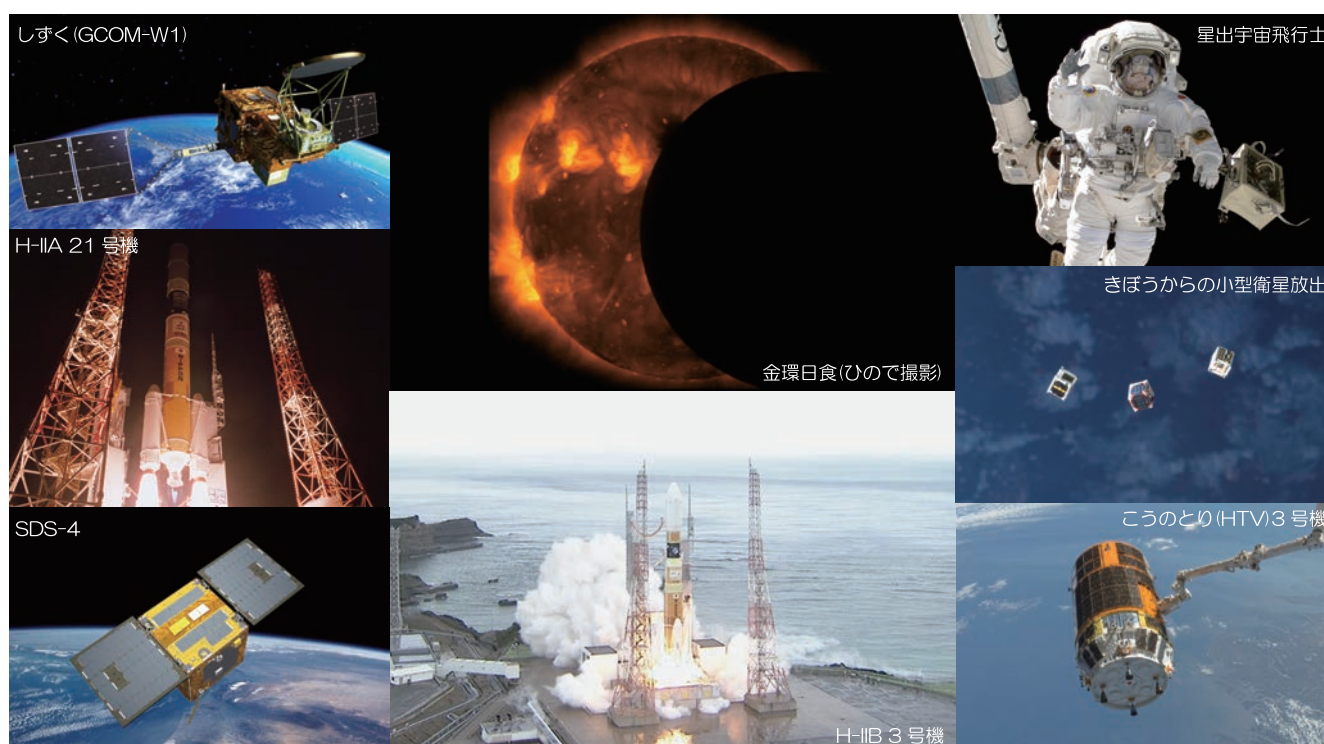


第9回「宇宙環境シンポジウム」 講演論文集

Proceedings of the 9th Spacecraft Environment Symposium



2012年11月5日～6日
東京都市大学・世田谷キャンパス

宇宙航空研究開発機構
研究開発本部 宇宙環境グループ

Japan Aerospace Exploration Agency
Aerospace Research and Development Directorate
Space Environment Group

目 次

11 月 5 日午後

「NICT 宇宙環境研究の現状について」	1
○石井守	
NICT	
「NICT におけるジオスペース環境予報」	5
○長妻努、齊藤慎司、坂口歌織	
NICT	
「高エネルギー電子放射線帯の長期予測モデル」	9
○中村雅夫 ¹ 、米田麻人 ¹ 、谷岡俊彦 ² 、林幹子 ² 、高田拓 ³ 、松岡彩子 ⁴ 、長井嗣信 ⁵	
¹ 大阪府立大、 ² 大阪府立大 OB、 ³ 高知高専、 ⁴ JAXA、 ⁵ 東工大	
「シミュレーションはどこまで磁気圏変動を再現するか」	13
○田中高史	
九州大	
「宇宙天気としての熱圏・電離圏変動の研究」	39
○藤原均 ¹ 、三好勉信 ² 、陣英克 ³ 、品川裕之 ³ 、野澤悟徳 ⁴ 、小川泰信 ⁵ 、東尾奈々 ⁶	
¹ 成蹊大、 ² 九州大、 ³ NICT、 ⁴ 名古屋大、 ⁵ 国立極地研、 ⁶ JAXA	
「スペースデブリの発生とその対策」	43
○加藤明	
JAXA	
「微小デブリ観測システム/センサの検討」	49
○泉山卓 ¹ 、樋川治 ¹ 、大塚健功 ¹ 、松本晴久 ² 、奥平修 ² 、柳沢俊史 ² 、花田俊也 ³ 、田川真 ³	
¹ (株)IHI、 ² JAXA、 ³ 九州大	
「PZT 素子を利用したスペースデブリの微粒子成分の観測装置の研究」	59
○小林正規 ¹ 、宮地孝 ¹ 、藤井雅之 ² 、服部真季 ³ 、岡田長也 ⁴	
¹ 千葉工業大、 ² (株)ファムサイエンス、 ³ 東京大、 ⁴ 本多電子(株)	

「変動静電界による非接地金属体の単極電荷誘導と隣接金属体への放電事象について」65

○本田昌實

(株)インパルス物理研究所

「カーボンナノチューブを用いた導電性複合樹脂の放電特性と放射電磁波」71

○大津孝佳¹、堂山英之¹、小林優作¹、今井省吾¹、鷺坂耕一²

¹ 鈴鹿工業高専, ² 油化電子(株)

「宇宙環境計測ミッション装置 (SEDA-AP) プラズマモニタ (PLAM) の計測結果」77

○古賀清一、松本晴久

JAXA

「超小型衛星鳳龍貳号の高電圧技術実証試験結果と不具合検証」83

○松本直希、九州工業大学 衛星開発プロジェクト、増井博一、趙孟佑

九州工業大

11 月 6 日午前

「アニール効果を考慮した総吸収線量計測データについて」91

○鋤田大日¹、木本雄吾²、越石英樹²

¹ 鹿児島大、² JAXA

「データ同化に基づく放射線帯モデルパラメータの推定」97

○外山晴途¹、三好由純¹、上野玄太²、越石英樹³、松本晴久³、塩川和夫¹

¹ 名古屋大、² 統計数理研究所、³ JAXA

「日本における地磁気誘導電流の極端値評価の試み」105

○藤田茂¹、遠藤新¹、源泰祐²

¹ 気象大学校、² 地磁気観測所

「低地球軌道環境における FEP 劣化に対する窒素分子寄与の可能性」109

○田川雅人、大藪高詩、安田茂、横田久美子

神戸大

11 月 6 日午後

「帯電電位ワーストケース評価法の国際標準化」113

○豊田和弘¹、五家建夫²

¹ 九州工業大、² 東京都市大

「電子ビーム照射による帯電計測から宇宙機表面材料の物性評価について」	119
○藤井治久 ¹ 、奥村哲平 ² 、高橋真人 ²	
¹ 奈良工業高専、 ² JAXA	
「電子線を照射した宇宙機用絶縁材料における内部帯電および電気絶縁劣化評価」	127
○菊池寛、谷貝健太、三宅弘晃、田中康寛	
東京都市大	
「ポリイミドフィルムの表面電位履歴に対する電子線繰り返し照射の影響」	133
渡邊力夫、○佐藤正悟	
東京都市大	
「Electron Emission Yield Measurement of Polymers Induced by Electron and Photon」 ..	137
○鳥江 ^{1,2} 、宮原信 ¹ 、豊田和弘 ¹ 、趙孟佑 ¹ 、鄭曉泉 ²	
¹ 九州工業大、 ² 西安交通大	
「二次電子放出特性の解析」	143
○渋谷一晃 ¹ 、長門拓 ¹ 、三宅弘晃 ¹ 、田中康寛 ¹ 、大平正道 ² 、奥村哲平 ² 、高橋真人 ²	
¹ 東京都市大、 ² JAXA	
「光電子放出電流測定による宇宙機用絶縁材料の帯電物性の解析」	147
○野村和史 ¹ 、小俣直也 ¹ 、三宅弘晃 ¹ 、田中康寛 ¹ 、大平正道 ² 、奥村哲平 ² 、高橋真人 ²	
¹ 東京都市大、 ² JAXA	
「プロトン照射したポリイミドフィルムの絶縁劣化特性の評価」	151
○内山龍、堀口皓平、王振、三宅弘晃、田中康寛	
東京都市大	
「宇宙機用太陽電池カバーガラスのコーティング剤が帯電に与える影響」	157
○東山直紀 ¹ 、渡邊力夫 ¹ 、三宅弘晃 ¹ 、高橋真人 ² 、奥村哲平 ²	
¹ 東京都市大、 ² JAXA	
「MUSCAT 用誘電率測定方法」	163
○大平正道 ¹ 、奥村哲平 ¹ 、高橋 真人 ¹ 、藤井晴久 ² 、萩原洋介 ³	
¹ JAXA、 ² 奈良工業高専、 ³ AES	

NICT 宇宙環境研究の現状について

情報通信研究機構電磁波計測研究所

宇宙環境インフォマティクス研究室長 石井 守

はじめに

NICT では、1952 年に郵政省電波研究所発足以来平磯にて太陽電波の観測を開始、また国際地球観測年（IGY：1957 年）以来継続的に電離圏観測を続けている。また 1988 年からは宇宙天気予報業務を開始し、宇宙インフラ運用業務をはじめ、通信・放送・測位のユーザーに対する情報提供を行っているほか、その予測精度向上を目的とした研究開発を行っている。

NICT は、平成 23 年から 5 年間の第 3 期中期計画期間に入り各プロジェクトにおいてその目標を定めた。当研究室では以下の 2 点を目標としている；（1）電離圏電波伝搬障害の予報技術開発、（2）静止軌道上電磁環境の予報技術開発。また特に 2011 年 3 月の東日本大震災発生以降、「1000 年に一度」の極端現象についての注目が高く、宇宙天気分野においても超巨大フレア発生に対する検討が高まっている。

ここでは、我々の研究および定常業務活動について紹介する。

1. 第 3 期中期計画における目標とロードマップ

平成 23 年～27 年の NICT 第 3 期中期計画においては、宇宙環境研究として電離圏電波伝搬障害および静止軌道上電磁環境の予報技術開発を目標とし、これに対する手段として観測・シミュレーションおよびインフォマティクスの 3 つを掲げている。インフォマティクスは、情報通信技術の応用の意味で宇宙環境計測およびシミュレーションを強力にサポートする位置づけとしている。また宇宙天気の物理メカニズムには現在でも未解明のプロセスが多々ある一方で現業としての予報業務を必要とされていることから、観測結果を基にした経験モデルを先行的にすすめ運用しつつ、数値シミュレーションコードを開発する 2 本立ての戦略を立てている。観測については現状把握への利用のほか、モデル・シミュレーションコードへの入力パラメータおよび検証として活用する。

1-1. 電離圏電波伝搬障害の予報技術開発

電離圏擾乱が電波利用に与える影響としては、電離圏嵐による短波帯通信やスポラディック E 層の発達によるテレビ放送への影響等が古くから

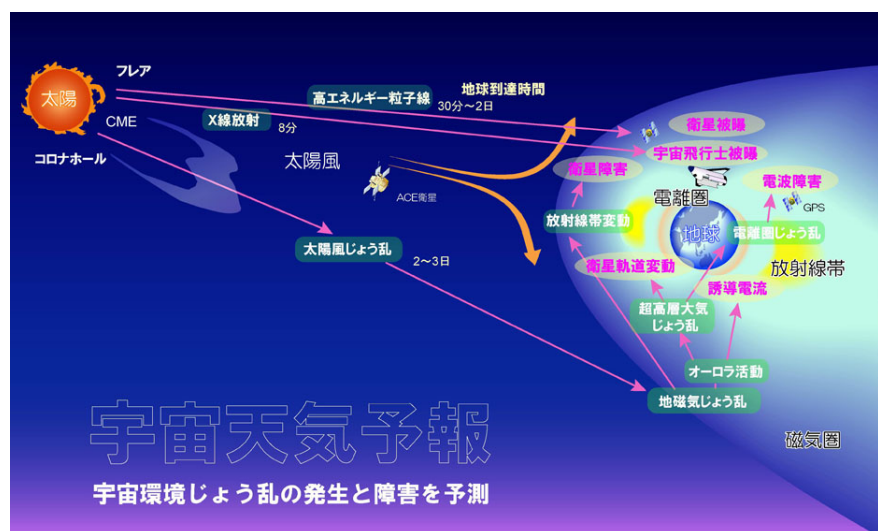


図 1 宇宙天気予報の概要

知られている。その一方で近年問題となっているのが衛星測位精度に対する電離圏擾乱の影響であり、1周波単独測位の場合には

最大数 10m の誤差が生じることが知られている。特に現在自動管制システムの導入を進めている航空機の電子航法に対する影響は深刻であり、電離圏擾乱予測に対する関心が高まっている。特に我が国は磁極の位置から見て赤道に近い領域に当たり、その領域特有の“プラズマバブル”と呼ばれる電離圏の泡が与える影響が大きい。

これらプラズマバブルをはじめとする電離圏擾乱の現況把握および予測を進めるため、当機構では以下の研究を進めている。

まず観測においては、サロベツ・国分寺・山川・沖縄の国内 4 か所における定常業務および南極昭和基地、東南アジア各国でのイオノゾンデを用いた電離圏観測に加え、世界各国の GPS 網による電離圏全電子数の推定およびマッピング技術を開発している[1]。また、世界で現在唯一となる、地表から高度 500 km の電離圏までを統一的に計算する大気モデル“GAIA”を構築し、宇宙からの影響に加え地上付近の大気変動による影響を受ける電離圏の変動を現実に近い形で表現することに成功している[2]。これらによる電離圏電子密度の現況把握と予測に向けて研究開発を進めているところである。

