誘電体層の表面電位の測定

三 浦 颯 一*

1. ま え が き

帯電絶縁体層の表面電位の測定に関する文献やデータは災害・応用の種々の分野できわめて多数の文献があり、多方面にわたっている。しかしその測定精度はきわめて明らかでない。測定器も測定条件も種々多様で“何をどれぐらいの精度で測定したか”という通常の測定法の観念からの文献の検討整理は非常に困難である。

そこで、本稿は“できるだけ物理内容の明確な帯電測定をしたい場合に、特に電位計や電場計による測定値は何を測っているか、その測定精度とそれに影響する要素”などを中心としてごく限られた範囲の基礎的な問題点だけを整理する形をとった。さらに絶縁体層中に空間電荷分布の存在しうることも念頭においた。ただ現状ではまだ結論を明確に述べるほどこれらの問題点は明らかになってはいないし、諸研究者の意見も一致を見ていない点も多い。

2. 帯電測定における電磁気学的基础

帯電物性解析は電子物性的および化学的な面が主になるが、帯電測定に直接結びつく理論は電磁気学と誘電体論であろう。

いわゆる、静電気現象・帯電現象などの静電気工学の基礎となる巨視法則としては、磁界準定常型の緩変微小電流場（ただし静止媒質とする。実際面では運動媒質が多いが今回はふれえない）を考える。静電気現象は十分長時間の観察の下では一般に非定常電流界であって、時間的な変化がゆるやかか、比較的ゆるやか（速い場合は $m \cdot sec$ の order 以上の速い変化もある）で、その上電流が微小であるので磁界 B （磁束密度） $\cdot \partial B / \partial t$ を省略できる。Maxwell の方程式において、 $B \approx 0$, $\partial B / \partial t \approx 0$ と置いて一部変形して、

〔I〕基礎方程式

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{i} &= -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad \left(\text{または} \quad \operatorname{div} \left(\mathbf{i} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) = 0 \right) \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &\approx 0 \quad \left(\text{または} \quad \mathbf{E} \approx -\operatorname{grad} V \right) \end{aligned}$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho \quad \left(\text{または} \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho + \rho'}{\epsilon_0} \right)$$

ただし

[mks. 有理単位系]

境界条件式

$$\operatorname{Div} \mathbf{i} = -\frac{\partial \sigma}{\partial t} \quad \left(\text{または} \quad \operatorname{Div} \left(\mathbf{i} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) = 0 \right)$$

$$\operatorname{Rot} \mathbf{E} \approx 0$$

$$\operatorname{Div} \mathbf{D} = \sigma \quad \left(\text{または} \quad \operatorname{Div} \mathbf{E} = \frac{\sigma + \sigma'}{\epsilon_0} \right)$$

〔II〕媒質の電磁気性表示式

$$\mathbf{D} = f_e(\mathbf{E}) = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (\rho' = -\operatorname{div} \mathbf{P} = \rho_i' + \rho_p')$$

$$\text{等方線型} \quad \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$$

$$\begin{aligned} \text{不等方線型} \quad \mathbf{D} &= \epsilon \mathbf{E} + \mathbf{P}_p \quad (\epsilon : \text{テンソル誘電率}) \\ &= \mathbf{D}_i + \mathbf{P}_p \end{aligned}$$

$$\mathbf{i} = f_k(\mathbf{E} + \mathbf{E}^{(e)})$$

$$\text{等方線型} \quad \mathbf{i} = \kappa (\mathbf{E} + \mathbf{E}^{(e)})$$

$$\text{不等方線型} \quad \mathbf{i} = \mathbf{K} \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{E}^{(e)})$$

ただし $\mathbf{P}_p$: 永久分極または自発分極, $\mathbf{D}_i$: 一時電束, κ : 導電率, $\mathbf{K}$: テンソル導電率, $\mathbf{E}^{(e)}$: へい出力 (印加電気力) (Impressed Field Strength)^{17), 18)}

〔III〕電流の定義式

$$\mathbf{i} = \sum \rho_i \mathbf{v}_i + \sum \rho_i \mu_i \mathbf{E}_i^{(e)} = \kappa (\mathbf{E} + \mathbf{E}^{(e)})$$

$$\mathbf{v}_i = \mu_i \mathbf{E}, \quad \mathbf{E}_i^{(e)} = \frac{\sum \rho_i \mu_i \mathbf{E}_i^{(e)}}{\sum \rho_i \mu_i},$$

$$\kappa = \sum \rho_i \mu_i, \quad \rho = \sum \rho_i + \sum \rho_{sj}$$

ただし $\mu_i \left[\frac{m}{\sec} / \frac{V}{m} \right]$: 易動度, ρ_i : 電流として運動中のキャリアー密度, $\mathbf{E}_i^{(e)}$: 各キャリアーに働くへい出力, ρ_{sj} : 静止真電荷密度 (キャリアーが自由電子である金属の場合には、これを中和している静止陽核の正電荷分布・トラップされているキャリアー・アクセプターおよびドナーイオン分布など)

〔IV〕電気力 (磁力は無視可能とする)

$$\text{真電荷に働く電気力 (体積力)} \quad \mathbf{f} \approx \rho \mathbf{E} \quad [N/m^3]$$

$$\text{真電荷に働く全力} \quad \mathbf{f}_0 \approx \mathbf{f} + \mathbf{f}^{(e)} \quad [N/m^3]$$

$$\mathbf{f}^{(e)}: \text{巨視的非電気力}$$

空気 (真空) 中の剛体媒質に働く力

$$\mathbf{f}' \approx (\rho + \rho') \mathbf{E} \quad (\text{その他略})$$

* Kenichi MIURA 東京都立大学助教授

Measurements of the Surface Potential of Charged Insulating Layers

2-1.

$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ が生きているので不均質媒質内においては媒質境界や $\text{grad } \tau \neq 0 (\tau = \epsilon/\kappa)$ の場所では空間電荷分布 ρ の Build-up や減衰がある。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\rho}{\tau} + \mathbf{i} \cdot \frac{\text{grad } \tau}{\tau}$$

等方線型均質媒質内では定常電流時には空間電荷は存在しえぬし、 $(\text{grad } \tau = 0, \partial \rho / \partial t = 0 \therefore \rho = 0)$, $\mathbf{E}^{(0)}$ が 0 の場所では非定常でも空間電荷の Build-up はありえず、もしも空間電荷が存在するとすれば減衰しかありえぬ^{14), 11), 15)}。

$$\text{grad } \tau = 0 \therefore \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\rho}{\tau} \therefore \rho = \rho_0 e^{-t/\tau}$$

しかしイオン結晶や高分子などの均質の絶縁体では微視的な不均質すなわち微視的な $\text{grad } \tau \neq 0$ が一面に存在するので、線型均質な絶縁体中でも空間電荷の Build-up があろう。すなわち絶縁体の実在結晶はモザイク構造をもち、その構成単位の微結晶の相互間にはきわめて微細な間隙が存在し、イオンがこの間隙に沿って吸着されながら移動^{11)~13)}する。このイオン電導の外に半絶縁体の光導電や感光性エレクトレット (PIP) に代表される電子電導も存在し、トラップされた電子や正孔による空間電荷分布の Build-up や Decay がある^{12), 5), 33)} (例: ZnCdS⁷⁾・アントラセン⁸⁾などの PIP)。

2-2.

$\text{rot } \mathbf{E} = 0$ が成立するので、 $\mathbf{E} = -\text{grad } V$, $\oint_c \mathbf{E} d\mathbf{s} = 0$ (任意閉経路 c), $V_{PA} = -\int_{cA}^P \mathbf{E} d\mathbf{s}$ (任意経路 c) 等静電位 V の定義やポアソンおよびラプラスの方程式 $\nabla^2 V = -\rho/\epsilon$ または 0 が成立する。さらに $\text{rot } \mathbf{E} = 0$, $\text{div } \mathbf{D} = \rho$ が成立するので、静電シールドや静電界の各種計算法がすべて近似的に適用しうる。

2-3.

