電子ビーム照射による宇宙用熱制御材料 高分子フィルムの帯電特性

正員 廣 三 壽 (三菱電機)

正員 藤 井 治 久 (三菱電機)

Electron-Beam-Induced Charging of Polymer Films for Space Use

Sanju Hiro, Member and Haruhisa Fujii, Member (Mitsubishi Electric Corporation)

We investigated the electrostatic charging phenomena of polymer films used for the thermal control materials of spacecrafts by electron-beam irradiation simulating the hot plasma in space. Three kinds of polymer films, Teflon FEP (fluorinated ethylene-propylene), Kapton PI (poly imide) and Mylar PET (poly ethylene telephthalate) of the thickness of 13~75 μm , were tested under the irradiation conditions of the electron energy E lower than 50 keV and the beam current density J_b lower than 1 nA/cm². The surface potentials V_s of the films were obtained as functions of E and J_b at the constant irradiation time.

The obtained experimental results are as follows.

(1) V_s increases with increase of J_b . When $V_s \propto J_b^n$ is assumed, the n value is different during the films: $n \simeq 1$ for FEP film, $n < 0.5$ for PI film and $0.5 < n < 0.8$ for PET film.

(2) In V_s - E characteristics, V_s has the peak at some electron energy which is dependent on the material and the thickness.

These results were explained by an one-dimensional charging model in which one charge-deposition layer is assumed to be formed in the bulk of the film and the volume resistivity and the secondary electron emission coefficient of the material are considered.

キーワード：電子ビーム照射，帯電，放電，高分子フィルム，宇宙環境模擬実験，熱制御材料

1. はじめに

通信衛星や気象衛星，放送衛星といった人工衛星には，宇宙の熱真空環境から衛星内部の搭載機器を保護する目的で，衛星表面に各種の熱制御材料が使用される。熱制御材料は，通常，FEP (fluorinated ethylene-propylene, 商標名：テフロン)，PI (poly imide, 商標名：カプトン)，PET (poly ethylene telephthalate, 商標名：マイラ) などの高分子フィルムの片面に銀やアルミニウムなどの金属を蒸着したもので，高分子フィルム層が宇宙に露出した状態で，衛星表面の広い面積にわたって取り付けられる⁽¹⁾。このため，これらの熱制御材料は宇宙環境に存在する電子，陽子などの荷電粒子により帯電し，特に静止軌道(高度 36,000 km)などの高高度を飛翔する衛星が地球の蝕に入った場合や地磁気嵐⁽²⁾に遭遇した場合，電子の影響を大きく受けることが知られている⁽³⁾⁽⁴⁾。この帯電により宇宙機器・システムが種々の悪影響を受ける。例えば，衛星本体からの推進剤などが静電的に表面に付着して衛星表面材料の特性劣化を引き起こしたり，放電を誘発し衛星の予期

せぬ動作異常を生じさせたりする⁽³⁾⁽⁴⁾。従って，この衛星表面材料の帯電機構を解明し，帯電抑制・防止技術を開発することが，将来の衛星の信頼性向上，長寿命化に不可欠である。

ところで，この衛星表面材料の帯電現象に関し，NASA (National Aeronautics and Space Administration) や ESA (European Space Agency) などを中心にして，宇宙環境条件を模擬した荷電ビーム照射による各種表面材料の帯電特性評価や，材料表面の導電性コーティングによる帯電防止技術などが種々検討され⁽⁵⁾，また我が国でも帯電に起因した放電に伴うガス放出などの検討が行われているが⁽⁶⁾，材料の帯電機構について十分な検討が行われていないのが現状である。

著者らは，以上の観点から，静止軌道などの高高度の宇宙プラズマ環境中を飛翔する衛星が太陽活動の活発な地磁気嵐発生時に地球の蝕に入った場合に受ける電子流を模擬した電子ビームを高真空中で照射することにより，代表的な熱制御材料である銀蒸着 FEP，アルミニウム蒸着 PI，およびアルミニウム蒸着 PET の帯電特性を検討した。電