1-2. 静止軌道上電磁環境の予報技術開発

放射線帯はその活動度によって静止軌道衛星の衛星帯電などに影響を与えることから、宇宙天気の情報ニーズが高い。

当機構では、アラスカ・キングサーモンにおいて SuperDARN (Super Dual Auroral Radar Network) のうちのひとつ、キングサーモンレーダを運用している他、シベリア域を中心に磁力計を展開し磁気圏擾乱予報に至るデータ収集をすすめている。また経験モデルとして多変量自己解析モデルを導入した静止軌道放射線帯電子フラックス予測モデルを構築し[3]、サービスを開始したところである(詳細は本シンポジウ

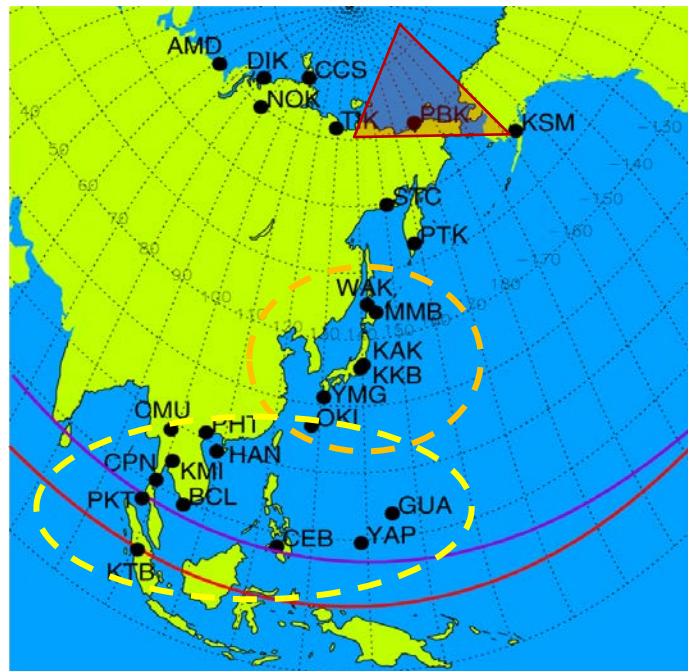


図 2 NICT の観測網

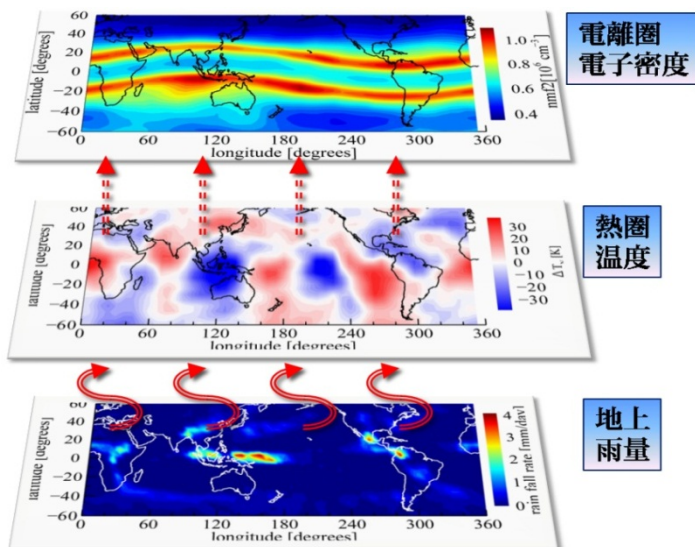


図 3 GAIA モデルによる電離圏における波数 4 構造の再現

ム長妻氏講演参照)。また、当機構では長年にわたり太陽風～磁気圏～電離圏の数値シミュレーションモデルを構築しており、その精緻化を現在進めている。これは、近年注目を集めている「極端現象」を表現することが可能なモデルとして期待されている。2012年11月にはスーパーコンピュータのリプレイスが完了し、これらのモデルを開発する基盤が整備されたところである。

2. Asia-Oceania Space Weather Alliance

宇宙天気予報業務は、ISES (International Space Environment Service) の枠組みのもと国際協力関係を構築し観測情報・予報情報の共有等を行っている。現在 15 の国と組織が Regional Warning Center として加盟している。

これらの加盟メンバーの中で、欧州および米国ではその連携が強化されているところである一方、アジア・オセアニア域では比較的つながりが薄い状況であった。そこで、2010年にNICTが呼びかけ、Asia-Oceania Space Weather Alliance (AOSWA)の立ち上げをおこなった。第1回目の会合はインドネシアのバンドンで開催され、日本、インドネシア、オーストラリア、インドおよびマレーシアが参加した。その後第1回ワークショップとして2012年2月にタイ・チェンマイにおいて開催され、10か国25組織から77名の参加があった。第2回は2013年10-11月に中国・昆明での開催が予定されている。

References

- [1] Tsugawa, T, A. Saito, Y. Otsuka, M. Nishioka, T. Maruyama, H. Kato, T. Nagatsuma and T. K. Murata, Ionospheric disturbances detected by GPS total electron content observation after the 2011 off the Pacific coast of Tohoku earthquake, *Earth Planets Space*, *Earth Planets Space* Vol.63, P875-879, 2011
- [2] H. Jin, Y. Miyoshi, H. Fujiwara, H. Shinagawa, K. Terada, N. Terada, M. Ishii, Y. Otsuka, and A. Saito, Vertical connection from the tropospheric activities to the ionospheric longitudinal structure simulated by a new Earth's whole atmosphere-ionosphere coupled model, *Journal of Geophysical Research* Vol.116, A01316, 2011
- [3] K. Sakaguchi, Y. Miyoshi, S. Saito, T. Nagatsuma, K. Seki, K. T. Murata, Relativistic electron flux forecast at geostationary orbit using Kalman filter based on multivariate autoregressive model, *submitted to Space Weather*.

NICT におけるジオスペース環境予報 NICT's Geospace Environment Forecast

長妻 努、齊藤 慎司、坂口 歌織
情報通信研究機構 電磁波計測研究所

T. Nagatsuma, S. Saito, K. Sakaguchi

Applied Electromagnetic Research Institute,
National Institute of Information and Communications Technology

1. はじめに

「ジオスペース」は約 10 倍の地球半径（6 万 3700km）よりも地球側の宇宙空間を指す比較的新しい用語である。ジオスペースは主に現在人類が社会インフラの一部として宇宙環境を利用している領域と対応している。ジオスペースでは、太陽活動の影響によってサブストームや地磁気嵐と呼ばれる宇宙環境変動が発生する。これに伴って生じる地磁気変動は地上の送電線網に誘導電流を流し、時には停電などの障害の要因となることがある。また、ジオスペース内にはエネルギーの高い電子やイオンが磁力線に捕捉されている放射線帯と呼ばれる領域があり、電子フラックスは地磁気嵐に伴って大きく変動する。放射線帯電子のフラックス増大やサブストームに伴う粒子注入等によって、人工衛星が帯電し、障害を引き起こすことがある。このため、ジオスペースの環境を予測することは、太陽から地球超高層までの環境を予測する宇宙天気予報において重要な課題の一つである。情報通信研究機構（NICT）は、我が国で「宇宙天気予報」を業務として実施する唯一の機関である。加えて、宇宙天気予報の高精度化に向けた様々な研究開発を実施する研究機関でもある。

ジオスペース環境で予測すべきターゲットは大きく 2 つある。1 つは「地磁気活動」である。地磁気活動はジオスペース環境変動における基本情報であり、サブストームや地磁気嵐に伴う宇宙環境変動を把握する上での手がかりとなる。地磁気活動の情報は電離圏変動や放射線帯変動予測モデルの入力としても扱われる。もう 1 つは「中・高エネルギー粒子変動」である。これは、前述したように衛星障害の主な原因の一つである。

NICT では平成 23 年度からスタートした第Ⅲ期中期計画の下で、静止軌道の電磁環境予測を中心課題の一つに据えて取り組んでいる。課題を進める戦略

として、次のように考えている。現在、第 23 サイクルの太陽活動極大期を迎えつつあり、利用者に対する予報情報の迅速な提供が求められている。そのため、短期的戦略としては、経験モデルを用いた予測を実現し、利用者にはリスク回避の判断の手助けとなる情報をリアルタイムに提供する。長期的戦略としては、宇宙機の故障の事後解析・詳細解析に資する、更には様々な利用者の要求に応えられるような 3 次元の高精度・高時間分解能の数値予測技術確立していくことを考えている。

本稿では、短期的戦略に関する話を紹介する。2 章で地磁気活動予測の経験モデルについて述べ、3 章において、静止軌道放射線帯電子フラックス予測の経験モデルについて述べる。4 章では、現在我々が準備している静止軌道放射線帯電子フラックス予測情報サービスについて紹介する。5 章でまとめを行い、併せて現状の問題点について述べる。

2. 地磁気活動予測の経験モデル

宇宙環境変動に伴って複雑に変動する地磁気の活動状況を表すために、様々な地磁気指数が考案され、利用されている。地磁気活動のドライバは太陽風であることから、これまで地磁気指数の経験予測モデルとして、太陽風パラメータを入力とした様々なカップリングの式が考えられてきた。これらのほとんどが太陽風-磁気圏のカップリングの効率を一定と仮定したものであった。しかしながら、効率が一定と仮定したモデルでは、地球の自転軸の傾きの変化に関連した地磁気変動の季節依存性（Equinoctial/McIntosh 効果）が説明出来ず、カップリングの効率が季節変化することを考慮する必要性が指摘されていた。ただし、その変化の要因については、物理的な解釈がなされていない状況であった。

一方、ここ 10 年くらいの研究によって、プラズ

マ対流を駆動する Region1 電流系の作り出す磁場そのものが磁気圏の形状を変形させ、太陽風-磁気圏相互作用の効率を低下させることがわかってきた。Region1 電流系の強さは極冠電位差と極冠域電離圏の電気伝導度の積なので、電場の発達のみならず、電気伝導度の増加によっても、Region1 電流系は増加し、その結果としてプラズマ対流の発達が抑制される。Region1 電流系は北半球と南半球それぞれに存在することから、極冠電位差の発達の度合いが極冠域電離圏の電気伝導度（北極と南極の両極間域の電気伝導度の和）に依存することがこれまでの研究によって示されている[1]。このことは、極冠域の電気伝導度の大きさによって、太陽風-磁気圏-電離圏相互作用の効率が変化することを意味している。そこで、我々は汎地球的な地磁気活動の指数 am 指数及びその対数スケールの指数である Km 指数を用いて、太陽風-磁気圏-電離圏相互作用の効率変化の特徴を調べ、この考え方に基づく経験モデルの開発を行った。

図1に地磁気活動と太陽風電場の関係を南北両極間の Pedersen 電気伝導度の和の関数として各 Km 指数毎にプロットしたものを示す。

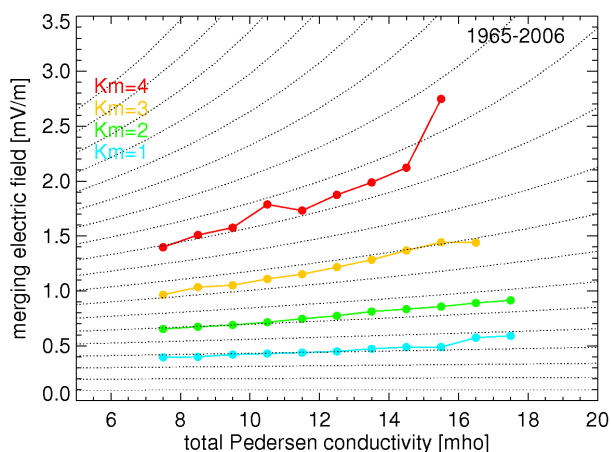


図1 各 Km 指数毎の地磁気活動に必要な太陽風電場の大きさの Pedersen 電気伝導度依存性[2]

背景の線はSiscoeらの研究[3]から予測される極冠電位差の値である。両者の変動の傾向は良い一致を示している。このことは、Km 指数及び am 指数の変動が極冠電位差の関数として表せることを意味している。

この結果を踏まえて、am 指数を予測するための経験モデルを開発した。am 指数は前述のような極冠電

位差に対する依存性の他に、太陽風動圧に対する依存性、粘性効果による磁気圏対流に対する依存性があるため、それぞれに対して、太陽風パラメータと am 指数の解析を行い、構築される am 指数の経験式は次の通りである。

$$am = -9.83 - 0.097\Phi_{PC} + 0.0079\Phi_{PC}^2 + 7.51(P_{SW})^{0.5} + 0.55(V_{SW}/100)^2 \quad (1)$$

$$\Phi_{PC} = 57.6E_m P_{SW}^{1/3} / (P_{SW}^{1/2} + 0.0125\xi \Sigma_P E_m) \quad (2)$$

$$\xi = 4.45 - 1.08 \log \Sigma_P \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \Sigma_{Ptotal} &= \Sigma_{PN} + \Sigma_{PS} \\ &= Sa^{0.5}(1.2(\cos \chi_N + \cos \chi_S) + 0.3472) \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、(1)は am 指数の予測式で、(2)は極冠電位差の推定式、(3)は極冠電位差を推定する際の補助パラメータの式、(4)は南北両極冠の電気伝導度の和の太陽天頂角依存性の式である。この4つの式を用いて am 指数を太陽風の速度、密度、磁場、F10.7 指数、南北両磁極の太陽天頂角によって計算することができる。この経験式によって、地磁気の日変化、季節変化、太陽活動周期変化も再現することが可能である。