$\partial \mathbf{B} / \partial t = 0$ と電磁誘導現象が無視されているので、静帯電現象を等価的に取り扱う場合には、インダクタンスが無視できて、CR 回路網でおきかえ¹¹⁾で計算しうる。この際電気力線 $\mathbf{E}$ または電束 $\mathbf{D}$ を等価部分容量 C_{ij} で置換し、 κ と $\mathbf{i}$ に等価抵抗 R_{ij} を対応させて (第1図) 導体系として近似計算することになるが、 C_{ij} 置換はあ

第1図 電気力線の CR 等価回路

くまでも、 $\mathbf{E}$ または $\mathbf{D}$ の流線の両端には等量異符号の電荷があり、それぞれ等電位にあることを基礎仮定とする。したがって等電位でない体積または面電荷分布については等電位に近似しうる程度の十分小さい電荷の塊に分けて C_{ij} 置換する必要がある。これは結局電気力線の 1 本 1 本に対して C_{ij} を置換することに相当する。したがって C_{ij} 置換すると物理内容がつかみにくくなる場合もあるから、本稿ではできるだけ $\mathbf{E}$ や $\mathbf{D}$ のままで考察をすすめる。

2-4.

無限遠基準電位の絶対値が物理的に無意味で¹⁴⁾ある場合が多い ($\because \mathbf{E} = -\text{grad } V = -\text{grad}(V+C)$)。電位の定義は本来任意点基準でなされており、大地基準も通常地球が巨大導体であることは無関係に任意基準点の一種にすぎないし、それ以上の特別の意義はない。宇宙規模の地球全体の充電は別として、通常の実験では大地は実験に使われる導体との間に部分容量すなわち対地容量としての通常の大さの容量として動作するだけである。電位基準点はまったく勝手に選んでよく、通常基準点との電位差のみが明確な物理内容をもつ。したがって静電シールドも完全シールドならアースの必要は^{16), 20)}ないのだが、通常の静電シールドはリード線の引出しなどで不完全密閉すなわち不完全シールドになるために、通常アースした方がよいことになる^{19), 20)}。

3. 帯電計測の基礎手法

3-1. 電荷量および空間電荷分布の測定

3-1-1. ファラデーケージによる総電荷量測定 (総電束数・総電気力線数測定)

どんな形状のどんな複雑な電荷分布や媒質分布に対しても、また電荷分布がゆるやかな時間変化をしても、またケージの形状 (閉曲面 S) も任意 (第2図)。

$$Q = \int_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \int_S \epsilon \mathbf{E} d\mathbf{S} = \int \int \int_K \rho dv$$

または

$$Q = \sum_i \int \int \int_{K_i} \rho_i dv + \sum_j \int \int_{S_j} \sigma_j dS + \sum_l \int_{C_l} \gamma_l ds + \sum_m Q_m$$

第2図 ファラデーケージによる総真電荷量測定の原理図

ケージの内部に投入した総真電荷量（正，負真電荷の代数和） Q がケージの外側に現われて，ケージとシールドケースとの間の既知静電容量 C_F に対応して電位 V_F となる。 $V_F=Q/C_F$ この V_F を入力抵抗の十分大きな電位計で測定する。このように未知電荷量 Q を既知容量へ与えて生じた電位差を電位計で測定することはまた種々変形応用のある基礎手法の一つである。たとえば後述の固定静止電極上に静電誘導された電荷量を測定する場合に，この電極の容量 C_E に比して十分大きな既知容量 $C_F(\gg C_E)$ を C_E に並列接続²⁶⁾しておき，PIP（感光性エレクトレット）^{7), 41)} などの場合には光で試料の電荷を中和消失することにより，誘導電荷を C_F にほとんど全部移して，生じた電位差を電位計で測定する。はく離⁴⁴⁾帯電その他にも使われる。負帰還型振動容量電位計にファラデーケージを接続する場合には，ケージの外側に出現した Q が負帰還電圧 E_0 の作用により増幅器入力端の既知容量のカップリングコンデンサー C_C にほとんどすべて吸引集結されて，そこに生じた電位差が E_0 に等しくなり $Q \approx E_0/C_C$ で測定される。

また片口・両口ケージへの変型（第3図）もある²¹⁾。

3-1-2. 表面電位(電荷)による空間電荷測定法

a) 空間電荷分布測定のため試料の表層を順に分割はく離して，表面電荷量を測る方法^{1)~3)}もあり，カルナウパロウ+コロフォニーよりなるエレクトレットの板状試料（厚さ 8mm）を電熱線ストリップで多層に分割して体積電荷分布および表面電荷分布が測定されている（第4図および第5図）^{1), 3)}。

3-2. 電流界の空間電荷分布測定

サンドイッチ電極試料については，絶縁体でも流れる電流 I がある程度大きい場合には，ポテンショメータ式探針の零電流法による電流界の電位分布測定法が利用できて，この電位分布曲線からポアソン方程式により空間

①:主電極，②:ガード電極，③:電位計，④:帯電試料
第3図 片口および両口のファラデーケージ

電荷分布を算出しうる。もちろん I に比して十分高感度の微小電流測定器（電位計など）が必要である。水晶（ $\rho_r=10^{14} \sim 10^{16} \Omega \text{cm}$ ），や方解石^{11), 12)}のサンドイッチ電極試料について，ゆるやかな非定常電流時から定常電流時までの電位分布が測定されている。電圧電流特性の非線型性からも空間電荷の情報とれる^{5), 11)}。これら空間電荷分布の解析は最終的に各種の実験事実からの総合判断以外にないことはもちろんである。

3-3. 電位計（電場計）による電場および電位測定

大部分の静電気応用や災害測定においては，電界や電位の精密測定はあまり必要がないであろうし，実際の制限条件のため事実上不可能の場合も多いが，電子写真の帯電感光層，エレクトレットなどの用途では極力精密な測定が望ましい場合もある。

第4図 サーモエレクトレットにおけるヘテロチャージおよびホモチャージの空間分布の例³⁾

第5図 電圧を印加せずに電極間に流し込み固化したエレクトレットの帯電分布の一例³⁾

3-3-1. 任意の形状の物体の複雑な電荷分布に対する $E \cdot D \cdot V$ 測定法 (原則論)

測定上もしも可能なら次の面の設定が便利である。

a. 偏位法のS面。ファラデーケージの場合と同様に原則としては適当な形状の一定の接地導体閉曲面Sで完全にとり囲んで(第6図)、電界の整形、固定化および静電シールドを行なった上で(一部分のS面を欠いてその代りに電気力線の壁をつくってもよい)、このS面に小窓をあけて電場計の主電極をはめこみ(S面がガード電極になる)、その場所の E あるいは D (主電極表面へ垂直に入射している、即ち電極表面のすぐ外側の D, E)を測定する。S面全体に窓をたくさんつくるか、移動式の窓にして、この一定のSで囲んだ場合の全電場分布を測定する。または特定の場所のみ観測する。次にこのS面と被測帯電体との距離をだんだん小にし、窓を小さくしてゆくと分解能も向上し電場分布への情報量を増加しうる。測定値の有意義性(解析しやすさ、確かさ)の点でS面の形状、寸法の選定がいちばん大切であるが、実際問題としてはS面が任意に選べなかったり、工作、取扱の難易や、近づけると放電を起こしたりするなどの制限条件が多くむずかしい。被測帯電体の形状を変化しうる場合には、測定値の解析のしやすい平板、円筒、球などに近い形状に整形して、S面はこれと相似形に選ぶのも一法であろう。電位計(電場計)による測定は本質的に電界計測であり、ある電界を測定しようとして電位計をもちこむと、それが目的の電界を大きく乱してしまうということが電界計測の最大のむずかしさで、そのためにS面というガードまたはシールドによりあらかじめ電界を整形固定化しておくことが必要となる。その上S面自身による電界の乱れをはあくするためにS面を遠近しては、その都度S面全体について窓を移動して測定しS面の影響を確認せねばならなくなるのである。S面を使用しない場合には電位計の主電極・ガード・プローブケースなどの被測帯電体への近接効果(近接による被測電位の低下)や電界集中が不規則に生ずる場合もあるので測定値の解析には十分の注意が必要である(特にアース

