

電子線照射された宇宙機用表面材料の温度依存性を考慮した電荷蓄積シミュレーション

○菅原 洋平, 渡邊 力夫 (東京都市大学)

Charge deposit simulation of surface material which was irradiated electron beam for spacecraft considered temperature dependence

Youhei Sugahara, Rikio Watanabe (Tokyo City University)

1 背景

宇宙機表面は主に熱制御などの目的で誘電体に覆われている。誘電体は抵抗が高く電荷を通しにくい、一度電荷が蓄積すると電荷散逸に時間がかかる。その誘電体が宇宙環境(プラズマ環境, 放射線環境)で帯電すると、蓄積された電荷によって誘起される電界・電位によって放電が生じ、絶縁破壊や金属の融解を起こす可能性がある。Fig. 1 に示す通り、放電に起因する事故は宇宙機故障の主要原因の一つであり、設計段階から帯電事故防止のための誘電体帯電解析を行う必要がある [1]。

誘電体帯電に大きな影響を与えるのは、誘電体自体の電荷蓄積特性であり、それは体積抵抗率で評価される。本研究室では電荷蓄積法[2]を用いた誘電体体積抵抗率の計測を行っている。これは、真空チャンバー内で誘電体試料に電子線を照射し、その際表面に誘起される電位の減衰履歴から体積抵抗率を算出する手法である。体積抵抗率に影響を与えるパラメータは多岐にわたるため、パラメータの依存性を調査するためには、膨大な実験時間を要する。この点、数値シミュレーションによるパラメータ検討は比較的容易である。誘電体帯電現象のシミュレーションでは、MC(Monte Carlo)法による電荷蓄積分布の解明が行われている。

本研究室でもポリイミドを対象とした電荷蓄積シミュレーションが行われている[3]。Fig. 2 に 20 keV の電子を入射させたときのポリイミドフィルム内部の電荷蓄積分布を示す。縦軸は電荷密度 $[C/m^3]$ 、横軸は試料深さ $[\mu m]$ である。グラフ中の四角に囲まれた値はそれぞれ飛程を表している。飛程とは電子の到達する最大距離を指す。図からわかるように、シミュレーション値は理論値の約3倍となっており、電子が奥深くまで到達しすぎている。また誘電体帯電には温度変動が大きく影響する。低温下では電荷の移動度が小さくなるため、電荷散逸しにくくなり結果的に放電のリスクが高くなる。地球周回軌道における環境温度は $-150^{\circ}C \sim 120^{\circ}C$ の間で変動すると言われており、温度の影響を考慮する必要がある。温度の影響を取り入れたシミュレーションとしては Paulmier [4]による研究がある。この研究では低温と常温を扱っている

が、高温は扱っていない。さらにどの物理現象の温度依存性がどの程度電荷蓄積に影響するか明らかになっていない。当研究室においては、宇宙機が晒される温度環境を模擬した極低温から高温域にいたる条件下における実験が行われているが、特に極低温域における電荷蓄積特性は不明な点が多い。よって、本研究では数値シミュレーションを用いて、誘電体帯電に対する温度の影響を明らかにすることを目的とする。

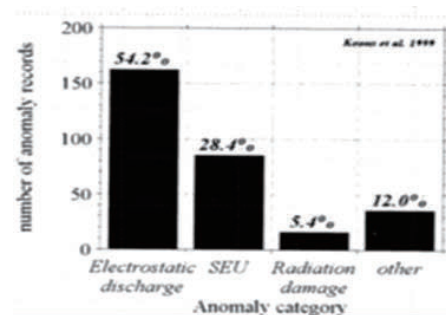


Fig. 1 Satellite failure statistics by space environment [1]

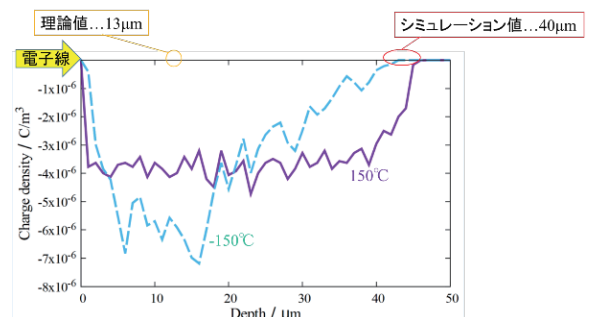


Fig. 2 Charge density distribution (Kapton film) [3]