図2に4太陽活動周期にわたる太陽活動の変化と am 地磁気指数の変化、及び我々の経験モデルから得られた予測結果との比較を示した。太陽活動の変動に関わらず、am 指数の変動と予測値は良く一致しており、本経験モデルを用いることで長期間にわたって安定的に地磁気活動を予測することが可能となった。

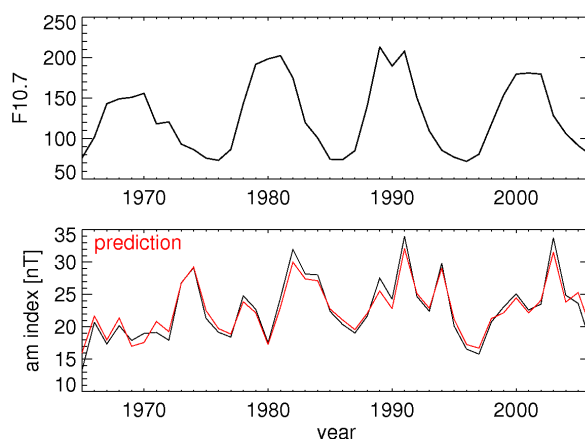


図2 4太陽活動周期にわたる太陽活動変化と am 指数の変化、及び我々の経験モデルから得られた予測結果（赤線）

3. 静止軌道放射線帯電子フラックス予測の経験モデル

我々は、多変量自己回帰モデルを用いた静止軌道上の2MeV以上の電子フラックス予測モデルの開発を行っている。従来の予測には太陽風速度のみを入力とする線形予測フィルタが用いられていた。しかし、最近の研究によると、静止軌道の放射線帯電子flux変動には惑星間空間磁場の南向き成分や、太陽風動圧なども影響を与えていることがわかっている。そこで、予測精度向上のために太陽風速度に加えて惑星間空間磁場の南北成分、太陽風動圧なども入力パラメータとして取り扱うことができる多変量自己解析モデルを導入した[4]。この経験モデルは従来の太陽風速度のみを入力とする線形予測フィルタよりも精度が良く、特にフラックスの増大・減少に対する追従が従来よりも向上している。

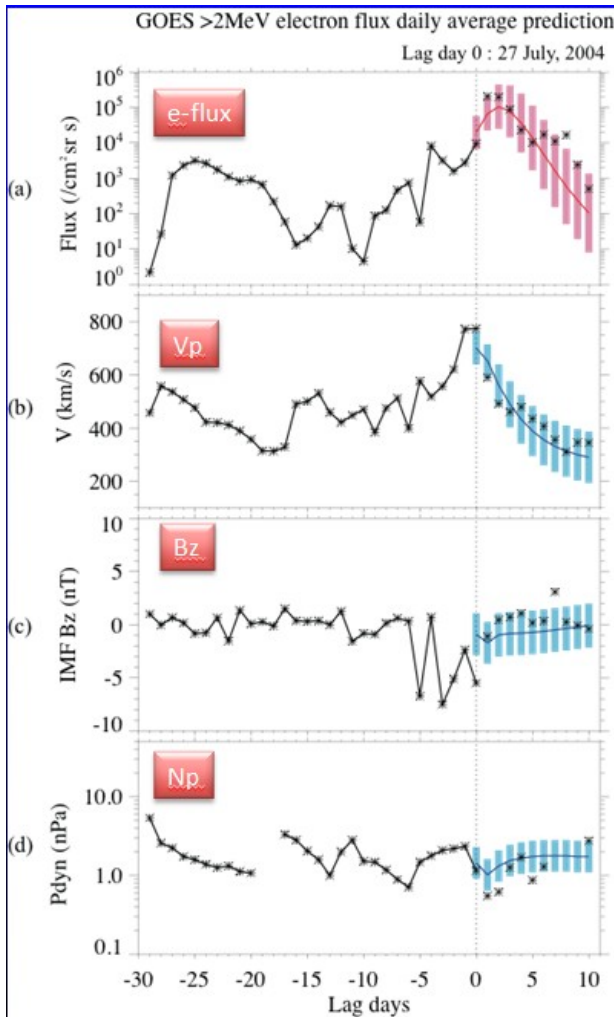


図3 放射線帯電子flux予測の例[4]

我々はこのモデルをベースに更にリアルタイム

の太陽風データを入力とし、カルマンフィルタを用いて予測するシステムを開発した。図3に2004年7月の放射線帯電子flux増大イベントの予測結果を示す。一番上が電子フラックス(e-flux)のグラフで、黒が観測値、赤が予測値と標準偏差である。2番目から一番下までの3つのグラフはそれぞれ上から太陽風速度(V_p)、惑星間空間磁場の南北成分(B_z)、太陽風密度(N_p)である。こちらは、黒が観測値、青が太陽風パラメータの予測値と標準偏差である。我々の構築した予測システムで高速太陽風到来後の105を超える電子fluxの増大が予測できていることがわかる。しかしながら、予測精度は予報のリードタイムが長くなるにつれて低下する。これは太陽風のパラメータが本経験モデルの出力に基づく予測値を用いているため、リードタイムの長い予報を精度良く実現するためには、高精度な太陽風予測モデルの導入が不可欠となる。

4. 静止軌道放射線帯電子flux予測情報サービス

前述した放射線帯電子flux予測の経験モデルの成果を踏まえ、現在予測情報サービスを実施するためのwebページを準備中である。図4はそのトップページである。情報提供に際し、2MeV以上の電子fluxの量を以下の「静穏」「やや高め」「高め」の3段階のレベルで定義している。



図4 放射線帯電子flux予測サービスのトップページ

「静穏」: (flux < 1,000 /cm² sr sec.)

「やや高め」: (1,000 ≤ flux < 10,000 /cm² sr sec.)

「高め」: (flux ≥ 10,000 /cm² sr sec.)

このレベル設定に基づき、「今日」、「明日」、「明後日」の状態をお知らせする予定である。更に詳細な情報を必要とするユーザーのために、2MeV以上の電子フラックスの1時間毎の予測値のグラフや地方時表示プロット、ACE 衛星の太陽風データや GOES 衛星、DRTS 衛星の粒子データ、地磁気活動の指標となる AE 指数や Dst 指数などの指数データを時系列で表示するサービスなども準備している。表示する時間スケールは任意で選択可能である上に、マウスカーソルを操作することでグラフ上の数値を表示させる機能もある。その他に、予報モデルの予測結果と実績の比較・評価を行うページや、放射線帯やその衛星に対する影響の解説するページなども準備している。これらの情報サービスは近日中に公開の予定である。

5. まとめ

我々はジオスペース環境予報のための経験モデルとして、地磁気擾乱予測モデルと放射線帯電子フラックス予測モデルを開発してきた。どちらも従来よりも高い精度の予測が可能である。しかし、両者のモデルとも、予測のリードタイムを伸ばすためには、太陽風データあるいは太陽風変動予測の精度向上が今後の大きな課題となる。

また、放射線帯電子フラックスの経験予測モデルとしては、現在 2MeV 以上のエネルギーの静止軌道 1 か所での予測であるが、今後、異なる場所や異なるエネルギーレンジ、ピッチ角分布のデータによる予測モデルの開発を進めていく必要がある。これに関連して、NICT では JAXA から DRTS 衛星の宇宙環境データの提供を受け、新たな予測モデルの構築に着手している。

これらの経験予測モデルの予測結果をベースに、粒子追跡の手法を用いて 3 次元分布の推定を行い、3 次元の経験モデルの構築を第 2 ステップとして実施することを考えている。これによって、予測領域を静止軌道から放射線帯全体、LEO 等、他の領域にも拡大していきたいと考えている。

参考文献

- [1] T. Nagatsuma, Conductivity dependence of cross-polar potential saturation, J. Geophys. Res., Vol.109, No. A04210, doi:10.1029/2003JA010286, 2004
- [2] T. Nagatsuma, Diurnal, semiannual, and solar cycle variations of S-M-I coupling, J. Geophys. Res., 111, A0902, doi:10.1029/2005JA011122, 2006.
- [3] G. L. Siscoe, G. M. Erickson, B. U. O. Sonnerup, N. C. Maynard, J. A. Schoendorf, K. D. Siebert, D. R. Weimer, W. W. White, and G. R. Wilson, Hill model of transpolar potential saturation: Comparisons with MHD simulations, J. Geophys. Res., Vol.107, No. A6, 1075, doi:10.1029/2001JA000109, 2002.
- [4] K. Sakaguchi, Y. Miyoshi, S. Saito, T. Nagatsuma, K. Seki, K. T. Murata, Relativistic electron flux forecast at geostationary orbit using Kalman filter based on multivariate autoregressive model, *submitted to Space Weather*.

高エネルギー電子放射線帯の長期予測モデル

中村 雅夫、米田麻人（大阪府立大学）、谷岡俊彦、林幹子（大阪府立大 OB）、
高田拓（高知高専）、松岡彩子（JAXA）、長井嗣信（東工大）

はじめに

地球の内部磁気圏には、放射線帯と呼ばれる陽子や電子などの高エネルギー粒子が地球磁場によって補足された領域が存在する。電子放射線帯は、内帯と外帯の同心2層のドーナツ状の構造になっており、通常それぞれ地磁気赤道面上で地球中心から2倍と5倍の地球半径程度離れた付近に分布のピークを持つ。その2層の間には、電子の少ないスロット領域が存在する。スロット領域と外帯の電子フラックスは、地磁気活動によってダイナミックに変化することが近年明らかになってきた。放射線帯の高エネルギー電子は、衛星の内部帯電や放射線積算量（トータルدوز）効果による太陽電池など半導体部品の劣化を引き起こす。そのため、電子放射線帯による人工衛星の放射線被ばく量を見積もって適切な耐放射線設計を行うことが重要である。この目的のため、NASA が作成した電子放射線帯モデルのAE-8モデルが現在広く使われている[1]。このモデルは、1970年代に観測されたデータを用いて作成され、太陽極大期と極小期のモデルからなっている。しかし、これらモデルの適応時期が明確でなく、最近の観測値とのずれも問題となっており、新しい電子放射線モデルが必要とされている。

Dst 指数を用いた高エネルギー電子放射線帯モデル

Dst 指数とは、地球の中緯度で観測した地磁気の水平成分の変動量から算出した指数である。Dst 指数が負に大きく振れる現象を磁気嵐と呼び、振れ幅が大きいほど地磁気活動が活発だと考えられる。Dst 指数と電子放射線帯の変動には強い相関があり、一般に、Dst 指数が負に大きく振れると、電子放射線帯外帯は一旦減少するが、その2～3日後に回復し半数程度は元の値を超えては増加することが知られている。この Dst 指数の年平均値が1年間の平均的地磁場の擾乱度合を表すと考え、放射線帯電子との相関を調べてモデルを作成する。

モデル化には、放射線帯は経度方向に一様で磁気赤道に対して対称に分布しているとして、b-L座標系を用いる。L値は、対象とする磁力線と磁気赤道との交点の地球中心からの距離を、地球半径を単位として表し、b値は、その磁力線上のある点と磁気赤道との交点の磁場の強さ B 、 B_0 の比 ($b=B/B_0$) により、緯度方向の位置を表す。

あけぼの衛星は、1989年に打ち上げられた科学衛星で、現在まで23年にわたって運用されている。あけぼの衛星には、放射線計測器（RaDiation Monitor: RDM）が搭載されており、放射線帯粒子を継続的に計測してきた。つまり、あけぼの衛星は、11年の太陽周期にして2周期、22年の太陽磁場極性変動周期なら1周期にわたって放射線帯を計測したことになる。これまでにあけぼの衛星の計測データを用いて、太陽活動と地磁気活動を用

いた電子放射線帯モデルを作成してきた[2,3,4]。本研究では、1990,1991,1995-2009 年の 2.5 MeV 以上の電子の計測データを用いて解析をおこ。図 1 に、磁気赤道上の高エネルギー電子の L 値に対する各年平均フラックス分布図を示す。電子放射線帯は、スロット領域と外帯で、年毎に大きく変動している。内帯は、安定しているが放射線帯内帯の高エネルギー陽子のコンタミネーションの影響が考えられるため、これ以降は、スロット領域と外帯に対してのみ解析をおこ。図 1 に、磁気赤道上の高エネルギー電子の L 値に対する各年平均フラックス分布図を示す。電子放射線帯は、スロット領域と外帯で、年毎に大きく変動している。内帯は、安定しているが放射線帯内帯の高エネルギー陽子のコンタミネーションの影響が考えられるため、これ以降は、スロット領域と外帯に対してのみ解析をおこ。図 1 に、磁気赤道上の高エネルギー電子の L 値に対する各年平均フラックス分布図を示す。