電子ビーム照射は、平均エネルギーが数十 keV、電子電流密度が 10^{-9} A/cm² に達する過酷な条件⁽⁷⁾を模擬し、暗室内で照射した。ここでは、電子ビーム照射によるこれら高分へフィルムの帯電電位の電子ビーム電流密度や電子エネルギー依存性などを詳細に検討し、電子ビームのフィルムへの侵入深さやフィルムの体積抵抗率の観点から帯電機構に関して考察し、その一次元モデルのシミュレーションについても併せて検討した。

2. 実験方法

図 1 に、本実験で用いた電子ビーム照射系および測定系の概略図を示している。

直径 57 mm 程度に切り出した、裏面が金属蒸着された試料フィルムを試料台に取り付けた後、真空容器に納めイオンポンプで真空引きを行った。真空容器内の真空度が 1×10^{-6} Torr 以下になった時点でエネルギー E およびビーム電流密度 J_b の電子ビームを試料に照射した。照射時間 T_i はすべて 60 分とした。試料面でのビーム径は約 70 mm ϕ であるが、試料台の内径が 50 mm ϕ であるので、照射領域は 19.6 cm² である。なお、ビーム電流密度は、あらかじめ試料台中央に取り付けたファラデーカップにより測定した。

試料の表面電位は非接触表面電位計 (TREK 340 HV 型) を用いて測定した。電子ビーム照射中は、表面電位計に接

図 1 電子ビーム照射系および測定系の概略図
Fig. 1. Schematic diagram of experimental setup for electron beam irradiation and measurement.

表 1 実験試料

Table 1. Tested thermal control materials.

フィルム名	テフロン FEP Fluorinated Ethylene-Propylene	カプトン PI Poly Imide	マイラ PET Poly Ethylene Terephthalate
比誘電率 ϵ_r	2.1	3.5	3.1
密度 ρ (g/cm ³)	2.12	1.43	1.38
体積抵抗率 ρ_v (Ω cm)	3.5×10^{18}	3.8×10^{17}	1.0×10^{18}
厚さ d (μ m)	25	13, 25, 50, 75	25
蒸着金属	銀	アルミニウム	アルミニウム

続された静電プローブ (TREK 4031 S 型) の検知部が図 1(b) に示した軌跡を描くように、回転運動導入機によりプローブを試料表面上で掃引した。プローブと試料表面との間隔は 5~6 mm とした。また、電子ビーム照射中の試料フィルム中を流れるバルク電流を、エレクトロメータ (Keithley 410 A 型) で測定した。

なお、測定はすべて室温 (20°C) で行った。

実験に供した熱制御材料高分子フィルムは、表 1 に示す FEP, PI, PET の 3 種類であった。

3. 実験結果

〈3・1〉 電子線照射による帯電電位の時間特性 前節で述べた実験方法により、供試フィルムの帯電特性を種々の電子ビーム照射条件下で取得した。その一例として、図 2 に、25 μ m 厚 FEP に $E=20$ keV の電子ビームを種々のビーム電流密度で照射したときの表面電位およびバルク電流の時間特性を示す。これらより、次のことがわかる。

(1) 表面電位 V_s は時間とともに単調に増加するが、次第に表面電位形成速度 dV_s/dt は小さくなる。初期表面電位形成速度は、ほぼビーム電流密度に比例する。

(2) バルク電流は時間の経過とともに次第に減少して

図 2 25 μ m 厚 FEP フィルムの $E=20$ keV の帯電特性

Fig. 2. Charging characteristics of 25 μ m thick FEP film irradiated by electron beam with the energy of 20 keV.