2 研究手法

2.1 対象試料

本稿では、ポリイミドフィルムを計算対象とする。宇宙機の表面材料として利用されており、また本研究室では体積抵抗率計測実験が行われているため比較・検討することができる。

2.2 手法概要

まず MC 法を用いた電子散乱シミュレーションを行い、電子線照射されたポリイミドフィルム内の電荷蓄積分布を取得する。その後、電子線照射後の内部電界による電荷の移動を計算することで表面電位履歴を得ることができる。実際の計算手順を Fig. 3 に示す。

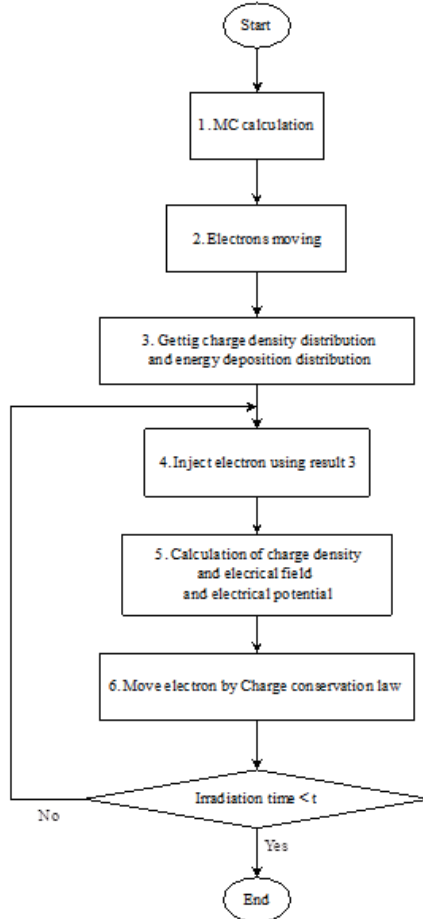


Fig. 3 Simulation procedure

2.3 電子散乱モデル

誘電体内部に侵入した電子は、誘電体を構成する原子と衝突反応を起こす。これを電子散乱と呼ぶ。この散乱現象には大別して弾性散乱と非弾性散乱がある。弾性散乱とは原子自身のポテンシャルによって入射電子の速度ベクトルが変化する現象であり、エネルギーの授受がない。一方、非弾性散乱はエネルギー損失を伴う散乱現象を指す。例として電離が挙げられる。本シミュレーションでは弾性散乱と非弾性散乱（電離とフォノン効果）をモデル化し、計算を行った。電離は最も多く入射電子のエネルギーを減衰させる現象である。

フォノン効果は入射電子のエネルギーが 100 eV 以下になると発生する現象であり、温度依存性があるため温度変化の影響を考慮することができる。本研究ではこれらの散乱現象を、発生する確率で表した散乱断面積という物理量を用いて扱う。そして、散乱断面積による確率と乱数を用いた MC 法を利用することで散乱現象を再現した。

2.4 温度依存性

2.4.1 フォノン効果

誘電体帯電の温度依存性は、電荷が誘電体中を移動する際の移動度に表れる。微視的には、誘電体を構成する原子間の格子振動状態が温度により変化するためであるとされている。この現象はフォノン効果と呼ばれる。この現象を衝突断面積として数式化したものが式 (1) に示す Flohlich の断面積である[5]。格子振動を量子化して考え、格子振動をボース粒子(=フォノンと呼ぶ)とみなし、粒子と電子の衝突と置き換えることで、散乱反応の 1 種とみなすことが可能となる。Fig. 4 にその計算結果を示す。横軸はエネルギー [eV]、縦軸は散乱断面積 [m²]である。実線は 423K、点線は 123 K のときの断面積である。比較すると 423 K の方が 123 K よりも大きな値となっていることが分かる。これは温度が高いほど格子振動が活発になるため、フォノン効果の発生確率である散乱断面積の値も大きくなったと考えられる。423 K と 123 K では両者の差はいずれのエネルギーでも 3 %程度であった。

$$\lambda^{-1} = \frac{1}{a_0} \left[\frac{n(T)}{2} + 1 \right] \left[\frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{\epsilon_0 \epsilon_\infty} \right] \frac{\Delta E}{E} \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - (\Delta E / E)}}{1 - \sqrt{1 - (\Delta E / E)}} \right) \quad (1)$$

$$n(T) = 1 / (e^{\Delta E / kT} - 1)$$

ϵ_0 : 比誘電率, ϵ_∞ : 屈折率, ΔE : 損失エネルギー [eV]