第6図 偏位法のS面

導体から離れて絶縁された帯電分布または帯電導体の電位測定)。主電極への入射電束数と、帯電体と主電極との距離から帯電体表面の等価的な表面電位を定義することはいちおうできる。電位計主電極に正対した帯電体表面のその部分が等電位になっているという推定に何らかの根拠がないと意味がありえないかも知れない。すなわちその電荷やS面の配置において、主電極に入射した電気力線に相当する電荷が、帯電体の表面および内部から、たまたまその電気力線を主電極方向へ放射していたというにすぎない²¹⁾。複雑な電荷分布の場合には、可能ならば一部または全部を分割してファラデーケージによる電荷量測定を併用することが望ましい。

b. 零位法のS面(第7図)。零位法も含めうるS面を考えると、S面をいくつかに分けてそれぞれアースまたは適当な一定電位 $V_1, V_2, \dots$ に調整する。これも内部の電気力線を整形固定化することになる。電位計主電極の正面の領域の電界を0にするような $V_1, V_2, \dots$ から電荷分布の情報をうる。電位計主電極の位置をS面全体に移動し、またS面を帯電体に遠近することは偏位法の場合に準ずる。

c. S面の例。第8図は帯電面に(相似な)平行なS面(同軸円筒の放射電界)、第9図はシート状・板状帯電体について一様電界にするためのS面の例。(A)のごとくS面で囲むか、(B)のように上下面が十分接近していれば上下二面に分割してもよい。試料を裏返して表裏両

第7図 零位法のS面

同軸円筒の放射電界への整形

第8図 帯電面に(相似な)平行なS面

面を測定する必要がある。ファラデーケージとの併用が望ましい。第 10 図はさらに S 面の選定例を示す。

3-3-2.

各種電界測定器、粉末現像法^{33),40)}、電界計算法^{33),40)}、描画法、電界の模型解法なども利用するとよい。

4. 平面状の帯電絶縁体層測定の基礎事項

静的測定の一般原則論としては以上の通りである。電場計による帯電測定の中では最も単純で、比較的正確に測定でき、また最も物理内容も解析しやすいはずの平面電荷分布測定であるが、実際問題としては以下に述べるように非常に複雑である。

4-1. 電位計測定値の物理内容

最も簡単な例として、導体基板で裏打ちされた、層内に体積分布電荷のある一様帯電均一膜厚絶縁体層について説明すると、直接測定しうる量は表面電位 V_S であって表面電荷分布 σ_S であるとは限らないことを次に示す。

第 11 図 (A)(B) は導電性基板の裏打をもつ負帯電 ZnO 感光層の一つの空間電荷モデル⁴⁾ (表面の負帯電電荷密度 σ_S の大小に応じて層内の正の体積分布電荷 $\rho(=\text{const})$ の厚さ a_e が大小する) である。前述のエレクトレットはさらに複雑な層内空間分布電荷をもっていた。このような場合に電極高 a_M で測定することは、 a_M の位置にアース板(実際の電位計は高抵抗を通じてアース)を置いて電位計主電極に近似しうる。次に述べる諸条件に注意すれば主電極に入射する電界 E_M は電極面に直角な一様電界となるので、同様の注意をはらった既知電圧印加金属校正板で較正して、 E_M は直接測定値となる。次に a_M は与えられるから、ZnO 層の表面電位 $V_S = -a_M \cdot E_M$ が測定されたことになる [E_M の一様化条件: 基板のそり、板厚不均一がなく、表面物性均一でなめらか、試料の膜厚、物性、帯電電荷の一様性が十分良好のことなど。また電極高 a_M に対して試料、主電極およびガード電極寸法を十分大にとることなど]。

このように平面分布の場合に電位計で直接精密に測定しうる量は V_S であって、表面電荷 $\sigma_S = \sigma_M + \sigma$ ではない。直接測定される表面電荷は $\sigma_M = \sigma_S - \sigma$ で、 σ が層内の正イオン空間分布 ρ と手を結ぶので σ_S の一部である σ_M だけが主電極へ入射するにすぎず、層内の ρ 分布

一様電界への整形

第 9 図 シート状または板状帯電体の S 面

のいかんで変化する。計算結果を示すと¹⁰⁾,

$$V_S = -\frac{\sigma_S^2}{2\varepsilon\rho} + \frac{1}{2\rho} \cdot \frac{\varepsilon_M}{\varepsilon_S} \cdot \frac{V_S}{a_M} \\ \times \left(\frac{\varepsilon_M}{a_M} V_S - 2\sqrt{\varepsilon\rho(V_S - V_S)} \right) = \frac{a_M}{\varepsilon_M} \sigma_M \\ \sigma_S = \frac{\varepsilon_M}{a_M} V_S - \sqrt{2\varepsilon\rho(V_S - V_S)}$$

前記と同様に第 12 図のごとく、層内空間電荷分布が存在する場合に帯電の自由減衰による電流 $I(t)$ を固定電極で測定する場合⁵⁴⁾は

$$I(t) \doteq k \left(-\frac{\partial V_S}{\partial t} \right) = -K \frac{a_M}{\varepsilon_M} \cdot \frac{\partial \sigma_M}{\partial t} \\ Q = \int_0^t I(t) dt \propto (V_{S(t)} - V_{S(0)})$$

ただし $t=0: V_S = V_{S(0)}$, $t=t: V_S = V_{S(t)}$ とする。直接的には表面電位または σ_M の時間的変化率に比例するもので、表面電荷 σ_S の時間的変化率を測ったことにはならぬ。ゆえに $I(t)$ の時間積分 Q は σ_S にはならず表面電位の変化量に比例する(第 12 図)。

4-2. 電位計 (電場計) および測定装置の種類とその測定内容

どの型も直接的には結局表面電位 V_S (したがって σ_M) か $\partial V_S / \partial t$ (または $\partial \sigma_M / \partial t$) を測定していることになる。層内に空間電荷がないと仮定すれば、この V_S からこれに比例する量として表面電荷 σ_S を算出しうる。層内に空間電荷分布 ρ があればこの ρ 分布が判明しない限りこの V_S からは、これに比例する量として $\sigma_M = \sigma_S - \sigma$ ししか算出しえぬことは前述の通りである。また σ_S と ρ とが同符号ならば

第 10 図 S 面の例

$$\sigma_M = \sigma_S + (\rho \text{ の一部})$$

となる。しかし電子写真などの実用面では、 σ_S よりむしろ σ_M の方が有用になる場合もありうるので、 σ_M も重要である。

感度はいずれも主電極面積に比例するが、縁端効果があるので試料の大きさは通常少なくとも主電極寸法の数倍以上欲しい。可能ならガード電極をつけるとよいが場合により注意が必要となる。次に無限平行平板の理想化モデルについて感度を述べる。アタッチメント型と低電極高のセクター型は感度が $1/(\alpha \cdot a_M + 1)$ に比例する。中以上の電極高のセクター型は電極高 a_M に略逆比例する。電極が上下振動する振動容量型のみが通常は電極高の自乗に感度が逆比例するので電極高を上げると感度が急激に悪くなる。したがって通常電極高数 mm~10 mm 以下では振動容量型が、それ以上ではセクター型その他が有利となる。

しかしセクター型でも実用のものは主電極、セクター、窓、ガード電極、試料寸法などにより感度は a_M^n ($n=1\sim2$) に逆比例する場合もあり、単純ではない。条件により $n=1$ へ近づけることは可能であるが不明の点も多い。感度はセクター型が主電極直径数 mm で数百 mV~数 V フルスケール、振動容量型は主電極直径 10~15 mm で最高 0.1~1 mV フルスケール可能である。帯電計測では 10~数 V 前後以下は、接触電位差の影響が大となり、測定値の解析に注意が必要となる。次に各種電位計の型式を概観する(第 1 表)。