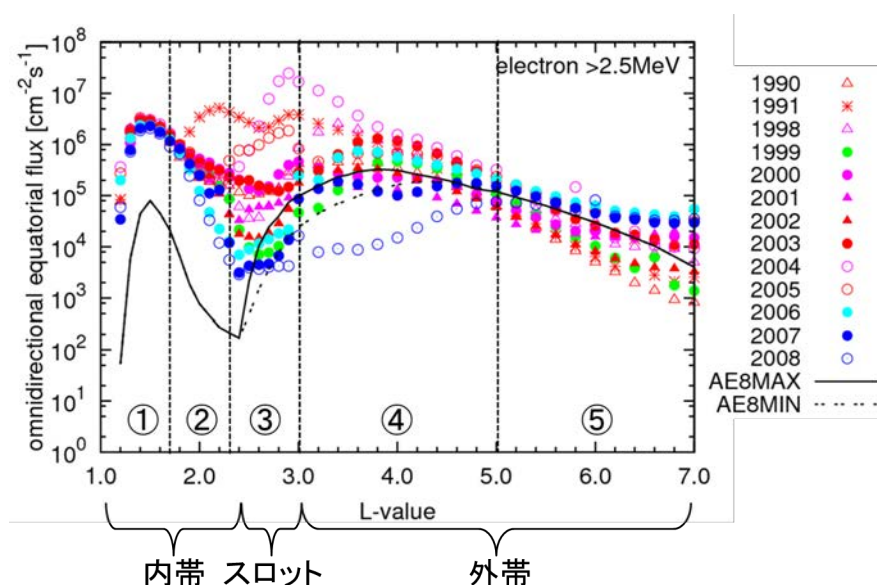


図 1： 磁気赤道上の高エネルギー (>2.5 MeV) 電子の各年平均フラックス分布

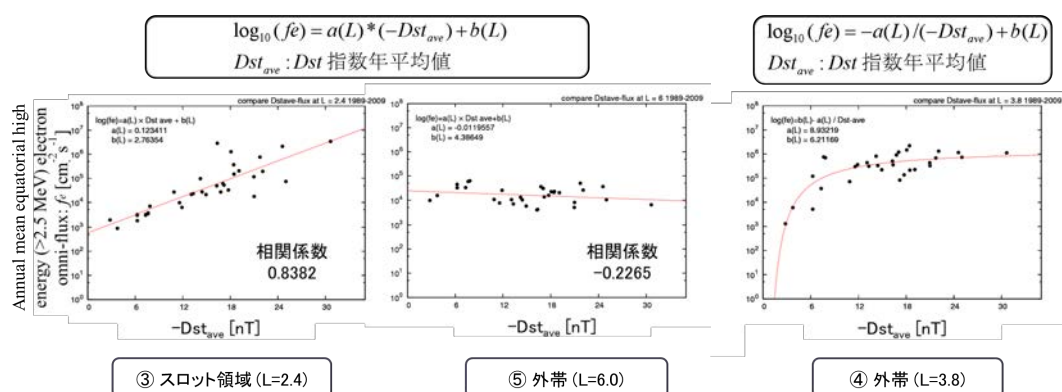


図 2： L 値毎の Dst 指数の年平均値の絶対値(-Dst_{ave})に対する磁気赤道上の高エネルギー (>2.5 MeV) 電子フラックスの分布図。図中にフィッティング関数を示した。

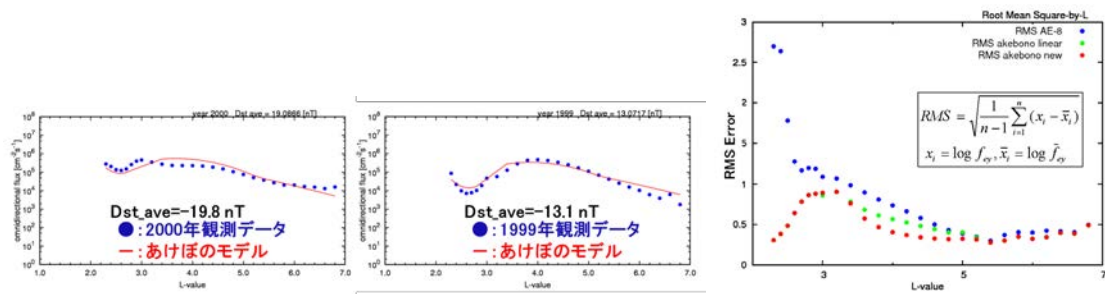


図3：計測とモデルとの比較例（2000年左、1999年中央）。観測とモデルとの誤差を、二乗平均平方根を取り赤丸（●）で示した（右）。

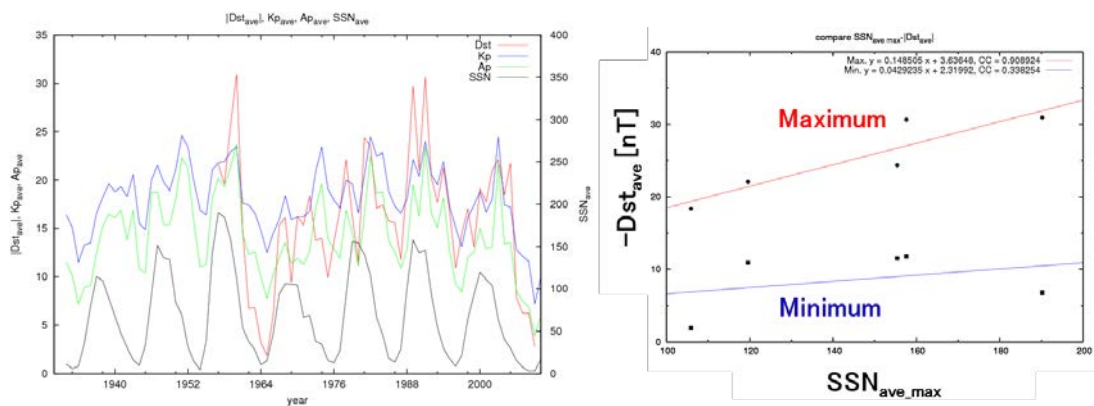


図4：太陽黒点数(SunSpot Number: SSN)と Dst 指数の大きさ、Kp、Ap の各指数の年平均値の時系列図（左）。太陽周期毎に太陽黒点数の年平均値の最大値(SSN_{ave_max})に対する Dst 指数の年平均値の大きさ(-Dst_{ave})の最大値と最小値の分布図（右）。

図1に見られる各年のフラックス変動を調べるため、各L値に対して、Dst 指数の年積算値とあけぼの衛星で観測された高エネルギー電子の年平均値の相関を取る。図2に Dst 指数の年平均値に対する磁気赤道上のフラックスの年平均値の分布図を示す。スロット領域（図2左）と外帯の外側領域（図2中央）では、電子フラックスの対数を取った値と Dst 指数の年平均値の分布が線形関数 $\log_{10}(fe) = a(L) * (-Dst_{ave}) + b(L)$ でフィッティングでき、外帯の内側領域（図2右）では、関数 $\log_{10}(fe) = -a(L) / (-Dst_{ave}) + b(L)$ でフィッティングできることがわかった。これらの結果から、スロット領域では、磁気活動度が高い年は、対数的に高エネルギー電子フラックスが増える。その一方で、外帯の外側領域では、磁気活動度が高い年の方がフラックスは減る傾向にあり、外帯の内側領域では、磁気圏活動が高い年でもそれ以上増えないフラックスの上限があり、また磁気圏活動が極端に低い年は、フラックスが大幅に減少することを示している。各領域の L 値でフィッティング関数の係数 $a(L)$ と $b(L)$ を求めることで、あけぼの高エネルギー電子放射線帯モデルを作成することができる。

このモデルと計測との比較例を図3左と中央に示す。また、図3右にモデルと計測との誤差を二乗平均平方根 (Root Mean Square: RMS) で示す。スロットと外帯の境界領域を除くと、対数値で計算した二乗平均平方根が 0.5 程度であるため、実際のフラックスでは誤差が 1 桁以下になると考えられる。

電子放射線帯モデルを用いた長期予測手法

本研究で得られたあけぼの高エネルギー電子放射線帯モデルを用いると、Dst 指数の年平均値を予測できれば電子放射線帯が予測できる。図4左に、太陽黒点数、Dst 指数の大きさ、Kp、Ap の各指数の年平均値の時系列図を示す。この図より、各太陽周期では、Dst 指数の年平均値の大きさが最小になるのは太陽黒点数の極大より数年早く、最大になるのは数年遅い。また太陽周期毎に見ると、太陽黒点数の年平均値の最大値が、Dst 指数の年平均値の大きさの最小値と最大値の両方に相関があり、それをプロットしたものを図4右に示す。この結果から、太陽周期の太陽黒点数の年平均値の最大値が、極大期を過ぎて既知か太陽周期予測手法の研究[5]から予測できれば、その周期における Dst 指数の年平均値の最小値と最大値が予測でき、それを用いて電子放射線帯を予測することができると考えられる。

まとめ

あけぼの衛星の計測データから Dst 指数の年平均値を用いた高エネルギー電子放射線帯モデルを作成した。この放射線帯モデルを用いると太陽周期の太陽黒点数の年平均値の最大値の予測から、Dst 指数の年平均値の最大・最小値が予測でき、その値から放射線帯の予測ができると考えられる。

参考文献

- [1] Singley, and Vette, "The AE-8 Trapped Electron Model Environment," NSSDC/WDC-A-R&S91-24, NASA/Goddard Space Flight Center, 1991
- [2] 林 幹子, "あけぼの衛星(EXOS-D)の観測データを用いた電子放射線帯モデルの作成", 大阪府立大学修士論文, 2010.3
- [3] 谷岡 俊彦、他, "「あけぼの」衛星の観測データを用いた電子放射線帯の変動解析", 第8回宇宙環境シンポジウム講演論文集、JAXA-SP-11-012, 2012.2
- [4] 谷岡 俊彦, "地磁気活動度を用いた電子放射線帯モデル", 大阪府立大学修士論文, 2012.3
- [5] Hathaway, Wilson, and Reichmann, "A synthesis of solar cycle prediction techniques", J. Geophys. Res. 104, 22,375, 1999

第9回宇宙環境シンポジウム
平成24年11月5日、東京都市大学

シミュレーションはどこまで磁気圏変動を再現するか

田中高史(九州大学名誉教授)

1. 磁気圏研究の方法

磁気圏-電離圏(M-I)結合系においては、太陽風変動に起因するさまざまな擾乱が観測されますが、それらはその場所に原因・結果がそろっているわけではなく、グローバルな構造変化の一端として発生しているわけです。観測はあくまでも部分です。従来の磁気圏物理学では、部分を観測して全体を推定するというのが、一般的な研究方法と言えます。他の多くの科学では実験室で全体が把握できますが、これが出来ないのが磁気圏物理学最大の困難です。全体構造はカートゥーンで表示されますが、その不確実さを権威で補ってきたのが、従来の磁気圏物理学と言えます。全体が分からないということは、たとえ間違っているとしても否定もできないということであり、権威による正当化が有効に作用し得ることになります。

推定は物理学の一般的な法則に則って行われますが、これは3次元空間トポロジーに対して意外と無力です。磁気圏ではそれほど高級な物理法則は作用していないにもかかわらず、その3次元構造の複雑性のため、推定が迷走し、理解が困難となってしまいます。中でも不確定なのが、領域1沿磁力線電流(R1FAC)の起源です。R1FACが整然としたグローバル構造を持ち、M-I変動を伝達していることは、飯島先生によって発見されました(Iijima and Potemura, 1976; Iijima, 2000)。R1FACの起源は磁気圏の全体構造に依存し、磁気圏対流を決定する最重要要素と思われますが、その起源は依然として不明確です。重大なことは、この不明確さは、磁気圏物理学の最重要課題であるサブストームの理論にも伝搬するという、波及の大きさです。本報告を読んでもいただければ、磁気圏の全体構造を研究し、FACの構造を確定しないと、サブストームの理解もできないことが分かって来るはずで

す。ボストローム電流系(Bostrom, 1964)やカレントウェッジ(McPherron et al., 1973)という構造は、間接的にですがR1FACの起源を記述しており、広く信じられています。電流を観測してトレースしたわけではありません。あくまでも推定で、カバランスやエネルギー保存などの力学を考えると、正しくない可能性が大です。しかし現実にはこれらは多くの研究者に信じられ、世界の大権威が磁気圏物理学の土台に据えています(Akasofu, 2003; Nishida, 2011; Haerendel, 2011)。このような土台があやふやであるのが磁気圏物理学の現状であるとすれば、多くの研究に無駄な力が費やされてしまいます。部分を重視せざるを得ない磁気圏物理学では、全体モデルが物理法則偏重になり易いという傾向があり、リコネクションや電磁流体(MHD)の破れがサブストーム解明の鍵であるというような思考が、強くなりすぎてしまいます(Nagai et al., 1998; Lui et al., 1999)。

絶対的に正しいと思われているダンジェー対流(Dungey, 1961)も、力の釣り合いやFACの生成を考えると、必ずしも正しくありません。対流は磁気圏全体構造そのものと言っても過言ではありませんが、従来はその力学は比較的安易に考えられていました。安易な土台の上に学問を構築すると、全体が蜃気楼になってしまいますので、注意が必要です。磁気圏物理学の弱点を埋めるには、全体を作って部分を解析するという研究方法が必要です。そのためにシミュレーションが研究されています。本報告では、シミュレーションによる全体構造の再現と、再現された構造の力学解析を通じて、磁気圏物理学は新たな進展に向かう、ということを示したいと思います。特に磁気圏対流を力学的に理解すること、それがサブストームの研究に大きな影響を波及させることに、記

述の力点を置きたいと思います。

2. シミュレーションによる磁気圏研究

シミュレーションは磁気圏の全体構造を研究するのに大きな威力を発揮します。用いられるのは MHD シミュレーションですが、一般的な MHD シミュレーションとはやや異なり、M-I 結合系に特化したものがが必要です。M-I 結合系では、磁気圏と電離圏はその大きさが極端に異なるにもかかわらず、同じ貢献度を持っていると考えられています。シミュレーションで双方を同じ貢献度で計算するためには、格子構造がそれに適合している必要があります。またこのような格子を作る際に、格子の集積点や継ぎ目は計算の安定性を損なうので、避ける必要があります。最近の超並列計算機では、1000以上の CPU による MPI-OMP ハイブリッド並列シミュレーションが行われます。これらに適合するには、格子構造がそれにマッチするように構成されていることが最も重要です。以上の条件を全て満たすために、12面体分割ブロック化三角格子が開発されています。

磁気圏ではショックや不連続も発生するので、これらに耐える計算安定性を確保する必要があります。このために有限体積 TVD スキームが用いられます。内部磁気圏ではプラズマベータが極端に小さくなるので、それに対応した数値安定性が必要になります。このためにはポテンシャル磁場消去形式の MHD 方程式を用い、それに対応した TVD スキームの修正を行います (Tanaka, 1995)。

さらに divB クリーニング、電離圏ポアソンソルバー、MPI データ転送、OMP 挿入を加えてプログラムが構成されます。12面体分割ブロック化三角格子による計算では、計算速度が確保できれば、三角格子の分割を上げ、無限に解像度を上げることが出来ます。また極端入力に対しても、安定に計算できます。