E : 入射電子エネルギー [eV], a_0 : ボーア半径 [m],

k : ボルツマン定数 [eV/K], T : 温度 [K]

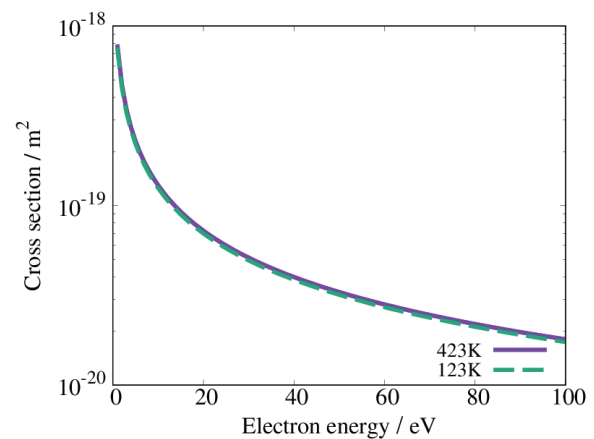


Fig. 4 Cross section of phonon interaction

2.4.2 RIC (Radiation Induced Conductivity)

RIC (Radiation Induced Conductivity : 放射性誘起導電率)とは電子線照射による材料の一時的な導電率上昇現象である。この効果は有機絶縁材料の熱や力学的特性に影響を与えることは少ないが、電気的特性には大きな影響を及ぼす。放射線照射により生成された電子やイオンなどの電気伝導キャリアが残存する場合には、電気絶縁性、導電率や誘電特性が変化し、経過時間とともに一定値に収束していく。本研究では、式(2)によりこの効果を取り入れた [6]。

$$\sigma_{RIC} = k_{RIC} \dot{D}^\Delta \quad (2)$$

σ_{RIC} : 放射性誘起導電率 [1/($\Omega \cdot m$)], Δ : 比例定数
 k_{RIC} : 比例定数[s/(rad $\cdot \Omega \cdot m$)], D : 線量率[rad/s]

k_{RIC} と Δ はそれぞれ実験によって求められた値を使用した。またこれらの値には温度依存性があると報告されている[6]。 k_{RIC} は温度が上昇するとその値も高くなり、逆に下降するとその値も小さくなる。 Δ はトラップ分布により温度の影響の度合いが異なるが、温度が影響する場合は 0.5~1.0 の間で値が変化する。従って、温度変化に対応した値を用いることで内部電界による電荷移動の温度依存性を考慮することができる。線量率 \dot{D} は電子散乱シミュレーションによるエネルギー蓄積分布から計算した。

2.4.3 DRIC (Delayed Radiation Induced Conductivity)

DRIC とは 2.4.2 で示した RIC の残存効果である。RIC は放射線照射中の効果であったが、DRIC は照射後の効果を指しており表面電位の減衰過程に影響を与える。一般的には時間の経過とともにその効果が小さくなっていく。本稿では式 (3) に示す Weaver ら[7]によるモデル式を適用した。

$$\sigma_t = \frac{\sigma_0 T}{(T + bt)} \quad (3)$$

σ_t : DRIC [1/(Ωm)], σ_0 : RIC [1/(Ωm)], T : 温度 [K],
 b : 係数, t : 時間 [s]

2.5 電子追跡計算

電子の運動は電子を粒子とみなし、非相対論的に取り扱った。従って追跡はクーロンの式と運動方程式に導かれる以下の式を用いた。

$$r_{i+1} = r_i + vdt + (e/m)E(dt^2 / 2) \quad (4)$$

$$v_{i+1} = v_i + (e/m)Edt \quad (5)$$

r : 位置座標[m], v : 速度[m/s], e : 素電荷[C], E : 電界[V/m],
 dt : 時間ステップ[s], m : 質量[kg]