第 11 図 ZnO 感光層内の空間電荷モデル

第 1 表 電位計および測定装置の分類

[I] 試料静止型	
[A] 静止電極型	
(a) 静止電極型	(d) アタッチメント電極型
(b) シャッター型	(e) 気中電離作用型
(c) セクター型	
[B] 運動電極型	
(f) 持上(落下)電極型	
(g) 振動容量型	
(h) 電極回転型	単針・双針電極; 多極
[II] 試料運動型	
(i) 試料回転型	(k) 試料走行型
(j) 試料往復動型	

a. 静止電極型(第 13 図の(a))^{21), 26)} 帯電が減衰しつつある場合に電流測定により V_S または σ_M の変化分を測定していることになる。 $i \propto \partial V_S / \partial t \propto \partial \sigma_M / \partial t$ 。帯電感光層に露光して電荷を完全に減衰させれば $V_S \propto \sigma_M \propto \int i dt$ をうる。電流計でなしに既知容量と電位計で電圧測定すれば d のアタッチメント型と同様になる。

b. シャッター型(第 13 図の(b)) 主電極への入射電束を接地したシャッターで急速に遮断または回復して $\sigma_M \propto \int_0^t i dt \propto V_S$ をうる。既知容量と電位計の組合せまたはバリスチックガルバノメーターなどで電流積分する。

c. セクター型^{45), 46)} 上記シャッター作用を同期電動機による回転セクターで連続的にくり返し、発生した交流を増幅・整流して V_S を測定する。帯電計測には最も便利で、振動容量型と比較して電極高が高いほど感度の点で有利で、cm 程度以上の電極高では感度(変換効率)は振動容量型より 1~2 ケタ以上高くなりうる。次のアタッチメント電極をつけて使用範囲が拡大される。増幅器入力抵抗が低い場合には発生交流周波数が高いほど変

第 12 図 電流による帯電測定

第 13 図 静止電極型原理図

換効率は上昇する。早い電位変化を測定するためには周波数を上げる工夫とともに回路の時定数⁴⁵⁾に注意が必要である。回転セクターを接地するスリッピングノイズが最高感度を制限するので種々の工夫が行なわれている^{44), 45)}。

d. アタッチメント電極型^{46), 49), 50)} (第 13 図の(d)) セクター型その他の電位計の主電極の前面にアースから完全に絶縁されたアタッチメント電極(微小電極・大電極・透明導電電極など)をつけて主電極の大きさを小さしたり、ネサガラス電極などで帯電感光層の光減衰特性を試料静止のまま連続測定しうる。ただしこの電極はアースから完全に浮いているため被測表面電位とアースとの中間電位をとって相当高電位にもなりうるので、支持絶縁体のリークにより電荷の蓄積を生じ測定値にドリフトを生じやすい。湿気に強い良い絶縁体(テフロン)⁵⁰⁾を使用するとともに汚れや塵埃、特に繊維屑を吸引してアースへブリッジをつくるなどによりリークが生じないよう使用時の点検に細心の注意が必要である。かつ感度(フレ θ)は、

$$\theta \propto 1/(1 + \alpha \cdot \alpha_M)$$

e. 気中電離作用型²²⁾ ポロニウム集電器を帯電体に近づけ、その α 線の気中電気電離作用による電気伝導により V_S を測定するもの。

f. 持上(落下)電極型(第 14 図の(f)^{1), 7), 41), 42)} シャッター型と同原理で、シャッターする代りに $E_M \rightleftharpoons 0$ になる場所まで電極を急に持上げるか、または逆に $E_M \rightleftharpoons 0$ の電極高から試料面のごく近くまで落下させ⁶⁾て $\int idt \rightleftharpoons \sigma_M \propto V_S$ を測定する。エレクトレット PIP などの測定によく使用される。

g. 振動容量型^{51), 52), 53), 64)} (第 14 図の(g)) 電極に誘導された ($-\sigma_M$) を上下振動で交流化して交流増幅・同期整流するもので S/N 比がよく感度は最も高くしうる。セクター型とならんでよく使用される。電極の振動振幅一定のままで、感度(変換効率)は電極高の自乗にほぼ逆比例する。小または微小電極で数 mm 以下の低電極高の場合に有利であり、または通常数百〜数

千サイクルで使用されている。振動方式が種々工夫されている。

h. 電極回転型 微小直径の単針⁴⁴⁾または双針電極を試料面上に回転して、微小面積の帯電や細線状の帯電を測定するもので放電や静電記録に利用される。多極型³⁰⁾は周波数をあげて感度を向上する目的で接触電位差測定に利用されたもので、回転円板の周辺に同一寸法の電極を多数等間隔に配置したもの。

i. 試料回転型^{35), 39)} (第 15 図の(i)) レコードプレーヤーのターンテーブルなどの回転円板上に試料(単一または多数試料特に同一試料と限らず、異種試料も同時にならべうる)を置いて定速回転させる。一方の側でコロナ帯電装置(または摩擦帯電装置)などで帯電させ、他方の側に置いた電位計の下へ回転で送って表面電位を測定する。これで断続的ではあるが帯電の立上りおよび減衰特性を測定しうる。電子写真などの帯電感光層の場合にはさらに露光装置が組込まれて光減衰や暗減衰が測定される。

電位計として、振動容量型・セクター型・静止電極型²⁹⁾などがよく使われる。恒温恒湿槽中に組込まれたものもある。

高分子材料や電子写真感光材の帯電物性の測定に最も広く利用される標準測定法で、実用上重用な帯電の立上りおよび減衰の基礎特性が相当程度まで測定されうる。また g. の電極回転式を逆に、電極を固定して静止電極とし、試料を回転走査し帯電分布などを測定しうる。

j. 試料往復動型 h. の回転運動を単なる往復動に変化したもの³⁶⁾。

k. 試料走行型^{21), 22), 24), 25), 27), 34)} シートやフィルムの製造や印刷時などのローラーをくぐって走行する帯電シート類などの測定。

次に電位計の性能についての注意すべき点は感度・測定レンジ; 変換効率・増幅度・整流方式および整流効率・S/N 比・ドリフト・負帰還の有無とかけ方・回路時定数(レスポンス)(特に速い電荷の立上りや減衰のある時); 自動零位法・偏位法への切替; 電源変動に対する安定度;

第 14 図 運動電極型

第 15 図 試料運動型

レコーダー・ペンオシロ・シンクロスコープなどとの接続などである。

繊維電位計その他の各種電位計も場合により使用可能である。

4-3. 測定法としての基礎事項

4-3-1. 電位計で帯電を測定される試料の状態の分類

平面状絶縁体層としては、シート・フィルム・板状などで第 16 図 A・B・C・D に示した四つの場合が主で、他にローラー表面に密着した円筒状の場合²⁷⁾などがある。A・B は単層および多重層の場合があり、特に単に重畳しただけの多重層の場合には層間に空気の薄層を考えねばならぬ場合もある⁴³⁾。C は PIP 感光板⁷⁾,⁴¹⁾,⁴²⁾通常の絶縁体の体積および表面固有抵抗測定用³¹⁾,³²⁾のものであるがこの形で帯電特性を測定した例がある⁸⁷⁾,⁸⁸⁾。D は面方向に電界をかけて側面から電場計で電荷の移動による導電性を測定するもの⁸⁹⁾。A については後述する。B は電子写真感光板・静電印刷紙などの他、水銀によるはく離帯電測定のために試料の上面に水銀電極を裏打ちとして Contact してこれを十分大きいコンデンサーと繊維電位計に接続し、試料下面に水銀を接触はく離させた例⁸⁴⁾がある。