いくが、ビーム電流密度が大きいほど減少速度は大きい。

(3) $J_b=0.36 \text{ nA/cm}^2$ の場合、照射開始後 $t=44.7 \text{ min}$ で放電した。このとき、バルク電流は急増し、表面電位はほぼ 0 V になった(この放電形態は、沿面放電を伴った貫通破壊であった⁽⁸⁾)。

また図 3 に、 $J_b=0.3 \text{ nA/cm}^2$ で $E=15 \text{ keV}$ および 40 keV の電子ビームを照射した場合の表面電位の時間特性を示す($E=40 \text{ keV}$ の場合は、 $t=54.2 \text{ min}$ で沿面放電を伴った貫通破壊が生じた)。

(4) 表面電位は、照射エネルギー E の小さいほうが早く立ち上がるが、次第に飽和する傾向を示す。長時間照射すると、逆に照射エネルギーの大きいほうが高くなる。

このような帯電特性は、FEP フィルム以外の PI, PET フィルムにおいても基本的には同様であった。ただし、PI, PET とも、本実験条件下では放電は生じなかった。

〈3・2〉 帯電電位のビーム電流密度依存性 〈3・1〉節で述べた表面電位-時間特性における $T_i=60 \text{ min}$ での表面電位を、 $25 \mu\text{m}$ 厚の各高分子フィルムについて、ビーム電流密度の関数としてプロットすると図 4 のようになる。ただし、照射中に放電が生じた FEP フィルムサンプルについては、放電が生じたときの表面電位をプロットしている。

まず、FEP フィルムに関しては、一定照射時間 $T_i(60 \text{ min})$ では、低ビーム電流密度($J_b<0.1 \text{ nA/cm}^2$)の場合、表面電位 V_s はビーム電流密度 J_b に比例して増加する。しかし、 $J_b>0.1 \text{ nA/cm}^2$ では、 $E=15 \text{ keV}$ の場合、 V_s は J_b に対して次第に飽和するが、 $E\geq 20 \text{ keV}$ になると、最大到達表面電位は放電によって制限を受ける、ということがわかる。

一方、PI, PET フィルムにおいては、表面電位は J_b の増加とともに高くなるが、次第に飽和の傾向を示す。

これらの図から、 $V_s \propto J_b^n$ とすると n 値は、低 J_b の場合、

FEP フィルム： $n \approx 1$

図 3 $25 \mu\text{m}$ 厚 FEP フィルムに $J_b=0.3 \text{ nA/cm}^2$ の電子ビームを $E=15 \text{ keV}$ と 40 keV で照射したときの帯電特性

Fig. 3. Time dependence of surface potentials of $25 \mu\text{m}$ thick FEP films irradiated by electron beam with $J_b=0.3 \text{ nA/cm}^2$ and $E=15 \text{ keV}$ and 40 keV .

PI フィルム： $n<0.5$

PET フィルム： $0.5<n<0.8$

となる。

ところで、PI フィルムは表 1 に示したように、4 種類の厚さのフィルムを試験した。その帯電電位の時間特性が

(a) FEP フィルム

(■, ▲, ●は放電時の表面電位を示す)

(b) PI フィルム

(c) PET フィルム

図 4 $25 \mu\text{m}$ 厚フィルムにおける表面電位のビーム電流密度依存性

Fig. 4. Electron beam current density dependences of surface potential of $25 \mu\text{m}$ thick polymer films.

図 5 PI フィルムにおける表面電位のビーム電流密度依存性 ($E=30 \text{ keV}$)

Fig. 5. Electron beam current density dependences of surface potentials of PI films.

ら $E=30 \text{ keV}$, $T_i=60 \text{ min}$ での帯電電位のビーム電流密度依存性を求めると図 5 になる。これより、到達表面電位は J_b が大きくなると高くなるが、次第に飽和する傾向を示す。この傾向は、膜厚が小さいほど低い J_b で生ずる。

〈3・3〉 帯電電位の照射エネルギー依存性 次に、図 4、図 5 に示した表面電位のビーム電流密度依存性から、各フィルムにおける $J_b=0.2 \text{ nA/cm}^2$ での表面電位を照射電子のエネルギーの関数として求めた。図 6 (a) には、 $25 \mu\text{m}$ 厚の FEP と PET の場合の結果を実線で示し、また同図 (b) には、各膜厚の PI の場合を実線で示している。これらの図から、表面電位は照射エネルギーに依存し、FEP や厚膜の PI に顕著に見られるように、低エネルギー領域ではエネルギーとともに高くなるが、高エネルギー領域では逆に低下する。つまり、あるエネルギーでピークをもつということがわかる。