2.6 電界・電位計算

電界・電位の計算は一次元 Poisson 方程式を用いた。電子散乱シミュレーションにより、電荷密度が求まるためそこから計算することができる。

$$\frac{\partial E(r)}{\partial r} = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon} \rho(r) \quad (6)$$

$$\frac{d\phi(r)}{dr} = -E(r) \quad (7)$$

ϕ : 電位[V], ϵ_0 : 真空の誘電率[F/m], ϵ : 比誘電率
 ρ : 電荷密度[C/m³]

2.7 電荷移動計算

内部電界による電荷の移動は電荷保存則によって計算される。

$$\frac{d\rho}{dt} = -\text{div}J \quad (8)$$

電流密度 J はオームの法則によって求めた。

$$J = \sigma E \quad (9)$$

導電率 σ は(2)式を、電界 E は(5)式によって計算された値をそれぞれ代入する。

3 電子散乱シミュレーション

ここでは Fig. 3 に示した 1~4 の手順に沿って計算を行った。

3.1 計算モデル

計算モデルは電子線照射実験と同等の Fig. 5 を用いる。今回は電子追跡計算を 3 次元で行い、電界・電位計算は 1 次元で行った。境界条件は以下のように設定した。

$$E(0)=0, \phi(D)=0$$

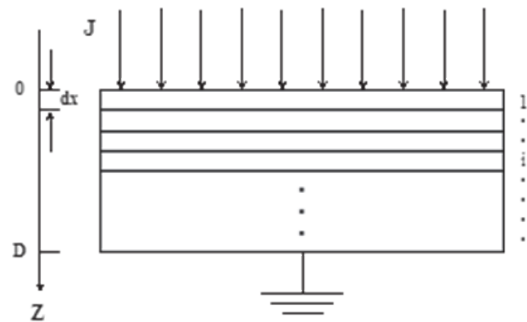


Fig. 5 Simulation model

3.2 計算条件

計算条件を Table. 1 に示す。

Table. 1 Calculation condition

モデル形状 / m	X,Y:3×10 ⁻² Z:5×10 ⁻⁵
照射エネルギー / keV	20
粒子数	10 ⁷
閾値 / eV	1
温度 / K	123/423

モデル形状は実験で使われている試料と同じ形状である。照射エネルギーは実験でよく使われる 20 keV を選択し、閾値は 1 eV とした。温度は先行研究と比較するために表記のものとした。

3.3 計算結果

計算結果を Fig. 6 に示す。

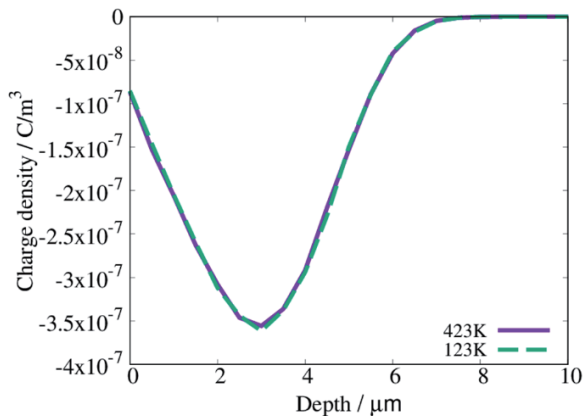


Fig. 6 Charge density distribution

縦軸は電荷密度[C/m³], 横軸はZ方向の深さ[μm]である。電子散乱の温度依存性を調べるため、温度を123 Kと423 Kに設定して比較を行っている。点線が123 Kの分布であり、実線が423 Kの分布を表している。

比較すると両者に顕著な差は見られなかった。飛程は123Kの方が423Kよりも0.3μm大きな値となった。この理由としてはフォノン効果の散乱断面積の温度影響が小さかったためだと考えられる。Fig.4より423Kと123Kのフォノン効果の散乱断面積の差は3%程度である。以上の理由から温度による影響は見られなかったと考えた。次に先行研究で課題となっていた飛程を比較した結果をTable.2に示す。

Table.2 Comparison of range

理論値	本稿	先行研究
6.2μm	8.0μm	40μm

理論値はGledhillの式[8]を用いて計算した。本研究の計算結果はより理論値に近く、先行研究から大幅に改善でき、より実現象に近づけることができたと考えられる。