4-3-2. 通常測定と精密測定

既述のごとく電位計（電場計）による表面電位測定は本質的に静電界の計測であり、目的の電界を測定しようとして、電位計のプローブや電極をその電界の中えもちこむと、それが目的の電界を、したがって電位を（帯電導体では電荷分布さえも）大きく乱してしまうことがむずかしい点である。しかも電極のもちこみばかりでなく、試料支持体や配線や周囲の測定補助物体（導体・絶縁体）などが予期しない乱れを生ずることもある。この対策の一つとしてあらかじめ S 面による電界の整形固定化を述べた。さらに S 面自身による乱れをも見出すために、S 面の遠近が必要となった。このように帯電計測は本質的な複雑さをもち真値の定義も考察の要があるし、明らかでない点が多い。したがって現状では思いきって測定する必要がある。しかし測定結果の解析は慎重にせねばならぬ。帯電測定は細かい点を気にするときがなく、とてもあらかじめすべてを考察しきことは不可能である。しかし前述の S 面はこの点をいくらか楽にするはずである。次に大切なことは測定値の物理内容の解析を第一に考えて、試料や S 面すなわち電極や背基板の形状を最も単純な対称性のある形状配置に選ぶこと、すなわち電荷・電界・電流分布に幾何学的な対称性をもたせて極力単純化して固定することである。一般に少し注意を怠ると表面電位測定値に半ケタ前後から数百%の誤差が簡単に出る。十分注意して忠実に原則を守って数十～10%の誤差であろう。10～数%の誤差での測定は帯電計測にとっては精密測定であり、電界分布推定の理論的基

[312]

第 16 図 電場計で測定される試料の状態の分類

礎と特有のテクニックへの熟練と測定装置の精密化が必要であろう。以後精密測定に近づくことを目標にして二三の主要点を述べる。

4-3-3. 均一および不均一帯電分布の意味とその測定

均一帯電分布時の測定は、その測定の前にそれに使う電位計（その分解能が十分の場合）を使うか、または適度の分解能（適度に小さい主電極、できるだけガードまたは窓電極付を適度に低い電極高で）をもつ小電極の電位計で帯電の均一性を測定確認してから、通常帯電の均一性のいっばんよい試料の中央部で本測定を行なう。電極高が低いほど分解能はよくなるが、後述の各種機械的寸法誤差の影響が大になり、かえって不都合となる。精密測定の場合でも通常測定でも必ずこの不均一性の確認が必要である。なぜならば帯電減衰の場合などでは減衰するにつれて著しく帯電分布が不均一になり、しかも刻々その不均一性が変化⁵⁵⁾,⁵⁶⁾する場合がよくあり、この場合には均一帯電のままで減衰した場合の減衰曲線と相当異なった減衰特性を得た例⁵⁰⁾もある。特に後述の非対称二重層帯電時の場合には、導電性基板よりの試料高 a_b を変化して、特に a_b を極力 0 に近づけた場合の不均一

「高分子」

分布測定が表裏について必要となる。

不均一分布を表面電位分布として測定した場合注意を要することは、均一な表面電位分布測定値を得たから帯電分布は一様であり、不均一表面電位分布測定値を得たから帯電分布が不均一であると簡単に結論しえぬという奇妙な事態がしばしば起こりうることである。それは表面電位測定値が次の諸項目の影響を受けているにも拘わらずどの項目が主力を占めるかあらかじめ測定しきって予測することが困難なので、慎重に実験をくり返してそれぞれの影響を分離せねばならぬ。すなわち試料のそり・膜厚不均一・物性不均一・不均一な永久帯電や残留帯電、特にその二重層的なもの；導電性ペース付の場合にはペースのそり・表面の凹凸；導電性基板の上ののせる場合にはその密着度・密着がよくない場合には境界に等価的な空気層を考へる；感度(電位計のフレ)(変換効率)対電極高特性の理想化モデル理論式からのズレと分解能(主電極・ガード・窓電極などの構造や寸法、特に主電極のガード面からの凸出または引きこみ距離と主電極寸法との比・主電極付近の構造・その他)、試料または電極走査時の電極高の機械的な不均一性・偏位法と零位法との差特に較正法・近接効果と縁端効果などである。原則としてできるだけ高分解能すなわちガード付微小電極で低電極高で測定すれば不均一帯電の状態は正しく測定できるはずだが、電極高を低くするほど上記の機械的寸法誤差の影響が著しく現われて、寸法精度の向上が必要となる。その上試料に帯電を与える場合には帯電装置(コロナ放電・電圧印加金属板密着・摩擦帯電・はく離帯電その他など)に固有な帯電の均一性の問題もある。さらに試料膜厚が不均一の場合に、均一に帯電することを目的としてグリッド付コロナ放電装置により帯電を行なうと、コロナ帯電時間が短い場合には表面電位は膜厚比例的で、帯電時間が長くなると、膜厚に無関係にグリッド電位で定まる一定の飽和電位に近づいて一様電位分布になる傾向にある。この傾向は最初に試料の自然帯電の除電が不完全なため不均一な二重層帯電が残留した試料に対してアース基板より浮いた状態で均一帯電を行なう場合にも著しく表われることがある。最終的に均一表面電位分布になるように帯電を行なうと、測定される表面電位分布が均一になっても、表面電荷分布は著しく異なった状態に帯電しており、これはアース基板よりの試料高 a_h を帯電時の試料高から変化すると、著しい表面電位分布不均一となって直ちに判明する。このように複雑なので慎重な測定と解析が不可欠である。なお帯電のパターンが平行細線群とか網点像のように、一定間隔で同一寸法の細線や微小な正方形・円形状などに分布した不均一帯電の場合は、一応同一パターンの金属較正板で較正して一種の平均値としての表面電位を測定しうる。またこのような細かい不均一分布は(4-2(h))の単針または双針

電極のように高分解能の微小電極の走査による方法もある。さらに精確な分布の形と大体の電荷量の測定には電子写真における粉末現像方式が最も直接的でよい。数十 μ 程度以下までの微少帯電パターンも解像しうる。

以上のごとく帯電の表面電位の不均一性の測定とその物理内容の解析はきわめてむずかしい。この不均一分布測定は表面電位測定というよりはむしろ主電極入射電束量分布の測定といった方が正確であろう。かく複雑だから、均一分布時の帯電特性の測定にはこの帯電の均一性の確認としての不均一分布測定が重要となる。

4-3-4. 偏位法(等偏法)と零位法・近接効果と縁端効果・測定上のテクニック

まず導体ベースの裏打ちのある均一帯電した絶縁体層の表面電位測定における偏位法と零位法について述べる。導電性裏打ちのない場合は(4-3-5.)に述べる。

前述のごとく電位計の主電極およびその付近の構造・形状・寸法特にガード面よりの主電極の引込み・凸出距離などは、ガード電極・窓電極の有無および形状寸法の差とともに電位計の種類により著しく異なり、その上測定時の電極高・試料の形状寸法・膜厚・その導電ベースの膜厚・金属台基板の形状寸法なども多種多様であり、これに伴って測定値は千変万化する。理論計算や模型実験でいちいちこれらを正確に予測することはきわめてむずかしい。標準的な精密測定装置の詳しいデータもまだ得られておらず研究途上にある。したがって現状としては、実際に使用する電位計と試料について次に述べる検定⁵⁹⁾を実施するがよいと思われる。そうすればかなり明確な測定値を得るはずである。

a. $\bar{V}_s, V_{so}$ 対 a_m 特性の検定 偏位法測定値 $\bar{V}_s$ と零位法測定値 V_{so} について $\bar{V}_s, V_{so}$ 対電極高 a_m 特性曲線を測定することである。後述の注意をいえば、近接効果の十分小さい薄膜では a_m の低いところで $\bar{V}_s$