また、図 6 (b) に見られるように、PI の膜厚が大きいほどそのピークは高エネルギー側にシフトする、ということがわかる。

更に、図 6 から $25 \mu\text{m}$ 厚の 3 種類の材料を比較すると、同じ照射条件下では、帯電電位の大きさは、

$$\text{FEP} > \text{PET} > \text{PI}$$

の順になるということがわかる。

4. 実験結果の検討

ここでは、得られた結果を説明するために、まず帯電のモデル化を行い、そのモデルに基づいた帯電形成の定式化を行う。そのモデル化式にパラメータを導入して帯電特性をシミュレーション解析し、実験値と比較検討する。最後に、初期帯電特性についても言及する。

〈4・1〉 帯電のモデル化 エネルギー E の電子ビームを絶縁物に照射すると、入射電子はそのエネルギーによって決まる深さ分布をもって蓄積するが⁽⁹⁾、しかし時間の経

(a) $25 \mu\text{m}$ FEP, PET

(b) PI

図 6 各種フィルムにおける表面電位の電子の照射エネルギー依存性 ($J_b=0.2 \text{ nA/cm}^2$)

Fig. 6. Electron energy dependences of surface potentials of polymer films irradiated by electron beam with $J_b=0.2 \text{ nA/cm}^2$.

過とともに電気伝導と拡散によりその電荷の蓄積はある密度分布を形成する。いま、簡略化のために、電子ビームが照射される面から x の位置に、注入された全電子が蓄積し、表面電位 V_s が形成されると仮定する図 7 に示した一次元モデルを考える。この場合、電流計で観測されるバルク電流 I は、

$$I = a \{ C \cdot dV_s/dt + J_1(V_s) \} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$= a \{ J_e(E, V_s) - J_{se}(E, V_s) - J_{bs}(E, V_s) \} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 a : 試料の表面積、 C : 試料の単位面積当たりの静電容量、 J_1 : 伝導電流密度、 J_e : 試料に入射する電子電流密度、 J_{se} : 二次電子放出電

図7 電子ビーム照射による絶縁物の一次元帯電モデル

Fig. 7. An one-dimensional charge-up model of insulator irradiated by electron beam.

流密度, J_{bs} : 後方散乱電子電流密度

で与えられる。なお、このモデルでは、表面漏えい電流は帯電への寄与が小さいので、無視している。

(1)式および(2)式より、

$$C \cdot dV_s/dt = J_e(E, V_s) - J_{se}(E, V_s) - J_{bs}(E, V_s) - J_1(V_s) \quad (3)$$

となる。

ところで、試料表面の電位が0Vのときの電子の表面到達時の速度を v_o 、帯電電位が V_s のときの電子の表面到達時の速度を v_s 、そして電子の質量、電荷量をそれぞれ m, e 、電子の加速電圧を V_b ($eV_b = E$) とすると、

$$eV_b = mv_o^2/2, \quad e(V_b - V_s) = mv_s^2/2$$

であるので、

$$v_o = (2eV_b/m)^{1/2}, \quad v_s = \{2e(V_b - V_s)/m\}^{1/2}$$

と表され、帯電電位が V_s のときの J_e は、

$$J_e = J_b \cdot (v_s/v_o) = J_b(1 - V_s/V_b)^{1/2} \quad (4)$$

となる。また、 J_{se}, J_{bs} は J_e に比例するので、

$$\left. \begin{aligned} J_{se} &= A_{se} J_e = A_{se} J_b (1 - V_s/V_b)^{1/2} \\ J_{bs} &= A_{bs} J_e = A_{bs} J_b (1 - V_s/V_b)^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

ここで、 A_{se} : 二次電子放出係数 [$=K \cdot (E - eV_s)^{-0.725}$, K : 定数], A_{bs} : 後方散乱係数 [$=0.1(E - eV_s)^{-0.2}$] (10)(11)

と表される。よって、(3)式は、

$$C \cdot dV_s/dt = J_b(1 - V_s/V_b)^{1/2} \cdot (1 - A_{se} - A_{bs}) - J_1 \quad (6)$$

となる。

また、上述したように、全電子が x の位置に蓄積すると仮定したので、実効的な単位面積当たりの静電容量 C は、

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r / (d - x) \quad (7)$$

図8 25 μm FEP フィルムにおける帯電特性の実験値と解析値の比較

Fig. 8. Comparison between the experimental result and the analytical result for the charging characteristics of the electron-beam-irradiated 25 μm thick FEP films.