4 表面電位履歴計算

次にFig.3の4~6の部分の計算を行った。Fig.5の計算結果を用いて、実験と同程度の電子を照射した状態を再現し、その後の表面電位の減衰を計算した。そして計算結果を実験結果と比較・検討した。

4.1 計算条件

計算条件をTable.3に示す。

Table.3 Calculation condition

電流密度 [nA/cm ²]	3.5
照射時間 [s]	60
緩和時間 [s]	259200
温度 [K]	293/100

電流密度, 照射時間は実験結果と比較するためにTable.3

の値に設定した。また温度依存性を検討するために293 Kと100 Kの2つの条件でシミュレーションを行った。

4.2 計算結果

Fig.7にシミュレーションで得られた表面電位履歴を示す。縦軸は負の表面電位[V], 横軸は時間[h]を表す。まず減衰開始直後の初期表面電位に着目すると100 Kが-2900 V, 293 Kが-2750 Vとなっており100 Kのほうが150 V程度低い値となった。この理由としては100 Kの方が293 Kと比較してRICの値が小さいため、電子線照射中に抜け出した電子が少なく、表面電位が低くなったと考えられる。また両者のグラフの傾きに注目すると293 Kの方が100 Kよりも大きく、表面電位が早く減衰していくことがわかる。これらの結果より表面電位に対する温度依存性を再現できた。

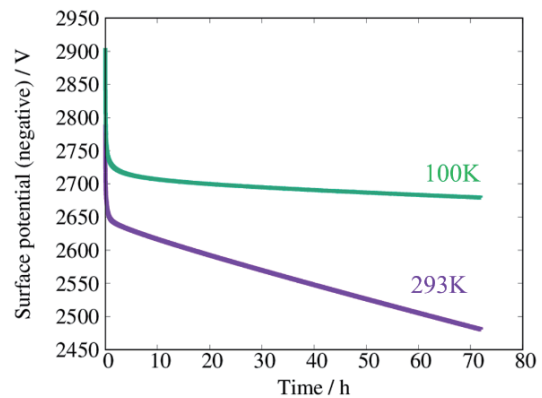


Fig. 7 Simulation result of surface potential history

Fig.8に293 Kにおける実験結果[9]とシミュレーション結果の比較を示す。

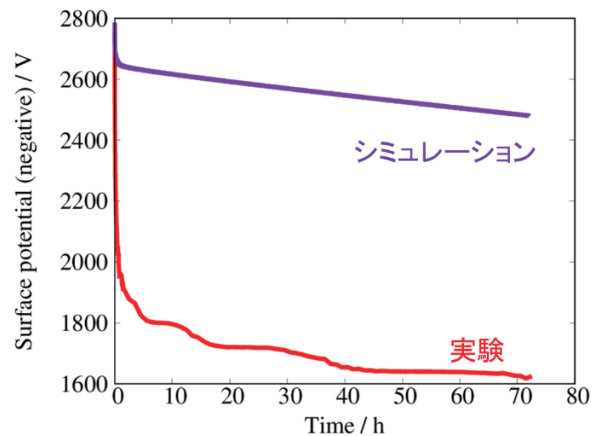


Fig. 8 Comparison of surface potential history (293 K)

縦軸は負の表面電位[V], 横軸は時間[h]を表す。まず減衰開始から1 hまでの短時間領域を比較すると、表面電位の減少量が実験結果の方が7倍程度大きいことがわかる。原因の一つとして挙げられるのはシミュレーションでは内部電界による照射電子の移動を考慮していないことである。これを考慮することで試料から抜け出る電子

の量が増え、表面電位の減少量が増えると思われる。また 1 h 以降の長時間領域を比較すると両者のグラフの傾きは概ね一致している。

Fig. 9 に 100 K における実験結果 [10]とシミュレーション結果の比較を示す。比較した結果を示す。

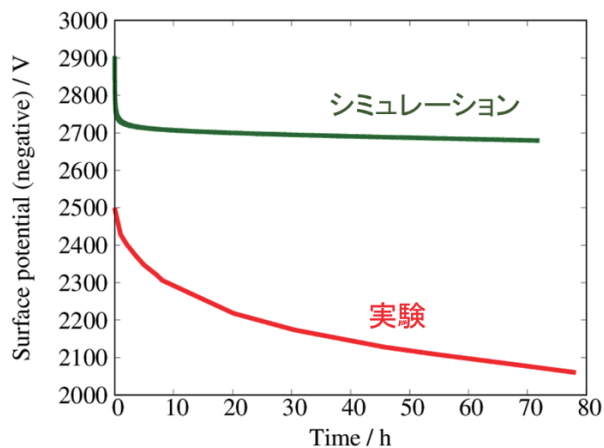


Fig. 9 Comparison of surface potential history (100 K)