シミュレーションから全体が正確に構築されているかどうかは問題となりますが、これを確認するのは観測です。全体の計算から観測される部分を引き出すのは簡単ですから、確認はすぐ出来ます。従来の磁気圏物理学では観測は推定の出発点ですが、この研究方法では観測はシミュレーション結果の確認です。さて数値解が得られれば、3次元トポロジーの研究だけではなく、力バランスやエネルギー保存などの力学過程も調べられます。これらは観測からは困難な研究です。シミュレーション結果が観測と食い違う場合は、シミュレーションの改良が必要です。これは磁気圏現象に対する洞察、観測データの読み方、基礎物理学の理解、スキームの知識、計算機のアーキテクチャー、コンパイラの構造の知識等から、人眼データ同化を行います。ここに個人の修行の結果が全て集約されます。

シミュレーションによれば、カートゥーンに対応するものが、計算結果から書けます。描かれた図は、基礎方程式に記述される (MHD の) 範囲で、力学を満たしていることが重要です。力学を満たさないものは自然界にも存在しないはずですが、逆に、カートゥーンが正しければそれはシミュレーションの解として書けるはずですが。

3. 磁気圏対流と FAC

磁気圏が形成される第1の理由は、太陽風動圧と磁気圧のバランスであるというのは、良く知られている、チャップマン-フェラーロ理論です。このモデルで生成されるのは静かな磁気圏で、観測されるオーロラや地磁気変動を起こすには、もう一歩進んで、磁気圏対流が必要です。ダンジェー対流では、まずリコネクションによって開磁場が生成され、その開磁場の磁気張力が磁気圏プラズマに運動量を与え、その結果対流が駆動されると理解されます (Dungey, 1961)。第1図左にダンジェー対流のカートゥーンを示します。このモデルの所以は、惑星間空間磁場 (IMF) が南向き

になると、M-I 変動が激しくなるという観測です。このような図では多くの場合、極冠から出た磁力線でも比較的地球に近いところで太陽風につながってる様に描かれていますが、これは磁気張力で磁気圏プラズマを引っ張りたいという願望のなせるところでしょう。実際は極冠の磁力線はローブの中を遠方まで走り、簡単には太陽風に繋がりません (Tanaka, 2007)。簡単に太陽風に繋がるのは、カスプの磁力線です。カートゥーンは、多少なりとも実際を変形して書けるということです。

3-1. 領域1(R1)FAC

ダンジェー対流では FAC がなくても対流が理解できそうな気もしますが、第1図にも示されているように電離圏対流がある以上、FAC は不可欠です。これがなければ、電離圏ポテンシャルはゼロとなり、対流は停止するはずです。ダンジェー対流で FAC のエネルギー変換を考えてみると、磁気圏対流のエネルギーは電離圏で消費され、その供給源は太陽風の減速となるので、ダイナモは太陽風中に在ることになります。STE 研から出されている小口先生の本に、次のような記述があります。Poynting Flux は、共通の電流ループの上でダイナモ電流の流れる所 ($\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$) で発生し、電力消費が卓越する所 ($\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$) に収束する。相異なる、独立の二つの電流回路にはそれらをつなぐ Poynting Flux は存在しない。したがって、もし、磁気圏での電力消費が太陽風の Poynting Flux によるものであるなら、太陽風のダイナモ領域と磁気圏の消費領域とは共通の電流ループで結ばれていなければならない。ということで、第1図右のダンジェー対流に即して描かれた FAC システム (Stern, 1983) は、小口先生の記述どおりに描かれています。しかし、FAC がチャップマンフェラーロ電流を突き破って太陽風中に出て行くところは、何か不自然ではあります。

ダンジェー対流では圧力場は出てきませんので、対流に参与する力は、加速度と磁場張力です。ではシミュレーションで作った対流でもそうなっているのでしょうか。第2図にシミュレーションで再現した対流中での、力とエネルギー変換の分布 (子午面内) を示します。これを見ると、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ はほとんど ∇P と釣り合っていて、磁気張力で対流を励起するというイメージとは異なっています。静止状態であればこのような釣り合った力は何も作用しないでしょう。しかし釣り合った力の場を対流がよぎっていると、加速度はなくても、エネルギー変換が発生します。このことは $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ の分布から理解できます。 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ は書き直すと

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{V} = (\rho d\mathbf{v}/dt + \nabla P) \cdot \mathbf{V} \approx \nabla P \cdot \mathbf{V}$$

となって、対流が高圧側から低圧側によぎる場所、すなわちカスプの高緯度側がダイナモになることが分かり、これは第2図の結果でもそのようになっています。この結果はダイナモが運動エネルギーではなく、熱エネルギーで励起されていることを示します。電流でいえば、ダイナモ電流は磁化電流であり、FAC が慣性電流と結びつくことはない、となります。次に、このカスプに蓄えられた熱エネルギーがどこから来たかを考えます。それは第3図の結果を見ると分かります。第3図は各種の速度分布 (子午面内) を示したものです。この図では、磁気圏の中で磁場垂直速度の速い場所は、サブソーラーからカスプにかけての、マグネトポーズ付近だけです。この場所では確かに開磁場による磁気張力によってプラズマが加速されています。しかしこの流れはカスプをよぎる事ができず、カスプの熱エネルギーに変換されてしまいます。それに関連して、カスプには磁場平行流が発生しています。磁気圏の大部分では磁場垂直流、すなわち対流はゆっくりとした準定常流です。ダンジェーのメカニズムは対流にはならず、マグネトポーズ流を作るだけです。

以上を要約すると以下のように理解できます。開磁場はマグネトポーズ付近のプラズマを加速し、運動エネルギーを与えるが、その運動エネルギーはすぐに熱エネルギーに変換され、カスプに蓄えられる。そして蓄えられた熱エネルギーがダイナモを駆動し、R1FAC を発生させる。R1FAC は電離圏に供給され、散逸を伴う電離圏対流を維持し、全体の対流を維持する。結果として対流

とプラズマ領域の形成が表裏一体となります。ダンジェー対流との違いは、ここに 있습니다。この対流とプラズマ領域形成の結合を見れば、部分から全体を連想することが、いかに困難かが分かるでしょう。

第4図にシミュレーションで再現されたFACを示します。FACは流れる方向を示す矢印付きの線、および球上のカラーで示してあります。R1FACは、これまでに述べたようなプロセスに従って、カスプを通るように形成されています。ダイナモはカスプ内の熱エネルギーで駆動されますから、FACは当然磁気圏内部にあります。シミュレーションは力のバランス、エネルギーの保存、凍結の原理から構成されており、その解は当然にこれらの力学法則を満たしています。また逆にこれらの力学法則を満たさないものは解から自動的に除外され、無理に解にしようとするれば、数値不安定になって、シミュレーションそのものが停止します。従って適合した解が得られるという事は、これまでに述べた力学構造が正しいことの証明です。また適合した解が得られない理論は、力学的な間違いを含むといえます。第4図ではR2FACも再現されていますが、これは後述するようにプラズマシートで生成されます。

3-2. 対流とはなにか

ここで対流とはどのような運動を指しているのかを、もう少し明確にする必要があるでしょう。第5図に、スラブモデルによって、対流の模式的構造を示します。まず磁気圏スラブMがシア一流に乗って移動するときの力学を考えます。スラブの移動は電場と等価ですから、電離圏Eにこの電場が投影され、電離圏にはペダーセン電流が発生します。同時にスラブMの移動は凍結の原理に従って磁場を変形させ、シアーに沿ってFAC(J_{\parallel})を発生させます。これらの電流に磁気圏のダイナモ電流を加え、電流ループを閉じる必要がありますが、ダイナモ電流はスラブを停止させるような力を発生するはずで、そこでそれに対抗する力が必要となり、これにはフローのブレーキか高圧領域からのプラズマの噴出しかが考えられます。前者では運動エネルギーが、後者では熱エネルギーがダイナモを駆動することとなります。このようにシア一流、電場、FAC、電離圏電流、ダイナモ電流、ダイナモ駆動力、力学エネルギー源がセットとして揃った状態が対流です。

シミュレーションではダイナモを駆動するのは熱エネルギーで、ダイナモ電流は磁化電流であるという結果です。対流は圧力傾度を突っ切る準定常流で、加速減速を伴わなくてもダイナモを駆動します。電離圏電場はポテンシャル電場であるので、加速減速を伴うには、ポテンシャル線が密になったり、疎になったりを繰り返す必要があります。M-I結合を通じて、このような不自然な加速減速流は排除されると考えられます。

第5図で分かるとおり、対流ではシア一流はFACと同一です。またシア一流は電場の発散と等価であり、電荷層と等価になります。したがってシア一流に等価な電場は、電離圏でのFAC closureにとっても不可欠です。磁気圏で最大のシア一流は、ローブ／極冠の反太陽向き流と内部磁気圏／オーロラオーバルの太陽向き流の間にあります。従ってここにR1FACが存在するのはごく自然です。第4図の結果もそのようになっています。R1FACは、プラズマシートとローブの間を、延々と $X=-20\sim 30R_e$ の中尾部まで走る、というような想定を述べる人もいますが、対流シアーを考えれば、これが如何に非現実的かが分かるでしょう。FACがシア一流と共存して存在するのは、低ベータ領域の場合です。プラズマシートのようなベータがそれほど小さくない領域では、流れがあっても磁場は捻じ曲げられて、磁場垂直電流になります。従って、プラズマシートで間欠慣性流(BBF)のシアーのようなものがあっても、FACには結びつきません。

前述のように、ダイナモからはPoynting Fluxが発散しますが、その実態はアルフェン波です。アルフェン波は電離圏との間を何回もバウンスし、その先端に流れる慣性電流が磁気圏プラズマ

に運動量を与えます(Kan and Sun, 1996)。定常状態ではアルフェン波はFACそのものです。FACは磁場に垂直な運動を原因領域から追従領域に伝えます。飯島先生の理論を借りれば、FACはストレスを伝えるとも表現できます。このように、対流とは磁気圏と電離圏の間で、アルフェン結合の完成した状態といえます。

ダンジェー対流では、電離圏対流とFACはおまけのようにくっついている存在です。世界的な大権威と話したとき、対流では電離圏はマイナーだから無視してよい、と言っていたのを思い出します。しかし実際には電離圏が主要散逸領域であり、磁気圏の散逸はわずかです。このような構造では磁化電流ダイナモの形成が対流励起の主役であり、このような視点からはダンジェー対流は間違いという結論になります。ダイナモは磁気圏の全体構造であり、部分の観測からは最も推定しにくい存在です。これが、従来の磁気圏物理学ではFACとダイナモが抜けたものになってしまった理由でしょう。

3-3. 領域2(R2)FAC

よく知られているように、磁気圏にはテイルが形成され、サブストーム変動を担う中心的構造を形成しています(Hones et al., 1984)。伸ばされたテイルの形成は、磁気圏尾部の電流シートとそれを担うプラズマの存在を想定させます。プラズマはプラズマシートを形成し、安定的に閉じ込められています。従って、それを可能にする磁場の力と電流系が存在しているはずで、まずプラズマシートとローブの圧力の釣り合いに対応するy方向の電流が、プラズマシート表面にあることになります。プラズマシートのX方向のプラズマ分布は、磁気活動度によって変動しますが、 $X = -3.5 \sim -8 R_E$ でピークとなって、あとは反太陽方向に行くに従って、単調減少します(Spence et al., 1998; Lui and Hamilton, 1992; Wang et al., 2001)。この-X向きのプラズマ傾圧力はX向きの磁気張力とバランスする必要があります。さらに内側エッジでは-y方向の電流(逆環電流)がプラズマシートの内側を支え、昼側に向かっては、経度方向にプラズマ傾圧力を支える電流系が必要になります。

R1FACがカスプで駆動されるのに対し、R2FACはプラズマシートで駆動されます。この駆動機構は、上述のプラズマシート電流系と密接な関係を持っているはずで、これに関して、Vasyliunas(1970)の理論がありますので、それを第6図に示します。この図は、プラズマシートの高圧部に付着する磁化電流と、それに付随した力バランスを考察した結果です。Vasyliunasの理論では J_z の発散が図中の式のように与えられます。これは次のようにも理解されます。環電流と逆環電流はそれぞれ、-X向きとX向きのプラズマ傾圧力を支える必要があります。しかしながら磁場は内部に行くほど強くなるので、両向きのプラズマ傾圧力がほぼ等しいなら、磁化電流は内側の方が小さくなります。その差分がR2FACとなって電離圏に向かうというのがVasyliunas理論です。

Vasyliunas理論は磁化電流からFACを生成するという点で、カスプで生成されるR1FACと類似しています。しかしながらVasyliunas理論で考察されているのは、力バランスだけですので、これにエネルギー変換を加える必要があります。そのため点線で示した対流を考えます。これに加えても力バランスには大きな影響はありません。この対流は尾部から高圧部にかけては、低圧側から高圧側に向かっていて、磁場が仕事をして、高圧を溜めるように作用しています。また高圧部から昼側にかけては、高圧側から低圧側に向かっていて、ダイナモとして作用します。

第6図は、R2FACがプラズマシートを支え、プラズマシートがR2FACのダイナモを形成するという、自己無撞着構造になっていることが分かります。対流はR2FACと共存するシア一流も形成しますので、その点でも力学を満たす構造となっています。この全体はまさに部分環電流と呼ばれている構造です。第7図にシミュレーションから描いた部分環電流を示します。この図に描かれ

る圧力と電流は、Vasyliunas 理論のと通りの構造を示しています。これはまさに、力学的に正しければシミュレーションでもそれが再現されるということを実証するものです。

4. ポストローム電流系

第 8 図に Cowley (2000) による M-I 電流系を示します。シミュレーションによって描かれる電流系が登場したのは、1995 年以降ですから (Tanaka, 1995; Siscoe et al., 2000)、この電流系はシミュレーションの結果をかなり参考にして描いたと思われます。FAC、部分環電流、マグネトポーズ電流の繋がり、シミュレーションで得られた結果 (第 4 図) をよく表現しています。一方もっと古くから伝承されている電流系に、第 9 図で示されるポストローム電流系があります (Bostrom, 1964)。この図では電流は破線で書いてあります。これは、古くから磁気圏物理学とオーロラ物理学の中核に据えられている重要な電流系です。第 8 図と第 9 図を比較すると、その思想の違いは明瞭ですが、さてどちらが正しいかとなると、結論を得るのは容易なことでは無いようです。違いは明瞭でも、直接見る手段が無いからです。