第 17 図 零位法と偏位法

と V_{so} のどちらも互にはほぼ一致した値の水平部が生ずるはずで(第18図), この水平部を正確な表面電位測定値とする。 a_M の大きいところでは $\bar{V}_s$ も V_{so} もともにほぼ似た傾向で小さく測定される(縁端効果)。その原因は試料と金属較正板との電荷(したがって電位)分布の差に基く周辺電界の差によるものであろう。試料膜厚が中膜, 厚膜と厚くなるにつれて偏位法測定値 $\bar{V}_s$ には近接効果(ほぼアース電位である主電極の帯電面への接近)による測定電位値の低下が起こる。これは層内空間電荷層がなく表面電荷分布のみとして計算した結果と, かなり良く一致した実験結果もあり, 逆にこれを利用して誘電率も測定しうる^{60), 61)}。一方零位法測定値 V_{so} は近接効果がないので膜厚に無関係に低電極高で水平部を生ずる。生じない場合は試料やガードなどを大にするか主電極を小にする。ただし平衡電圧 V_{b0} を印加する部分(すなわち試料をのせる台基板や試料の導電性裏打)の形状寸法は, 原則として試料の帯電絶縁体層の形状寸法と一致させておく必要がある。このように電極高を大小(S面の遠近)しても不変で安定な値を得て, しかもこれが一樣電界 E_M を前提とする理論計算と一致した傾向であるから, これを意味のある正確な表面電位値とする。十分細心の注意をはらって測定した薄膜の $\bar{V}_s$ と V_{so} は数%以内でよく一致しうるので, 現状としてはこの水平部が最も信頼しうる, 真値に近いものと考えることが妥当であろう。したがって精密な測定には零位法がよいが偏位法も用途により便利であり必要でもある。

この $\bar{V}_s - a_M$, $V_{so} - a_M$ 特性を, 使用する電位計装置と試料について, はじめに検定して確かめておくことが, 正確な測定の第一歩と考える(層内空間電荷分布なき場合)。

$$V_{so} = \frac{a}{\epsilon} \sigma_s = -V_{b0}, \quad \bar{V}_s = \frac{V_{so}}{A}$$

ただし $A = 1 + \frac{a}{a_M} \cdot \frac{1}{\epsilon_s} = (\text{近接効果係数})$

b. 零位法の確度を向上するには0検定用電位計の感度と安定度が高いほどよい。また, 平衡電圧 V_{b0} 測定用の電圧計の確度の高いことが必要である。0検定の安定度は電位計のドリフト特に試料と電極の接触電位差変動, 平衡電源電圧安定度などによる。

c. 偏位法の較正法についての注意⁵⁶⁾

較正板は必ず試料と等しい形状寸法を有し, 較正板の高さは試料表面高と正確に一致させねばならない。そのための一方法は較正板は試料高をそのまま裏返して金属台基板上に密着させ, 試料の導電性裏打ち(金属ハクなどをはっておくとよい)に電池電圧を印加して較正板とするのが特に a_M がよく一致して工合良い(しかしこの方法はコロナ放電などのため数千V以下しか使えない)。市販の電場計の付属較正板を基準にして測定すると倍率

第18図 零位法と偏位法の $V_s - a_M$ 特性

補正(電極高の比の補正)しても場合により半ケタから数百%の誤差が簡単に出る場合がある(第19図の曲線E)。

これは付属較正板と試料との形状と寸法(面積)の差による縁端効果の影響が電極高の差によりさらに著しく拡大されるためである。したがって相対値の場合ならよいが, 絶対値が問題になる場合には試料と等しい形状寸法の金属較正板をつくって, これを試料表面と等しい高

第19図 較正板の面積の影響

れに設置して較正することが望ましい。または、それほど精度の必要ない場合にはあらかじめこれらの差を測定しておいて、面積補正と倍率補正の二重較正をすることも可能であろう。第 19 図に 10 cm 角薄膜帯電試料(マイラー 30 μ)について前記 32 mm ϕ 市販電場計による偏位法測定値に対する較正板の面積が試料と一致しない場合の測定誤差を示す。曲線 A が試料と等しい形状寸法の較正板で較正した正しい場合である。付属較正板による較正のみ(曲線 D)に対し、さらに倍率補正した測定値(曲線 E)は電極高が高いほど誤差はひどくなり 3 倍近い差となる。曲線 B は試料より面積 20 % 小(相似形)、曲線 C は 20 % 大の場合である。第 20 図に形状寸法の等しい較正板と試料とについて、高さ(したがって電極高)の差 Δa_M がある場合の電極高の変化に対する測定電位値の誤差の変化を示す。曲線 A が正しい測定値の場合で、B のように較正板の方が低い($\Delta a_M = +1$ mm)場合には水平部が出なくなり電極高 a_M の低いほど $\bar{V}_S$ は大きく測定され誤差は大となる。曲線 C のごとく較正板の方が試料より 1 mm 高い($\Delta a_M = -1$ mm)と、 a_M が小になるとき近接効果とまぎらわしい測定値の低下を示す。この傾向は次式による計算結果とよく一致する。高さに差のある場合の偏位法測定値を $\bar{V}_{ss}$ 、高さの等しい場合を $\bar{V}_S$ とすると、

$$\bar{V}_{ss} = \bar{V}_S \left(1 + \frac{\Delta a_M}{a_M} \right) = \bar{V}_S \left\{ 1 + \left(\frac{\Delta a_M}{a} \right) \right\}$$

$$= \frac{V_{so}}{A} \left(1 + \frac{\Delta a_M}{a_M} \right)$$

必要な測定精度が与えられれば、それに対応する必要な機械的寸法精度が上式より求まる(曲線 E は第 19 図と同じ)。

厚膜の場合には、上式による高さの差の効果が、近接効果と重畳して生ずるので、場合により近接効果を打消したり、逆に強めたりする。 $\bar{V}_S$ 対 a_M 特性に水平部が出現しただけでは安心できないわけで、機械的寸法精度が独立に検定されねばならない。

d. 測定上のテクニック 精確な意味のある測定のためには電極高を十分低くして $\bar{V}_{so}-a_M$ 曲線の水平部で測定せねばならぬが、小試料ほど、主電極も小にしたがって電極高も小にせねばならぬ。電極高も小になるほど、試料から電極装置まですべての機械的仕上寸法精度を、それ相当に向上せねばならなくなる。薄膜について特にそうである。小試料による測定はもちろんのこと大試料でもこのように機械的寸法精度の制約が大であることに十分注意が必要で、帯電の誤差 10 % 前後以下の精密測定には試料を含めての精密工作が最大の問題点となる。較正板や零位法の平衡電圧印加時についての細かい注意として、電圧印加用のリード線はイヤホン用の

第 20 図 較正板の高さの影響

極細絶縁線を使い、このリード線の帯電や、これから出る電気力線が較正を乱さぬようにする。太いビニル線や広幅のハクをうっかり使用せぬこと。要すればリード線の上を金属ハクでカバーしてアースするか、台基板の下に配線すること。試料やガード電極や台基板などの形状寸法は主電極寸法に比して十分大ならば円形でも矩形でも大差は生じないようであるが、小さくなると注意を要する。電位計のフレを θ とする時 $\log \theta$ 対 $\log a_M$ 特性⁵⁸⁾、または $\frac{1}{\theta}$ 対 a_M 特性を θ 対 V_S 特性の直線性検定とともに、較正板と試料について実施するとよいが、明らかでない点が多い。

4-3-5. 一重層・二重層および非対称二重層(二重層+一重層)帯電絶縁体層の測定^{27), 63)}

第 21 図(A)のごとく絶縁体層の表裏に非等量異符号の一樣表面電荷分布(図では $(-\sigma_H) > \sigma_F > 0$) がある場合すなわち非対称二重層帯電の測定は、S 面を四周から遠近させて測定して始めて物理内容の明確な測定値をうるよい例である。このような帯電型式は、摩擦・はく離またはコロナ帯電時などによく生ずる。Tyler²⁷⁾ は高分子フィルムなどの非対称二重層帯電の二重層分検出には