縦軸は負の表面電位 [V], 横軸は時間 [h]を表す。シミュレーション結果と実験結果を比較すると両者は全く異なる傾向を示した。原因としては適用した DRIC の式が 100 K では有効ではなかった可能性がある。この部分に関しては現在も調査中である。

5 体積抵抗率計算結果

シミュレーションから得られた表面電位履歴から体積抵抗率を計算した。計算は実験と同じように減衰開始から 1 h までを短時間領域、それ以降を長時間領域と定めた。Table. 4 に計算結果を示す。

Table. 4 Volume resistivity (Ωm)

	293K		100K	
	短時間	長時間	短時間	長時間
実験	5.1×10^{13}	3.3×10^{17}	5.5×10^{15}	1.7×10^{17}
シミュレーション	2.4×10^{13}	1.7×10^{17}	2.9×10^{13}	8.3×10^{17}

293 K の場合、実験結果とシミュレーション結果は短時間領域と長時間領域ともにオーダーレベルで一致した。しかし、値としてはシミュレーションの方が実験の 2 倍程度の大きさとなった。一方、100 K の場合、短時間領域ではシミュレーション結果は実験よりオーダーが 2 つ低い値となった。長時間領域ではオーダーは一致したが値は 5 倍程度大きくなった。

6 まとめと今後の課題

ポリイミドフィルムに電子線を照射した場合の電荷蓄積シミュレーションを行い、フォノン効果と RIC に温度依存性を考慮した。電子散乱シミュレーションではフォノン効果による温度効果は見られなかった。RIC を考慮した電荷移動シミュレーションでは RIC による温度効果

を確認することができた。シミュレーションにより得られた表面電位履歴を実験結果と比較すると 293 K の場合では概ね傾向が一致し、体積抵抗率もオーダーレベルで一致した。しかし短時間領域での電位減少量は実験のほうが 7 倍程度大きな値となった。100 K では短時間領域での傾向が一致せず、体積抵抗率はシミュレーションの方がオーダーが 2 つ大きい結果となった。今後はまず照射電子の移動をシミュレーションに加える予定である。これにより短時間領域での表面電位減少量が増え、より現実に近い状態になると考えられる。さらに 100 K では今回用いた DRIC の式が有効ではない可能性が高いため、再調査を行い検討する。また電荷移動計算の際にオームの法則を用いたが、高電界時にはオームの法則は成り立たず、チャイルド則に従う。そのためオームの法則の適応が妥当であったか検討する必要がある。これらの課題が解決でき次第、二次元解析への拡張やパラメータ依存性の検討を行っていく予定である。

7 参考文献

[1] H.C.Koons et.al:6th Space craft Charging Technology, pp.7-11, 1998.
 [2] A.R.Frederickson et.al: "IEEE transaction on nuclear science, vol.50, no6 " : pp2284~2291, 2003.
 [3]森岡祐貴：東京都市大学修士論文: 2011.
 [4] T. Paulmier et.al: 14th Spacecraft Charging Technology Conference, ESA/ESTEC, Noordwijk, NL, 04-08 APRIL 2016.
 [5] J. Llacer, et.al: J. Appl. Phys. 40 (1969) 2766, 1969.
 [6] J. C. Gillespie: Utah State University graduate theses, 2013.
 [7] L. Weaver et.al: Journal of Applied Physics, Vol. 48, No.7, July 1977.
 [8] J. A. Gledhill: J. Phys. A, Math., Nucl. Gen., Vol.6, September 1973.
 [9] 八幡雅寿：東京都市大学卒業論文,2014.
 [10] Yuki Shibuya, et. al. , 31st ISTS, , 2017-c-18, 2017.