ここで、 ϵ_0 : 真空中の誘電率, ϵ_r : 材料の比誘電率, d : サンプル厚さ

として表される。

更に、伝導電流密度 J_1 は、 x の位置に蓄積した電荷によって形成された電界 $V_s/(d-x)$ と体積抵抗率 ρ_v とによって、

$$J_1 = 1/\rho_v \cdot V_s / (d - x) \quad (8)$$

と表される。

以上から、(6)式は

$$dV_s/dt = (d-x)/\epsilon_0 \epsilon_r \cdot [J_b(1 - V_s/V_b)^{1/2} \times (1 - A_{se} - A_{bs}) - 1/\rho_v \cdot V_s / (d-x)] \quad (9)$$

となる。

〈4・2〉 帯電モデルによるシミュレーション解析

前節のモデル化式(9)に、表1の物性値 ϵ_r, ρ, ρ_v および厚さ d を、また文献(11)より、二次電子放出係数 A_{se} に対して、FEPの場合 $K=1.55$, PIの場合 $K=0.65$ を代入して、実験値にできる限りフィットするような x を求めてシミュレーション解析した。

図2に示した $E=20$ keV, $J_b=0.13$ nA/cm² と、図3に示した $E=15$ keV, $J_b=0.3$ nA/cm² の照射条件の25 μm FEPフィルムを例にとって、(9)式により電子ビーム照射時の帯電電位の時間特性を求めると、図8の破線の解析値となる。ただし、この場合、 $x=0.6$ μm ($E=15$ keVの場合)、また、 $x=1.0$ μm ($E=20$ keVの場合)とした。解析値と実線の実験値が比較的良好に一致していると考えられる。

このようにして、各サンプルについて $T_i=60$ min 後の到達表面電位 V_s をシミュレーションによって求め、照射エネルギー依存性として示したのが、図6(a), (b)の破線である。なお、これらの解析において、PIフィルムの

表 2 電子の蓄積距離 x

Table 2. Distance x of electron deposition layer from the surface.

電子エネルギー E(keV)	電子の蓄積距離 x (μm) @ $J_b=0.2\text{nA/cm}^2$, $T_i=60\text{min}$					
	FEP	PET	PI			
	25 μm	25 μm	75 μm	50 μm	25 μm	13 μm
15	0.6	3.8	—	—	3.7	3.7
20	1.0	6.3	4.3	3.8	6.1	6.1
30	2.0	12.5	8.7	7.6	12.1	12.1
40	3.4	20.5	14.3	10.3	—	—
50	—	—	20.7	—	—	—
電子の飛程 R との比較	0.25R	R	0.71R	0.63R	R	R

体積抵抗率 ρ_v は、バルク電界強度 $[V_s/(d-x)]$ が 3×10^5 V/cm 以上で電界強度のほぼ 4 乗に比例して低下するとした⁽¹²⁾。また、PET フィルムの場合、文献(11)には二次電子放出係数 A_{se} の K 値が示されていないため、文献(13)の実験データから、 $E=1\text{keV}$ 程度の二次電子放出係数が、 $FEP > PET > PI$ と得られているので、 $K=1.0$ を仮定して求めた。これらの解析において、実験結果に最もよく一致するシミュレーション結果を与える x の値を表 2 に示す。

〈4.3〉 電子蓄積位置について ところで、〈4.1〉節で述べたように、電子は照射エネルギーで決まる深さ分布をもって蓄積するが、この最大侵入距離(飛程) R (表面電位が 0 V の場合の飛程)は、Gledhill によって経験的に次式で与えられている⁽⁹⁾。

$$\log(r_p) = -5.1 + 1.358 \cdot \log E + 0.215(\log E)^2 - 0.043(\log E)^3 \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$R = r_p / \rho \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 r_p : 実用飛程(g/cm^2)、 E : 電子のエネルギー(keV) (ただし、 $E < 50\text{keV}$)、 ρ : 密度(g/cm^3)