ポストローム電流系では、同一子午面で、up と down 両方の FAC がダイナモ電流に結合しています。Vasyliunas の理論から、このような結合では、ダイナモ電流は磁化電流ではあり得ないことが分かります。従ってダイナモ電流は流れの減速による、慣性電流です。第 9 図で赤道面上に J_{\parallel} が流れるチャンネルに沿って、流れは減速し、かつ流れに伴う電場がポテンシャル電場であるので、 $VB_z = \text{constant}$ ですから、チャンネルに沿って、流れの減速と同時に磁場の増加が起こります。そうすると増加した磁場の磁気圧に対して力バランスが成り立ちません ($F?$ で示した力が無い)。すなわちポストローム電流系は力学的につじつまの合わない電流系です。

これまでのシミュレーションで、主要な FAC 系として、ポストローム電流が解として得られたことはありません。このことはポストローム電流系が力学を満たしていないということの、当然の帰結です。

5. サブストームの再現

磁気圏変動のうちで最も重要なものはサブストームです。これを再現できれば、磁気圏変動は全て再現できると断言できます。IMFBz 南転の後のサブストームのシーケンスは、成長相 (第 1 図の電離圏対流が強化され、プラズマシートが薄くなる)、オンセット (赤道側のオーロラが突然輝きを増す)、拡大相 (電離層にジェット電流が流れ、オーロラが拡大する)、回復相と分けられていますが (Baker et al., 1996)、その最大の特徴は不連続性の発現 (オンセット) です (Lui, 1996, 2001)。なぜ M-I システムに不連続性が発現するか、を解明するに足る再現が必要です。

従来の思考では不連続性を特定領域の不安定として理解しようとし、何処で何が閾値となるかを探求しました (Lui, 1996, 2001)。オンセット時のオーロラの様相は極めて衝撃的で、これを見て多くの研究者が、サブストームは MHD の破れだと解釈するのは自然です。これに対しシミュレーションの解析では、サブストームを M-I 対流の発展と変動として理解できます。この研究では、M-I 結合シミュレーションによって、観測されるサブストームとそっくりな数値サブストームを作り、数値解の解析から、サブストームを多圏間結合系における力学構造の自己無撞着的変動として理解しました (Tanaka et al., 2010)。

サブストームの数値解が、どのくらい現実と似ているかの確認としては、さまざまな比較が可能です。本報告の例では、観測が明確で、かつ原因領域に近いものとして、静止軌道磁場 (Nagai, 1982; Lu et al., 1999) の比較を、第 10 図に示します。この例では、南向 IMF がボーショックに達した時点をも $t=0.0 \text{ min}$ として、オンセットは $t=52.7 \text{ min}$ となっています。第 10 図では、成長相、

爆発的成長相、ダイポーラリゼーション、D デフレクションの全てがよく再現されているのが見られます。示していませんが、このほかにも地上の磁場変動(Kamide et al., 1996)や、尾部のダイポーラリゼーション(Runov et al., 2009)でも良い再現が見られています(Tanaka et al., 2010)。このようにサブストームシミュレーションは、数値解から力学過程を調べようとする動機を与えるに十分な程に進展しています。

5-1. M-I 結合対流の発展とプラズマシートの滞留

IMFBz が南転した後の成長相では、対流が発達します。ここではダンジェー対流ではなく、ダイナモの形成と FAC によって駆動される対流を考えます。磁気圏から電離圏に供給される FAC に駆動され、M-I 結合対流が進みます。ダンジェー対流では昼側で発生する開磁場が夜側に到達するのに時間が掛かるため、夜側の電離圏対流の発達が遅れると予想されますが、実際には電離圏対流は昼夜同時に発達します。これは FAC がカスプに蓄えられた熱エネルギーで駆動されるためです。もっと正確には、太陽風-磁気圏相互作用ではヌルーセパレーター構造を考える必要があります (Watanabe et al., 2007; Tanaka et al., 2010)。これに関しては本報告では詳細を省きますが、けっこう古くから知られていた構造です(Cowley, 1973; Siscoe et al., 2001)。つまりダンジェー対流の昼側リコネクションという表現も、実はそれほど正確でないということです。数学的には、ヌルーセパレーター構造は、微分可能ベクトル場の理論です。しかしながら多くの磁気圏研究では、ヌルーセパレーター構造を無視して簡略なリコネクションによる理解がなされています。これも全体は見えないという効果の一つでしょう。

成長相の最大の特徴は、近地球プラズマシートの薄化です(Hones et al., 1984)。この力学に関しては、プラズマシートが上下（ローブ）から圧縮されるためであるという理解が広がっていますが (Baker et al., 1996)、これも部分から全体を推定するのに失敗した例です。シミュレーション結果の解析から、これは間違えることが分かっています。プラズマシートはその形状から、内部磁気圏やローブに比べて第5図の M-I 結合が疎になります。それに反して、内部磁気圏はオーロラオーバルと対流系を形成し、またローブは極冠電離圏と対流系を形成します。その結果プラズマシートだけが滞留し、プラズマシート地球側から対流によって磁場とプラズマが運び出されても、その分の補給が出来ず、結果として、プラズマシート薄化が起こります(Tanaka et al., 2010)。しかし、電離圏対流から見るとこの滞留は全く見えません。プラズマシート薄化という緩衝（貯めていたものを放出する）を通じて、成長相の M-I 結合が維持されているわけで、磁気圏と電離圏の運動のずれが薄化として発現しているともいえます。この間でも、プラズマシート全体で地球向き磁気張力と反地球向き圧力傾力とは釣り合い、静的力バランスが保持されます。このことは第11図から見て取れます。

第11図は、サブストームに伴うプラズマシートの力バランスを、 $-X$ 軸に沿って、 P と V_x と共に描いたものです。これは観測では決して描けない結果です。左上が成長相に相当し、プラズマシート全域で、 $J \times B$ (2) と $-\nabla P$ (1) はバランスしています。

5-2. 磁場とプラズマの力バランス変更

大局的には滞留を解消するのがオンセットであり、オンセットの遠因は、ヌルーセパレーター構造の発展に伴う、中尾部のフラックスロープと中性線 (NENL) の形成です。これによってプラズマシートの力バランスがどのように変化して行くかが、シミュレー

ションから調べられます。第11図右上に、NENL（フラックスロープ）形成により、静的力バランスのずれとそれによる地球向き流れ（ V_x ）が広がって行くのが見られます(3)

(4)。 V_x は内部磁気圏（ -9 Re ）に達してブレーキングを発生し(5)、この間、圧力(6)、環電流(7)、逆環電流(8)が次第に増加します。静的力バランスは始めフラックスロープの周辺でずれてから、これが全体に広がるのに5分を要し、全体に広がったところで位相空間の状態遷移が起こり、内部磁気圏の圧力が急増します(11)。この5分はオンセットの前駆期間（プレカーサー）に相当します。内部磁気圏の圧力上昇は、ブレーキによる圧力の小山より遥かに大きな山になります。遷移の基本は、プラズマシートの力バランスの変更です。第11図の右下から、オンセット後は、内部磁気圏（ 9 Re 以内）で静的力バランス(9)、中尾部（ $9\sim 20\text{ Re}$ ）で動的力バランス(10)の2極構造になっているのが分かります。動的力バランスはオーバーテンションの状態(10)で、これはBBFに対応し(Angelopoulos et al., 1992)、滞留の解消を促します。

力学システムでの急激な変動は、位相空間の特異点で、状態遷移が起こる時に発生する、というのは力学系の一般理論ですが、サブストームのような現実システムでそれが示された例は希でしょう。第12図に、変動（ $-X$ 軸上の流れと圧力）の時間シーケンスをまとめたものを示します。中尾部で、NENL(フラックスロープ)はオンセットの5分以上前には発生しています。オンセットに向けて地球向き流が発達し（プレカーサー）、それが内部磁気圏に達すると、高圧域の急成長が起こるのが分かります。オンセット後は中尾部で高速流（BBF）が発生します。BBFは高圧域の主要部に達する前にブレーキを生じますが、カレントウェッジで想定しているような、R1FACとは結合は起こりません。電離圏に流れ込むのは、高圧域の磁化電流から発生するR2FACです。第12図でも見られるように、磁気張力と加速度が釣り合うBBFでは、定常的構造というよりも、常時変動する構造が現れます。

拡大相ではNENLは反太陽方向に後退して行きます。内部磁気圏の圧力は低下して行きますが、FACの減少にはならないようです。

5-3. 部分環電流とグランドループ電流系の生成

オンセット後には、内部磁気圏では上昇した圧力が強化された磁気張力と再バランスします（第11図右下）。これが爆発的成長相、双極子化、インジェクションです。双極子化は必ずしも尾部電流の減少でありません。結果として強い部分環電流が形成されます。第13図はこの時の全体電流系（第5図）に、シミュレーションから得られた圧力、流れを重畳して描いたものです。R1FACはカスプから供給され、R2FACと結合し、全体としてグランドループ電流系を形成します。電流系は、その強度は強くなるものの、全体のトポロジーは第8図と一緒にです。このモデルでは、尾部の変動を電離圏に伝えるのはR2FACです(Hashimoto et al., 2011)。これはカレントウェッジではR1FACが尾部の変動を電離圏に伝えることと、大きく異なります。

第13図のモデルではサブストームでもダイナモ電流は磁化電流であり、慣性電流からはFACはできないとの条件を満たします。一般的にも、シミュレーションで慣性電流からFACが発生するという解が作られることはないようです。このことは、圧縮運動は電離圏から見えないということの別の面であると思われます。非常に興味深いことに、この原則はサブストームとは全く関係ないように見える、磁気嵐急始（SC）とも類似性があります。圧縮運動は電離圏から見えないため、SCのPRIでは、最大の磁気圏変動が発生する

にもかかわらず、最小の電離圏変動しか観測されません (Fujita et al., 2003a, 2003b)。

部分環電流から供給される R2FAC は、電離圏で一番近くのアークから R1FAC に繋がるのが自然です (第 13 図)。このためオンセットは赤道側アークから始まります。これで長い間サブストーム最大の謎とされていた、オンセットはなぜ赤道側のアークから始まるか (Samson, 1992)、という問題が解決されます。実際オンセット前後の FAC を描いてみると、R1FAC の増加は、確かに赤道側から増加が始まっています (第 14 図)。

6. 磁気圏研究の今後

自然はそのままでは複雑なのが普通ですが、これを構成する要素に分解すれば、統一法則で理解できると信じられてきました。しかし、磁気圏変動のような環境を構成する自然では要素よりも複合性が主役になり、それに適合した接近手段が必要になります。磁気圏の基本構造である対流は、部分ではなく全体を自己無撞着的に理解する必要があり、多くの磁気圏変動はこの構造を元に再解釈されることを説明しました。シミュレーションはサブストームでも現実的に再現するところまで進化してきました。この場合でも部分でなく、全体を再現しているところが今までと大きく異なります。その結果、状態遷移という全体構造からサブストームの不連続性を説明する道を開くことが出来ます。

第13図には、まだ続編も予想されます。②の高圧形成はダイポーラリゼーションによる磁気張力との力バランスの基に生成されますが、内側を考えれば、さらに内部(放射線帯)との圧力バランスも必要です。すなわち静止軌道と放射線帯のバランス回復のプロセスが必要でしょう。このプロセスも対流の基本原理に基づくはずです。全体構造から追求して行けば、対流ーサブストームー放射線帯というように、今まで直接結びつけることが出来なかった変動でも、一直線に貫通することが可能でしょう。

Pi2 はどのように励起されるか、オーロラバルジやオメガ構造はなぜ出来るか、サブストームは放射線帯を形成するか、KH 不安定は Pc5 になるか、MP クロッシングは B に依存するか、磁気圏電場は如何にして低緯度電離圏に及ぶかなど、古くから良く知られているが、全体像が依然不明という問題はたくさんあります。これらはシミュレーションによって解決することが可能です。

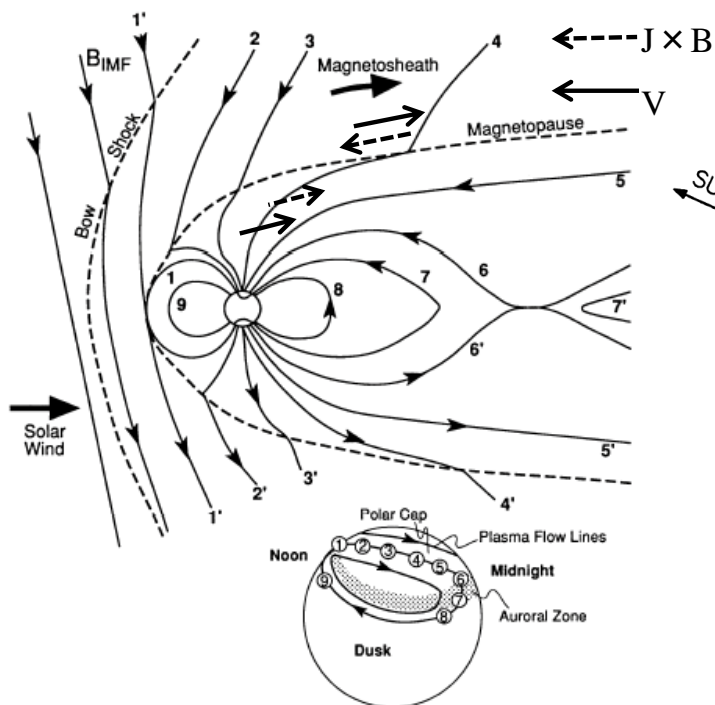
参考文献

- Akasofu, S. -I. (2003), A source of auroral electrons and the magnetospheric substorm current systems, *J. Geophys. Res.*, 108, A4, 8006, doi:10.1029/2002JA009547.
- Angelopoulos, V., W. Baumjohann, C. F. Kennel, F. V. Coroniti, M. G. Kivelson, R. Pellat, R. J. Waker, H. Luhr, and G. Paschmann, Bursty bulk flows in the inner central plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, 97, 4027, 1992.
- Baker, D. N., T. I. Pulkkinen, V. Angelopoulos, W. Baumjohann, and R. L. McPherron, Neutral line model of substorms: Past results and present view, *J. Geophys. Res.*, 101, 12,975, 1996.
- Baumjohann, W., G. Paschmann, and H. Luhr, Characteristics of high-speed ion flows in the plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, 95, 3801, 1990.
- Bristow, W. A. (2009), Relationship between substorm onset and locations and nightside convection pattern features, *J. Geophys. Res.*, 114, A12202, doi:10.1029/2009JA014576.
- Bostrom, R., A model of the auroral electrons, *J. Geophys. Res.*, 69, 4983, 1964.
- Cowley, S. W. H., A quantitative study of the reconnection between the Earth's magnetic field and interplanetary field of arbitrary orientation, *Radio Sci.*, 8, 903, 1973.
- Cowley, S. W. H., Magnetosphere-ionosphere interactions: A tutorial review, in *Magnetospheric current systems, Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 118, edited by S. Ohtani et al., p.91, AGU,