第 21 図 一重層、二重層および非対称二重層帯電

導体の裏打が必要であるとし、走行するフィルムの場合にはアースしたローラー上で電位測定している。次に静止試料につき述べる。この二重層のある場合の測定は原則としては試料を導電性基板電極の上に完全な密着状態において、まづ全面の表面電位分布の均一性を測定確認の上で、試料の中央で表面電位を測定する。次に試料を裏返して基板へ密着させて同様に表面電位を測定する。この表裏の表面電位測定値がそれぞれ異符号で絶対値に大小ある場合には、絶対値の小さい方の電位が二重層電位を示し、大きい方が“二重層+一重層”電位を示す（ただし層内に空間電荷分布がないものとする）。しかし実際には試料や基板の凹凸やソリなどによる密着不良；密着による除電（高電荷密度の場合）や摩擦帯電；密着をはがす場合は離帯電などの難点がある。ゆえに精密測定や走行中のシート類の測定などでは密着させずに試料を基板から浮かせて測定したい。このような場合の零位法および偏位法（等偏法）測定値は、導電性背基板からの試料高 a_b の変化とともに符号反転を起こす場合もあるので注意を要する。その無限平行三層誘電体としての理論計算の基礎を第 22 図に、計算結果のグラフを第 23 図に、また計算式を下記に示す。

試料の上下が空気層の場合 ($\epsilon_M = \epsilon_b = \epsilon_0$, $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_s$) には零位法測定値 ($E_M = 0$ の場合 $V_b = V_{b0}$ として)

$$V_{SO} = (-V_{b0}) = \frac{a}{\epsilon} \sigma_{2eff} + \frac{a_b}{\epsilon_0} \sigma_1$$

偏位法（等偏法）測定値 ($V_b = 0$ の場合)

$$\bar{V}_S = \frac{V_{SO}}{A}$$

ただし $A = 1 + \frac{a}{a_M} \cdot \frac{1}{\epsilon_s} + \frac{a_b}{a_M} =$ [近接効果係数]

(この V_{SO} も $\bar{V}_S$ もともに σ_s 面と導電性背基板との電位差を測定していることになる。 $\bar{V}_S$ は同時に主電極との電位差でもある)。

ここに $\sigma_{2eff} = \sigma_s + \sigma_p' =$ [実効二重層]

$\sigma_1 = \sigma_s + \sigma_{sb} =$ [一重層]

完全な二重層のみの場合 ($\sigma_1 = 0$) :

$$V_{SO} = (-V_{b0}) = \frac{a}{\epsilon} \sigma_{2eff}, \quad \bar{V}_S = \frac{V_{SO}}{A}$$

第 22 図 無限平行三層誘電体としての計算の基礎

(零位法測定値は a_b に無関係に一定、 $\bar{V}_S$ は a_b 大になると 0 に近づく)

一重層のみの場合 ($\sigma_p' = 0$, σ_s と σ_{sb} とのうち一方が 0) : $V_{SO} = (-V_{b0}) = \frac{a}{\epsilon} \sigma_s + \frac{a_b}{\epsilon_0} (\sigma_s + \sigma_{sb})$

$$\bar{V}_S = \frac{V_{SO}}{A}$$

次に $V_{SO} = \bar{V}_S = 0$ となる a_b を a_{b0} と書いて符号反転点と呼ぶと

$$a_{b0} = -\frac{a}{\epsilon_s} \cdot \frac{\sigma_{2eff}}{\sigma_1}$$

常に $a_{b0} > 0$ であるから、 σ_{2eff} と σ_1 が逆符号の場合のみ、したがって $\sigma_p' = 0$ の場合には $|\sigma_s| < |\sigma_{sb}|$ すなわち絶対値の小さい表面電荷側を測定している場合のみ a_{b0} が存在する。零位法でも偏位法でも、主電極高 a_M に無関係に等しい a_{b0} で測定電位値の符号反転を生ずる。

第 23 図は $0 < \sigma_F < (-\sigma_H)$ の場合で、 σ_F (表) 側の零位法と偏位法測定値をそれぞれ V_{SOF} , $\bar{V}_{SF}$ とし、 σ_H (裏) 側を同様それぞれ V_{SOH} , $\bar{V}_{SH}$ とする。前述の公式より

$$V_{SOF} = \frac{a}{\epsilon} (\sigma_F + \sigma_p') + \frac{a_b}{\epsilon_0} (\sigma_F + \sigma_H), \quad \bar{V}_{SF} = \frac{V_{SOF}}{A}$$

$$V_{SOH} = \frac{a}{\epsilon} (\sigma_H - \sigma_p') + \frac{a_b}{\epsilon_0} (\sigma_F + \sigma_H), \quad \bar{V}_{SH} = \frac{V_{SOH}}{A}$$

第 23 図 非対称二重層帯電の $V_S - a_b$ 特性

試料高 a_b を変化すると表と裏のそれぞれの零位法測定値 V_{SF} と V_{SH} とは平行な直線となり、偏位法測定値 $\bar{V}_{SF}$ と $\bar{V}_{SH}$ とは、 $a_b \rightarrow \infty$ とともに a_b 軸に平行な共通の漸近線 $\bar{V}_{S\infty} = a_{M1} \cdot \sigma_1 / \epsilon_0 = a_{M1} \cdot (\sigma_F + \sigma_H) / \epsilon_0$ に近づく。この漸近線は主電極高 a_M と一重層分 σ_1 とで定まり、一重層分が弱くなるにつれ $\bar{V}_{S\infty}$ が小になって $\bar{V}_{SF}$ と $\bar{V}_{SH}$ とは漸近線へそれぞれ両側から漸近し、 $\sigma_1 = 0$ なる完全二重層では $\bar{V}_{S\infty} = 0$ すなわち a_b 軸が漸近線となり、 V_{SF} と V_{SH} は a_b 軸に対し等間隔平行となる。

$a_b \geq a_{b0}$ では表裏からの測定値は同符号となり、 $a_b < a_{b0}$ でのみ異符号に観測される。3.2 mm 厚ポリスチロール板、75 μ 厚のマイラーについての実験結果はこの計算結果と相当よい一致を示すが細部では問題がある。薄膜では a_{b0} は膜厚 a に比例して小になるから観測しにくい、帯電のほとんどが二重層で一重層がごく弱い場合には σ_{eff} / σ_1 が大となって a_{b0} は大となり観測しやすくなる。従来はこの背基板電極のない測定が一般化しているが、これは $a_b \rightarrow \infty$ に相当しこの漸近線相当値 $V_{S\infty}$ を観測していることになり、表および裏からのそれぞれの偏位法測定値は $\bar{V}_{SF\infty} = \bar{V}_{SH\infty} \doteq \bar{V}_{S\infty}$ となり符号も絶対値も等しくなる。しかし一重層分のみを測定したことになり、どんなに強い二重層があっても検出しえぬことになる。帯電が一重層の場合または同符号二重層(第 21 図 (C) (D)) の場合などとの区別の判定は $a_b \rightarrow \infty$ の偏位法だけでは不可能である。このような事情の他にも、近傍の他の帯電体や接地導体からの不測の影響を防止する意味からも、この背基板電極の使用が望ましいし、フェラデーケージの併用があれば完全であろう。この非対称二重層帯電が面方向に不均一分布している場合の表面電位分布測定は必ず a_b を変化して、特に a_b を極力小にして、さらに裏表の両面から測定せねばならぬ(S面の遠近と全面測定)。測定された表面電位分布は a_b の変化により著しい変化をする(特に $a_b \rightarrow 0$ のとき)ので、電荷分布をかなりの程度まで推察しうる。これらは除電効果の測定や精密除電法にそのまま応用できる。層内に空間電荷があるとさらに複雑化する。