表 3 に、(10)式および(11)式を用いて、FEP、PI および PET における飛程 R を計算した結果を示している。

この飛程 R と、前節で最適値として求められた電子蓄積位置 x とを比較すると、

FEP に対して、 $x=R/4$

PET に対して、 $x=R$

PI に対して、

$d=75\mu\text{m}$ では、 $x=0.71R$

$d=50\mu\text{m}$ では、 $x=0.63R$

$d=25\mu\text{m}$ と $13\mu\text{m}$ では、 $x=R$

なる関係が得られた。

このことから、膜厚 $25\mu\text{m}$ の場合、抵抗率の高い FEP では見掛け上の電子蓄積位置は浅く、PET や PI はほぼ飛程 R に等しくなる。また、PI に見られるように、厚さが厚くなると、電子蓄積位置は若干浅くなる傾向がみられる。

このことは、次のように考えることができる。絶縁物が帯電するとその電位により照射電子は減速され、電子の蓄積位置が次第に照射面側に移動する。PET や PI は帯電

表 3 電子の飛程

Table 3. Electron depth in insulators irradiated by electron beam.

電子エネルギー E(keV)	飛程 R (μm)		
	FEP	PI	PET
15	2.5	3.7	3.8
20	4.1	6.1	6.3
30	8.0	12.1	12.5
40	13.4	19.9	20.5

して電子の蓄積位置が照射面側に移動するが、FEP に比較して体積抵抗率が小さいため、バルク電界による伝導電流も増えるので電子は対向電極側に移動し、見掛け上の位置は深くなるものと考えられる。また、PI の厚さ依存性においても、厚さが厚くなると帯電電位によるバルク電界強度が小さくなり、伝導による電荷のリークが生じにくくなるため、帯電による照射電子の減速によって侵入深さが浅くなるものと考えられる。

〈4.4〉 帯電電位の電子照射エネルギー依存性について

図 6 (a), (b)において、到達表面電位の電子照射エネルギー依存性は、実験値、解析値ともに、あるエネルギーでピークをもつということがわかる。このピークを示す照射エネルギーは材料および膜厚によって変化し、基本的には帯電電位の大きい場合に、より高い照射エネルギーでピークを示すということがわかる。

これは次のように考えることができる。低照射エネルギーの場合、エネルギーが大きくなると、二次電子放出係数 ($A_{se} + A_{bs}$) は小さくなるため、(9)式より、同一ビーム電流密度 J_b では蓄積される電荷量は大きくなる。よって、同一 J_b 条件で照射エネルギーが大きくなると到達表面電位も大きくなる。しかし、表 2 に示したように、照射エネルギーが大きくなり、電子の蓄積距離 x が試料厚さに比べて無視し得ないようになってくると、(7)式より見掛け上の静電容量 C が大きくなり、電位形成速度も小さくなる。このため、一定照射時間での到達表面電位は小さくなると考えられる。従って、図 6 に示したような、照射エネルギーに対して表面電位 V_s がピークをもつ特性が得られると考えられる。

〈4.5〉 帯電電位のビーム電流密度依存性について

次に、図 4 および図 5 の V_s - J_b 特性について検討する。

FEP フィルムのように体積抵抗率 ρ_v が大きく、高電界での伝導電流密度 J_1 が無視しうる場合を考えると、(9)式より、

$$dV_s/dt = (d-x)/\epsilon_0 \epsilon_r \cdot J_b (1 - V_s/V_b)^{1/2} \times (1 - A_{se} - A_{bs}) \quad \dots\dots\dots (9')$$

となる。帯電電位 V_s が加速電圧 V_b に比べて十分小さい場合、つまり、 $V_s/V_b \ll 1$, $A_{se} + A_{bs} \ll 1$ の場合、

$$dV_s/dt \approx (d-x)/\epsilon_0 \epsilon_r J_b \quad \dots\dots\dots (9'')$$

と表され、 $dV_s/dt \propto J_b$ となる。これは、一定時間ではほぼビーム電流密度 J_b に比例して表面電位 V_s が高くなるということを示している。つまり、 $V_s \propto J_b^n$ とすると、 $n=1$ である。このような特性を示すのは、高エネルギー照