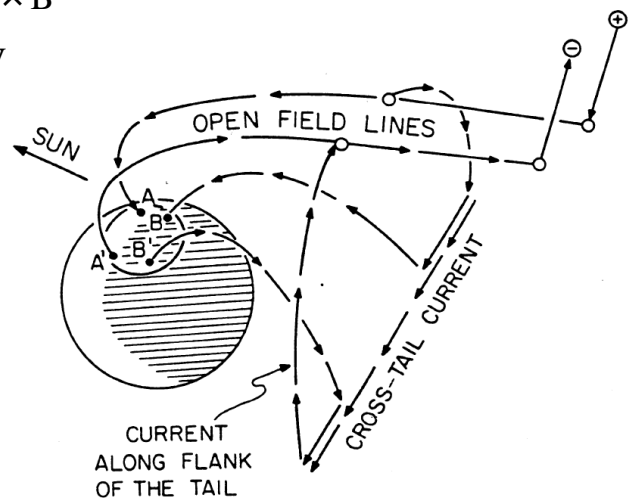
- Washington, D. C., 2000.
- Dungey, J. W., Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 47, 1961.
- Fedder, J. A., S. P. Slinker, J. G. Lyon, and R. D. Elphinstone, Global numerical simulation of the growth phase and the expansion onset for a substorm observed by Viking, *J. Geophys. Res.*, 100, 19,083, 1995.
- Fedder, J. A., S. P. Slinker, and J. G. Lyon, A comparison of global numerical simulation results to data for the January 27-28, geospace environment modeling challenge event, *J. Geophys. Res.*, 103, 14,799, 1998.
- Fujita, S., T. Tanaka, T. Kikuchi, K. Fujimoto, K. Hosokawa, and M. Itonaga (2003a), A numerical simulation of geomagnetic sudden commencement: 1. Generation of the Field-aligned current associated with preliminary impulse, *J. Geophys. Res.*, 108(A12), 1416, doi:10.1029/2003JA009763.
- Fujita, S., T. Tanaka, T. Kikuchi, K. Fujimoto, and M. Itonaga (2003b), A numerical simulation of the geomagnetic sudden commencement: 2. Plasma processes in the main impulse, *J. Geophys. Res.*, 108(A12), 1417, doi:10.1029/2003JA009407.
- Haerendel, G. (2011), Six auroral generators: A review, *J. Geophys. Res.*, 116, A00K05, doi:10.1029/2010JA016425.
- Hashimoto, K. K., T. Kikuchi, S. Watari, and M. A. Abdu (2011), Polar-equatorial ionospheric currents driven by the region 2 field-aligned currents at the onset of substorms *J. Geophys. Res.*, 116, A09217, doi:10.1029/2011JA016442.
- Hones, E. W., Jr., T. Pytte, H. I. West Jr., Association of geomagnetic activity with plasma sheet thinning and expansion: A statistical study, *J. Geophys. Res.*, 89, 5471, 1984.
- Iijima, T., Field-aligned currents in geospace: Substance and significance, in *Magnetospheric Current Systems*, Geophys. Monogr. Ser., vol. 118, edited by S. Ohtani et al., pp. 107-129, AGU, Washington, D. C., 2000.
- Iijima, T., and T. A. Potemra, The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by Triad, *J. Geophys. Res.*, 81, 2165, 1976.
- Kamide, Y., W. Sun, and S. -I. Akasofu, The average ionospheric electrodynamics for the different substorm phases, *J. Geophys. Res.*, 101, 99, 1996.
- Kan, J. R. and W. Sun, Substorm expansion phase caused by an intense localized convection imposed on the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 101, 27,271, 1996.
- Lu, G., N. A. Tsyganenko, A. T. Y. Lui, H. J. Singer, T. Nagai, and S. Kokubun (1999), Modeling of time-evolving magnetic fields during substorms, *J. Geophys. Res.*, 104(A6), 12,327-12,337, doi:10.1029/1999JA900145.
- Lui, A. T. Y., Current disruption in the earth's magnetosphere: Observations and models, *J. Geophys. Res.*, 101, 13,067, 1996.
- Lui, A. T. Y., Current controversies in magnetospheric physics, *Rev. Geophys.*, 39, 535, 2001.
- Lui, A. T. Y., and D. C. Hamilton, Radial profiles of quiet time magnetospheric parameters, *J. Geophys. Res.*, 97, 19,325, 1992.
- Lui, A. T. Y., K. Liou, M. Nose S. Ohtani, D. J. Williams, T. Mukai, K. Tsuruda, S. Kokubun, Near-Earth dipolarization: Evidence for a non-MHD process, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 2905, 1999.
- McPherron, R. L., C. T. Russell, and M. P. Aubrey, Satellite studies of magnetospheric substorm on August 15, 1968, 9, Phenomenological model for substorms, *J. Geophys. Res.*, 78, 3131, 1973.
- Nagai, T., Observed magnetic substorm signatures at synchronous altitude, *J. Geophys. Res.*, 87, 4405, 1982.
- Nagai, T., M. Fujimoto, Y. Saito, S. Machida, T. Terasawa, R. Nakamura, T. Yamamoto, T. Mukai, A. Nishida, S. Kokubun, Structure and dynamics of magnetic reconnection for substorm onset with Geotail observations, *J. Geophys. Res.*, 103, 4419, 1998.
- Nishida, A., Understanding substorms in the magnetotail: Early development and recent progress, *Chin. J. Space Sci.*, 2011, 31(3), 1-153.
- Runov, A., V. Angelopoulos, M. I. Sitnov, V. A. Sergeev, J. Bonnell, J. P. McFadden, D. Larson, K. -H. Glassmeier, and U. Anster (2009), THEMIS observations of an earthward-propagating

- dipolarization front, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L14106, doi:10.1029/2009GL038980.
- Samson, J. C., L. R. Lyons, P. T. Newell, F. Creutzberg, and B. Xu, Proton aurora and substorm intensification, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 2167, 1992.
- Siscoe, G. L., N. U. Crooker, G. M. Erickson, B. U. O. Sonnerup, K. D. Siebert, D. R. Weimer, W. W. White, and N. C. Maynard, Global geometry of magnetospheric currents inferred from MHD simulations, in *Magnetospheric current systems, Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 118, edited by S. Ohtani et al., p.41, AGU, Washington, D. C., 2000.
- Siscoe, G. L., G. M. Erickson, B. O. U. Sonnerup, N. C. Maynard, K. D. Siebert, D. R. Weimer, and W. W. White, Global role of $E_{||}$ in magnetopause reconnection: An explicit demonstration, *J. Geophys. Res.*, 106(A7), 13015, 2001.
- Sonnerup, B. U. O., Theory of low-latitude boundary layer, *J. Geophys. Res.*, 85, 2017, 1980.
- Spence, H., M. G. Kivelson, R. J. Walker, and D. McComas, *J. Geophys. Res.*, 94, 5264, 1989.
- Stern, D. P., The origin of Birkeland current, *Rev. Geophys.*, 21, 125, 1983.
- Tanaka, T., Generation mechanisms for magnetosphere-ionosphere current systems deduced from a three-dimensional MHD simulation of the solar wind-magnetosphere-ionosphere coupling processes, *J. Geophys. Res.*, 100, 12,057, 1995.
- Tanaka, T., Magnetosphere-ionosphere convection as a compound system, *Space Sci. Rev.*, 133, doi:10.1007/s11214-007-9168-4, 2007.
- Tanaka, T., A. Nakamizo, A. Yoshikawa, S. Fujita, H. Shinagawa, H. Shimazu, T. Kikuchi, and K. K. Hashimoto (2010), Substorm convection and current system deduced from the global simulation, *J. Geophys. Res.*, 115, A05220, doi:10.1029/2009JA014676.
- Vasyliunas, V. M., Mathematical models of magnetospheric convection and its coupling to the ionosphere, in *Particle and Field in the Magnetosphere*, edited by B. McCormac, P. 60, D. Reidel, Hingham, Mass., 1970.
- Wang, C. P., L. Lyons, M. W. Chen, and R. A. Wolf, Modeling the quiet time innerplasma sheet protons, *J. Geophys. Res.*, 106, 6161, 2001.
- Watanabe, M., G. J. Sofko, K. Kabin, R. Rankin, A. J. Ridley, C. R. Clauer, and T. I. Gombosi (2007), Origin of the interhemispherical potential mismatch of merging cells for interplanetary magnetic field BY-dominated periods, *J. Geophys. Res.*, 112, A10205, doi:10.1029/2006JA012179.

Convection and FAC in the early stage of study



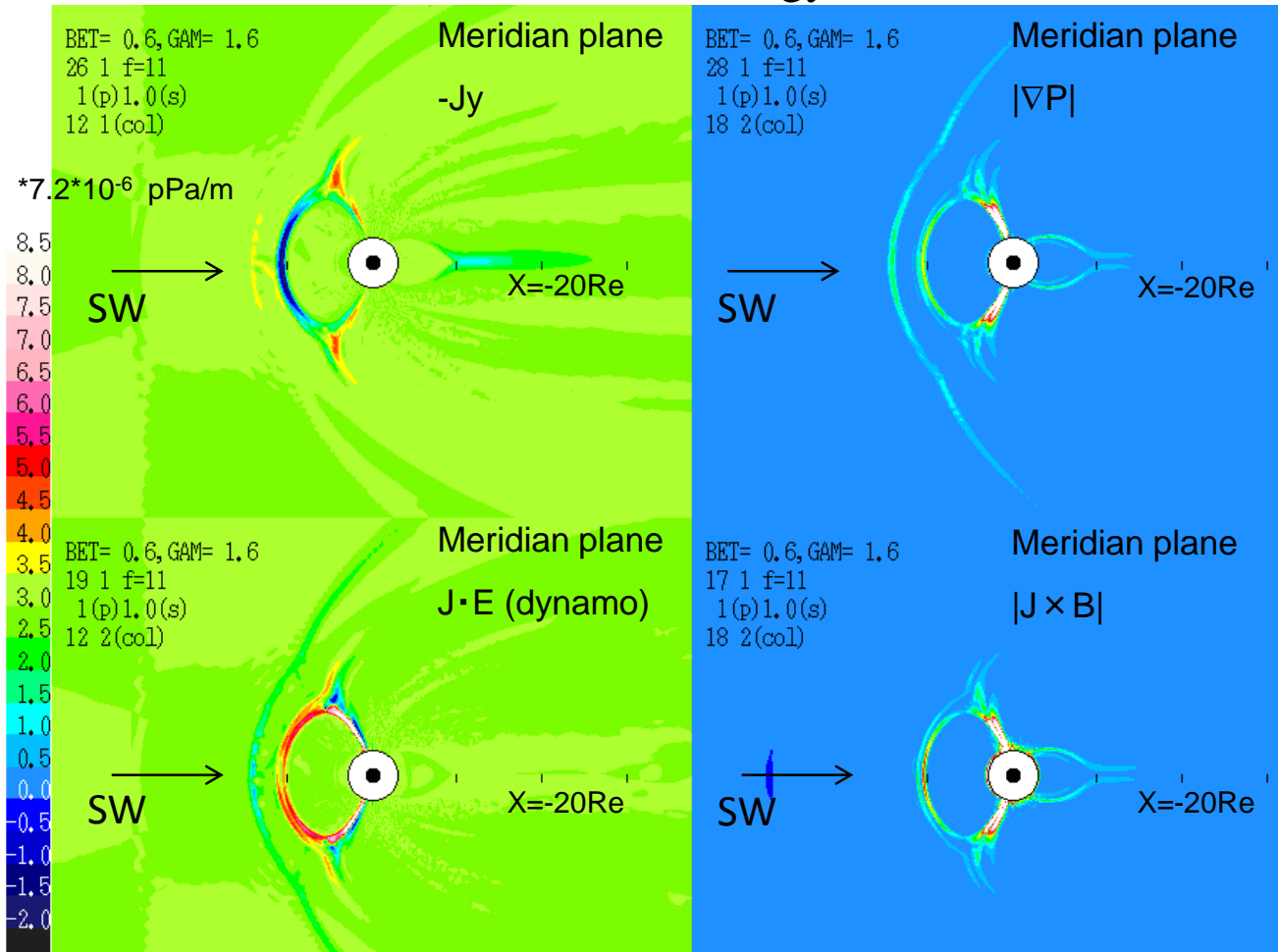
Dungey (1961)



Stern (1983)

