있는 可能性을 제시할 수 있는 시스템의 觀點에 입각한 性能試價法과 設計理論의 연구 및 그 確立이 크게 요망되고 있다.

끝으로 筆者의 解說이 大氣汚染의 방지를 위하여 노력하는 大韓民國의 電氣技術者 여러분들의 흥미를 갖게 하고, 도움이 될수 있다면 筆者에게는 이보다 더한 기쁨이 없다고 생각하는 바이다.

參 考 文 獻

- 1) M.B. Awad & G.S.P. Castle: Air Poll. Control Assoc., 25, 172 (1975)
- 2) H.J. White: AIEE Trans., Pt. II, 70, 1186 (1951)
- 3) M. Pauthenier & M. Moreau-Hanot: J. Phys.

- Radium, 3, 590 (1932)
- 4) G.W. Herwitt: AIEE Trans., Pt. 1, 76, 300 (1957)
 - 5) G.W. Penny & R.D. Lynch: AIEE Trans., Pt. 1, 76, 294 (1957)
 - 6) A.T. Murphy, F.T. Adler & G.W. Penny: AIEE Trans., Pt. 1, 78, 318 (1959)
 - 7) P.L. Smith & G.W. Penny: AIEE Trans., Pt. 1, 80, 340 (1961)
 - 8) B.Y.H. Liu, K.T. Whitby & H.H.S. Yu: J. Appl. Phys. 38 (4), 1952 (1967)
 - 9) B.Y.H. Liu & H.C. Yeh: *ibid.*, 39 (3), 1396 (1968)
 - 10) W.B. Smith & J.R. McDonald: J. Air poll. Control Assoc., 25, 168 (1975)
 - 11) H.J. White: Industrial Electro-static Precipitation, p. 157, Addison-Wesley (1962)
 - 12) J.D. McCain, J.P. Gooch & W.B. Smith: J. Air Poll. Control Assoc., 25, 117 (1975)
 - 13) D.O. Heinrich: Trans. Inst. Chem. Engrs., 39, 145 (1961)
 - 14) S. Masuda: Staub-Reinhaltung der Luft, Bd. 26, S. 459 (1966)
 - 15) 吾郷・伊藤・齊藤・古谷・増田: 昭和 50年 電氣學會全國大會論文集, No. 921
 - 16) 増田・涉谷・池野: 昭和 48年 電氣學會全國大會論文集, No. 844
 - 17) 増田・新岡: 昭和 49年 電氣學會全國大會論文集, No. 719
 - 18) 増田・松本・大場: 昭和 48年 電氣學會全國大會論文集, No. 839
 - 19) W. Hermstein: Archiv für Elektro-technik, Bd. XLV, S. 206 u. 279 (1960)
 - 20) 増田・新岡: 昭和 48年 電氣學會全國大會論文集, No. 847
 - 21) 足立・陶山・下田・増田: 昭和 49年 電氣學會全國大會論文集, No. 718
 - 22) S. Masuda: Static Electrification 1975, Inst. Phys. Conf. Series, No. 27, p. 161 (1975)
 - 23) 増田・青山・下蘭・服部・涉谷: 第19回 静電氣研究發表會講演豫稿集, No. 35 (昭 49—6)
 - 24) H. Steinbigler: Dissertation TH München (1969)
 - 25) 増田・松本: 昭和 49年 電氣學會全國大會論文集, No. 722
 - 26) 増田・松本: 電氣學會論文誌, 94-A, 515 (1974)
 - 27) J. Dalmon & D. Tidy: Atmospheric Environment, 6, 81 (1972)
 - 28) W. Simm: Staub, Bd. 22, S. 463 (1962)
 - 29) G.W. Penny: J. of Air Pollution Control Association, 25, 113 (1975)
 - 30) J. Cross: Static Electrification 1975, Inst. Phys. Conf. Series, No. 27, p. 202 (1975)
 - 31) H.J. Lowe & D.H. Lucas: British Journal of Appl. Phys., Suppl. No. 2, 40 (1953)
 - 32) O.J. Tassiker: J. of Air Pollution Control Assoc., 25, 122 (1975)
 - 33) E.B. Bismukes: *ibid.*, 25, 152 (1975)
 - 34) 増田・水野: 昭和 50年 電氣學會全國大會論文集, No. 923
 - 35) 増田・水野: *ibid.*, No. 924
 - 36) 増田・阿久津: *ibid.*, No. 909
 - 37) 増田: 電學誌, 80, 1790 (1960)
 - 38) S. Masuda: Staub, Bd. 25, S. 175 (1965)
 - 39) M. Pauthenier: La Physique des Forces électrostatiques et leurs Application (Centre National de la Recherche Scientific), p. 279 (1961)
 - 40) R.J. Heinsohn, et al.: J. of Air Poll. Control Association, 25, 179 (1975)
 - 41) R.E. Bickelhaupt: *ibid.*, 25, 148 (1975)
 - 42) 吾郷・伊藤・齊藤・古屋・増田: 昭和 50年 電氣學會全國大會論文集, No. 921
 - 43) S. Masuda and H. Saito: I and EC, Process Design and Development, 5, 135 (1966)
 - 44) J. Dalmon and D Tidy: Atmosph. Env., 6, 81 (1972)
 - 45) H.G.T. Busby and K. Darby: J. Inst. Fuel 36, 184 (1963)
 - 46) J.E. Lüthi: Dissertation, ETH-Zürich-No. 3924 (1967)
 - 47) S. Masuda, Y. Doi, M. Aoyama and A. Shibuya: Staub-Reinhaltung der Luft, Bd. 36, 1 (1976)
 - 48) H. Krug: Dissertation, T.V. Karlsruhe (1971)
 - 49) 澁谷・増田: 昭和 50年 電氣學會全國大會論文集, No. 920