射($E > 15 \text{ keV}$)のFEPフィルムの場合である。

一方、 V_s が V_b に比べて低くても、 $V_s \propto J_b^n$ において $n < 1$ の特性を示しているのがPIとPETである。これは、PIの場合、体積抵抗率が $\rho_v = 3.8 \times 10^{17} \Omega \cdot \text{cm}$ で、しかも電界強度が $\sim 3 \times 10^5 \text{ V/cm}$ 以上で電界強度のほぼ4乗に比例して低下すること⁽¹²⁾、またPETの場合、 $\rho_v = 1 \times 10^{18} \Omega \cdot \text{cm}$ であるため、FEPの ρ_v に比べると小さく、伝導電流密度 J_1 が無視し得ないからと考えられる。つまり、PI、PETの場合、体積抵抗率が大きく影響し、PIの場合、 $n < 0.5$ 、PETの場合 $0.5 < n < 0.8$ となる特性が得られたものと考えられる。

ところで、FEPの低エネルギー照射の場合($E = 15 \text{ keV}$)、高 J_b で n が低下する傾向が得られた。これは、 V_s が大きくなり V_s/V_b が1に比べて無視できなくなると、入射電子電流密度 $J_e = J_b \cdot (1 - V_s/V_b)^{1/2}$ そのものが小さくなったことと、実効的な電子の入射エネルギー($E - eV_s$)が小さくなることによって電子放出係数($A_{se} + A_{bs}$)が大きくなったため、 dV_s/dt が小さくなり、 V_s が J_b に対して飽和する傾向を示す。

またFEPにおいて、高エネルギー、高ビーム電流密度照射の場合、帯電電位は放電(貫通絶縁破壊⁽⁸⁾)によって制約を受ける。これは、帯電電位が大きくなり、非照射領域のバルク電界強度 $V_s/(d-x)$ が破壊電界強度を超えたため貫通破壊が生じたと考えられる。本実験では、貫通破壊時のバルク電界強度は $4 \sim 5 \text{ MV/cm}$ となった。

〈4・6〉 帯電電位形成の初期特性について 図2のFEPの例のように、FEP、PI、PETともに、一定エネルギーの電子ビームを照射すると、表面電位 V_s はビーム電流密度 J_b が大きければ速く立ち上がる。これは、照射初期では表面電位が小さく、伝導電流成分 J_1 が無視し得るので、(9')式より dV_s/dt はほぼ J_b に比例するためである。一方、照射エネルギーが大きくなると、電子の侵入距離が大きくなるので、(7)式より試料の実効的な静電容量 C は大きくなる。従って、(9')式より、ビーム電流密度 J_b が一定であっても、照射エネルギーが大きい場合、電位形成速度 dV_s/dt が小さくなり、図3の照射エネルギーによる電位形成速度の違いが説明できる。

5. ま と め

人工衛星用熱制御材料として使用されるテフロンFEP、カプトンPI、マイラPETの3種類の高分子フィルムに電子ビームを照射することにより帯電特性を検討した。電子ビーム照射条件は、静止軌道など高高度の宇宙環境にある人工衛星が遭遇するであろう過酷な電子流を模擬し、エネルギー $15 \sim 50 \text{ keV}$ 、ビーム電流密度 1 nA/cm^2 程度以下の範囲で行った。その結果、次のことがわかった。