以上は、導電性のない絶縁体層の場合であったが、導電性のある非対称二重層帯電絶縁体層については、たとえば一重層分 σ_1 は不変のまま二重層分のみが互いに中和して減衰すると、測定電位値は a_b の値によっては“自由減衰”するばかりでなく、逆に見かけ上表面電位の“自由立上り(増大)”という奇妙な場合を生ずることも、上の計算から予測されるが、実験的にも観測される。また表面導電性が著しい場合にはさらに複雑である。静止絶縁体層についてのこれらの結果は理論上走行中の帯電シート類の解析にも包含されねばならぬから、二重層のある走行シートの測定結果の精密な解析はさらに複雑なものがあろう。

結 言

帯電の空中放散^{28),34)}、走行シートの測定、粉末現象法^{33),40)} その他多くの実用上の重要な点にふれえず、かたよった記述に終ったことをお許しいただきたい。ここにあげえなかった文献など次の機会に改めたい。間違いその他不備の点をご指摘いただければ幸いである。本稿執筆に多大の協力を得た助手小島健治氏に深謝する。

文 献

- A. エレクトレット, PIP, 空間電荷関係
- 1) V. M. Fridkin, I. S. Zheldev : “Photoelectrets and the Electrophotographic Process” Consultants Bureau N. Y. (1961)
- 2) P. Jaeger : *Ann. Physik.*, **21**, 481 (1934)
- 3) P. A. Thiessen, A. Winkel, K. Herrman : *Physik. Z.*, **37**, 511 (1936)
- 4) B. Gross : “Charge Storage in Solid Dielectrics” Elsevier pub co. (1964)
- 5) A. Rose : “Space Charge Limited Current” A. Von Hippel ed. “The Molecular Designing of Materials and Devices” M. I. T Press (1965)
- 6) J. A. Amick : *R. C. A. Rev.*, **20**, 770(1959); **20**, 753 (1959)
- 7) 中村堅一 : 電子写真, **4**, [3], 12 (1962)
- 8) 早川宗八郎 : 電子写真, **4**, [3], 3 (1962)
- 9) 中井平八郎, 中河太一 : Ohm, 1595 (昭和 32 年 11 月)
- 10) 三浦頤一 : 電子写真学会研究発表会予稿 No. 10 (昭和 36 年 6 月)
- B. 電磁気学・誘電体論
- 11) 岡小天, 中田修 : “固体誘電体論” 岩波書店(1962)
- 12) A. F. Ioffe : “Physics of Semiconductor” Inforsearch Ltd. (1960)
- 13) A. von Hippel : “Dielectrics and Waves” Wiley Technology Press (1954)
- 14) J. A. Stratton : “Electromagnetic Theory” McGraw-Hill (1941)
- 15) D. J. Montgomery : “Static Electrification of Solid” Solid State Physics Vol. 9, Academic Press (1959)
- 16) 高橋秀俊 : “電磁気学” 裳華房 (昭和 37 年)
- 17) アブラハム・ベッカー : “理論電気学” コロナ社(昭和 28 年); R. Becker : “Electromagnetic Field and Interactions Vol. I, Vol. II.” Brackie and Son Ltd. (1964)
- 18) G. P. Harnwell : “Principles of Electricity and

- Electromagnetism”, McGraw-Hill (1949)
- 19) 抜山平一：“電磁気学”，丸善（1955）
 - 20) 三浦顯一：“電磁気学講義プリント”（昭和 33, 34, 40 年）
 - C. 帯電測定法
 - 21) 橋高重義，大滝善太郎：“帯電測定法” 高分子の物性Ⅱ（高分子実験学講座）（昭和 31 年）
 - 22) 木脇久智：“静電気障害防止に関する研究” 電気試験所研究報告 No. 582（昭和 35 年）
 - 23) 木脇久智，佐久間伸夫：電気試験所彙報，**19**，848（1955）
 - 24) 木脇久智：“静電気の測定法と測定器” 日刊工業静電気講習会
 - 25) 静電気測定法特集：高分子，**8**，569（昭和 34 年）
 - 26) L. B. Loeb：“Static Electrification” Springer-Verlag (1958)
 - 27) R. W. Tyler：J. A. P., **26**，61（1955）
 - 28) V. E. Shashoua：J. Polymer Sci., **33**，65（1958）；Pt. A., **1**，169（1963）
 - 29) E. C. Giaimo：R. C. A. Rev., **22**，780（1961）
 - 30) T. L. Achcraft, J. Riney, N. Hackerman：R. S. I., **34**，5（1963）
 - 31) 電学技報，No. 3，No. 7（昭和 30 年）
 - 32) 電学技報，No. 43（昭和 35 年）
 - 33) R. M. Shaffert：“Electrophotography” Focal Press Ltd. (1965)
 - 34) J. A. Medley：Brit. J. App. Phys. Supp., No. 2，23，28（1953）
 - 35) 高橋賢次，山口隆志，小門宏，井上英一：電子写真，**2**，No. 1，24（1960）
 - 36) 大淵一雄：電子写真，**4**，No. 2，1（1962）
 - 37) 吉田梅次郎，鈴木 昭：応用物理，**27**，300（1958）
 - 38) 吉田梅次郎，鈴木 昭：計測，**8**，81（昭和 33 年）
 - 39) R. A. Friend et al.：P. S. & E., **6**，141（1962）
 - 40) J. H. Dessauer, H. E. Clark：“Xerography and Related Processes” Focal Press Ltd. (1965)
 - 41) H. P. Kallman, B. Rosenberg：Phys. Rev., **79**，1596（1955）
 - 42) H. P. Kallman, J. Rennert, M. Sidran：P. S. & E., **4**，345（1960）
 - 43) K. Takagi, K. Tasai, K. Tsukatani：FUJITSU Sci & Tech. J., **1**，No. 2，227（1965）
 - 44) J. C. Devins, S. J. Reynolds：R. S. I., **28**，11（1957）
 - 45) A. S. Cross：Brit. J. Appl. Phys. Supp., No. 2，47（1953）
 - 46) 深田栄一：高分子，**8**，69（1959）
 - 47) 村崎憲雄：電学誌，**82**，1272（1962）；“静電気応用装置”，日刊工業（昭和 41 年）
 - 48) 木脇久智，古明地茂彦，中曾根弘侑：電子写真，**3**，No. 2，27（1961）
 - 49) 大山 泰，栗田隆治，高橋康人：日本写真学会誌，**24**，No. 1，22（昭和 36 年）
 - 50) L. F. Shew：P. S. & E., **8**，282（1964）
 - 51) 小川岩雄：応用物理，**19**，189（1950）
 - 52) Palevsky et al.：P. S. I., **18**，298（1947）
 - 53) 和田正信，高橋 正，甲田 正：電子写真，**2**，No. 2，26（1960）
 - 54) 三浦顯一：電気東支大講演論文集，No. 93（昭和36年 11 月）
 - 55) 三浦顯一，小島健治：電子写真学会研究発表会予稿（昭和 37 年 6 月）
 - 56) 三浦顯一，小島健治：電気東支大講演論文集，No. 335（昭和 37 年 10 月）
 - 57) 三浦顯一，小島健治：電気連大講演論文集，No. 1131（昭和 38 年 4 月）
 - 58) 三浦顯一，小島健治：電子写真学会研究発表会予稿（昭和 38 年 6 月）
 - 59) 三浦顯一，小島健治，牧 英一：第 8 回静電気研究発表会予稿（昭和 38 年 11 月）
 - 60) 三浦顯一，小島健治，牧 英一：電気東支大講演論文集，No. 304（昭和 38 年 11 月）
 - 61) 三浦顯一，小島健治：電気連大講演論文集，No. 165（昭和 39 年 4 月）
 - 62) 三浦顯一，小島健治：電子写真学会研究発表会予稿（昭和 39 年 6 月）
 - 63) 三浦顯一，小島健治：電気東支大講演論文集，No. 33（昭和 41 年 11 月）
 - 64) 古賀正三：計測，**4**，11，525（昭和 29 年）
 - 65) Y. Toriyama：“Dust Figure of Surface Discharge and Its Applications” Kinokuniya Bookstore (1961)