(1) 一定時間に到達する表面電位 V_s はビーム電流密度 J_b とともに高くなり、 $V_s \propto J_b^n$ とすると、

$$\text{FEP} : n \approx 1$$

$$\text{PI} : n < 0.5$$

$$\text{PET} : 0.5 < n < 0.8$$

となる。この n 値の違いは、電子ビームが照射されない領域の電界強度とフィルムの体積抵抗率に基づく伝導電流の大小によって説明される。

(2) 一定ビーム電流密度で一定時間に到達する表面電位は、照射エネルギーが増加するにつれて高くなるが、ある照射エネルギーをピークに低下する傾向を示す。また、このピークになる照射エネルギーは、 $25 \mu\text{m}$ 厚のサンプルに対して、

$$\text{FEP} > \text{PI} > \text{PET}$$

の順になる。更に、膜厚が厚くなれば、このピークを示す照射エネルギーは、高エネルギー側にシフトすることがPIに関して得られた。このピークが生ずる原因は、絶縁物表面からの電子の侵入蓄積距離によって説明される。

(3) 今回の電子ビーム照射条件範囲内において、FEPのみが、体積抵抗率が大きいために帯電しやすく、沿面放電を伴ったフィルムの貫通破壊が生じた。これは、フィルム内非照射領域のバルク電界強度が破壊電界を越えたためである。

宇宙用熱制御材料として、従来、熱光学的特性の観点からFEPフィルムが多用されているが、上述の結果からもわかるように、FEPフィルムは帯電し放電しやすいため、帯電特性も考慮する場合、PIフィルムを使用することが望ましい。

(平成8年9月17日受付、同9年2月17日再受付)

文 献

- (1) 門谷・佐藤：「絶縁新素材」, 電学誌, **105**, 1046 (昭60)
- (2) 上出：オーロラと磁気嵐, p. 31 (昭57) 東京大学出版会
- (3) 藤井・園田・西本：「宇宙環境における帯電放電現象および材料劣化」, 電学論A, **113**, 609 (平5)
- (4) H. B. Garrett: "The charging of spacecraft surfaces", *Rev. Geophys. Space Phys.*, **19**, 577 (1981)
- (5) 例えば, Spacecraft Charging Technology 1980, NASA CP-2182/AFGL-TR-81-0270 (1981)
- (6) 小松原・石井・津村：「真空中での帯電放電に伴うガス放出現象の検討」, 電学論A, **114**, 528 (平6)
- (7) C. K. Purvis, H. B. Garrett & A. C. Whittlesey: "Design guidelines for assessing and controlling spacecraft charging effects", NASA TP-2361 (1984)
- (8) H. Fujii, Y. Shibuya, T. Abe, R. Kasai & H. Nishimoto: "Electrostatic charging and arc discharges on satellite dielectrics simulated by electron beam", *J. Spacecraft & Rockets*, **25**, 156 (1988)
- (9) B. Gross: "Radiation-induced charge storage and polarization effects", *Topics in Appl. Phys.*, **33**, 217 (1979)
- (10) C. K. Purvis, N. J. Stevens & J. C. Oglebay: "Charging characteristics of materials: Comparison of experimental results with simple analytical models", Proc. Spacecraft Charging Technology Conf., AFGL-TR-77-0051/NASA TMX-73537, p. 459 (1977)
- (11) R. D. Reeves & K. G. Balmain: "Two-dimensional electron beam charging model for polymer films", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-28**, 4547 (1981)
- (12) 西本・藤井・渋谷・笠井・阿部：「人工衛星用熱制御材料の電子線照射による帯電放電現象(II)ーアルミ蒸着カプトン」, 電気学会絶縁材料研資, EIM-84-115 (昭59)
- (13) R. F. Willis & D. K. Skinner: "Secondary electron emission yield behaviour of polymers", *Solid State Commun.*, **13**, 685 (1973)

廣 三 壽 (正員) 1940 年 11 月 15 日生。1964 年 3 月大阪
大学理学部物理学科卒業。同年 4 月三菱電機
(株)入社。以来、主として、ビーム物理の研究、
荷電ビーム機器開発に従事。現在、同社先端技
術総合研究所所長。応用物理学会会員。

藤 井 治 久 (正員) 1952 年 7 月 7 日生。1980 年 3 月大阪大
学大学院工学研究科電気工学専攻後期課程修了。
同年 4 月三菱電機(株)入社。以来、主として、
真空絶縁、ガス絶縁の研究に従事。現在、同社
先端技術総合研究所電機システム技術部絶縁グ
ループマネージャ。工学博士。応用物理学会、
静電気学会会員。