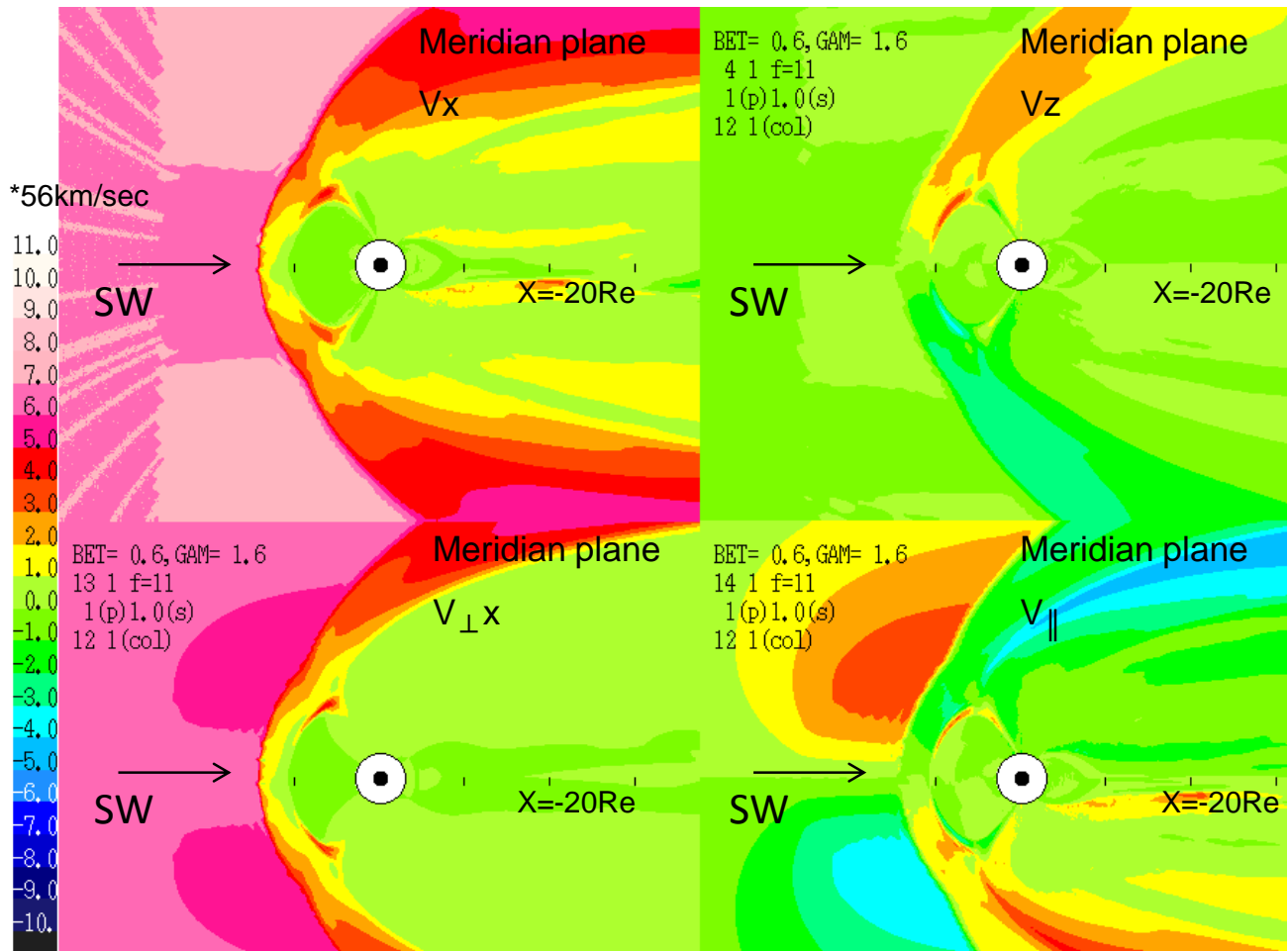
Figure

Force balance and energy conversion



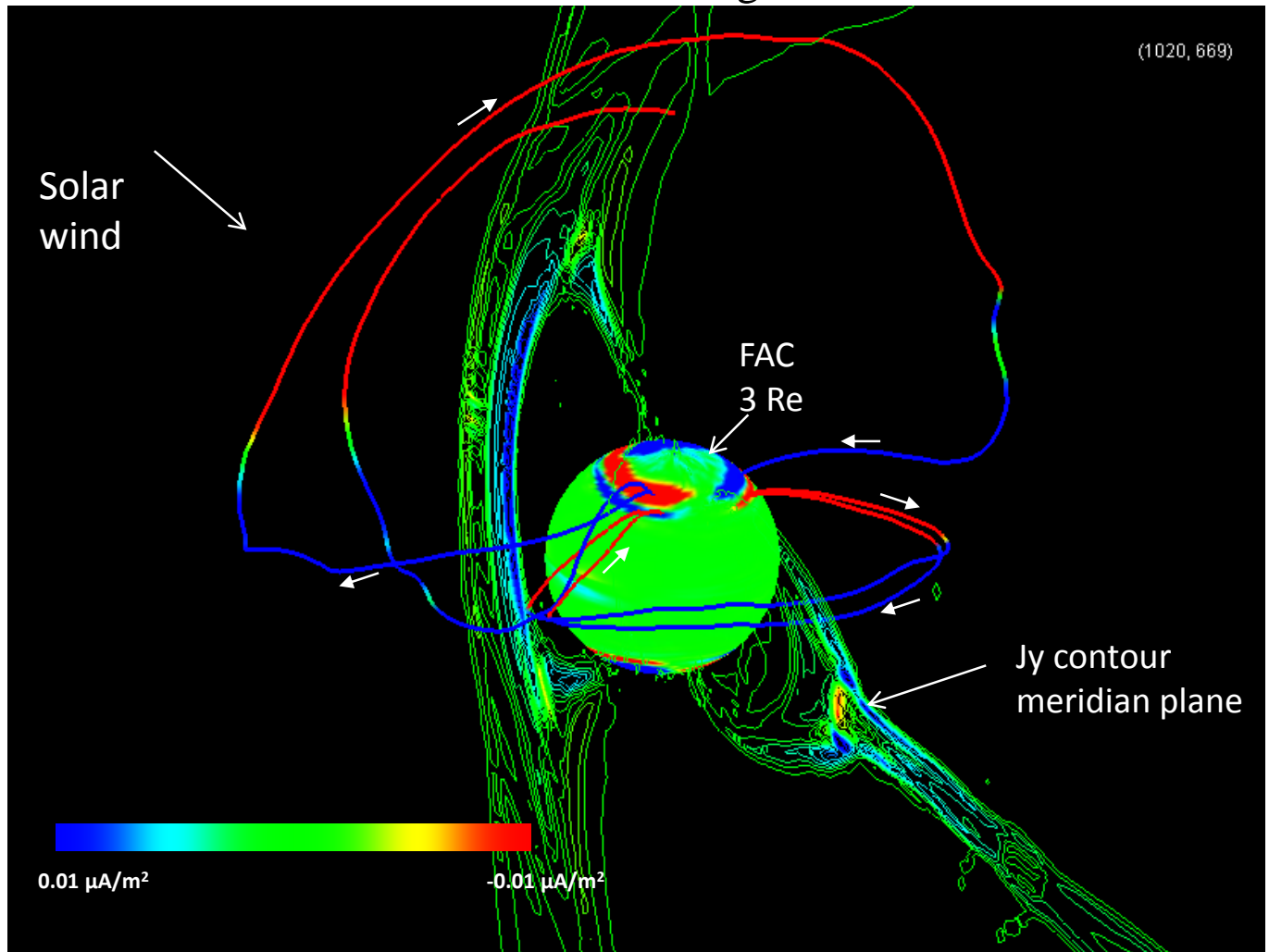
Figure

Plasma flow velocities

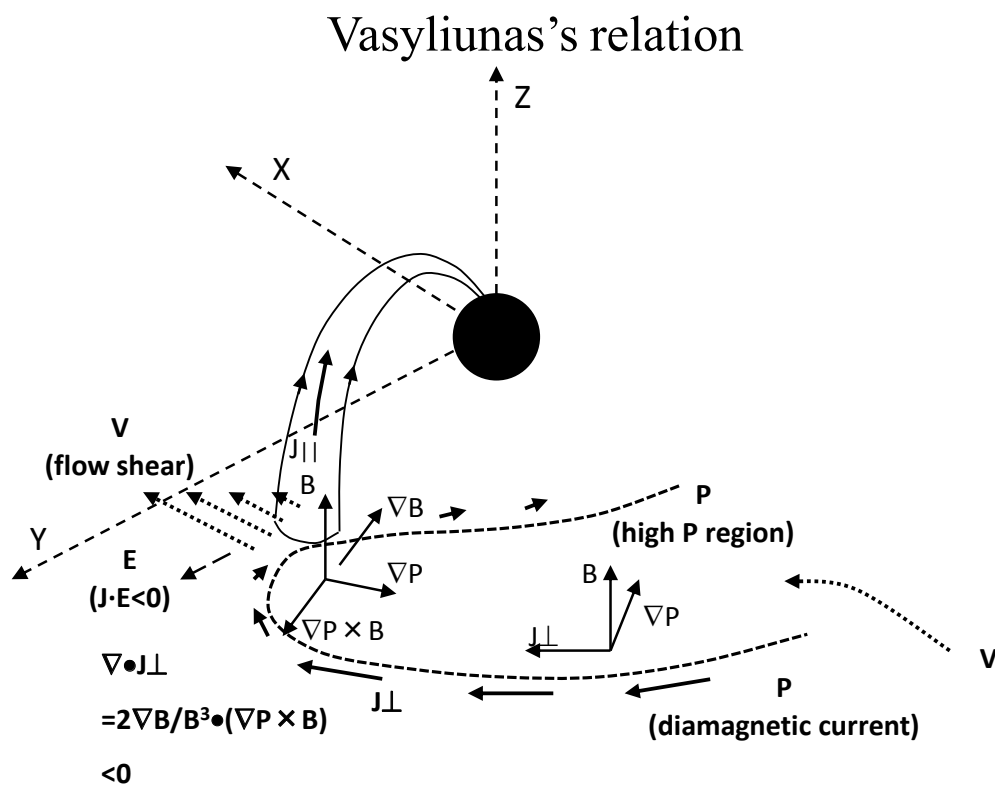


Figure

Simulated field aligned current

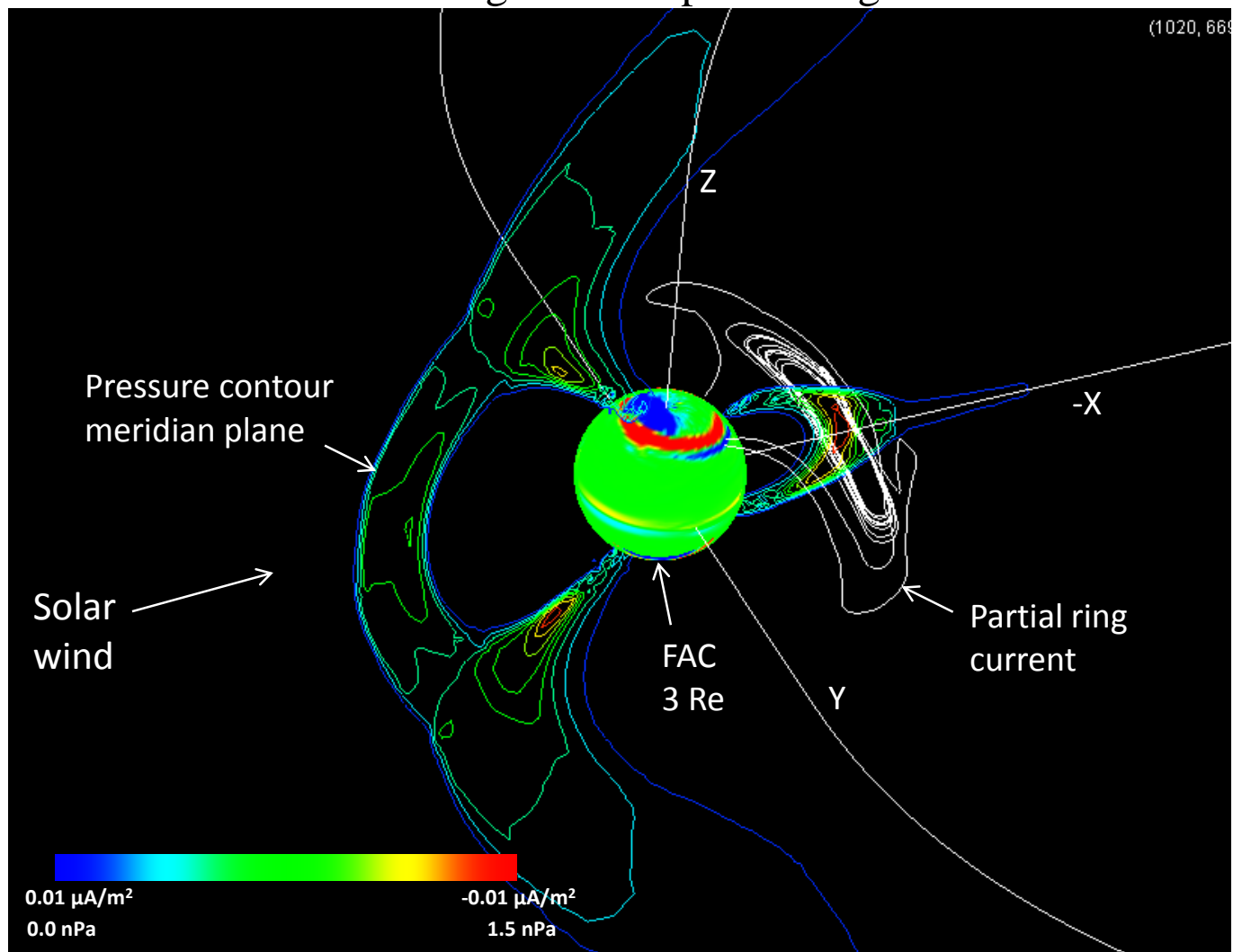


Figure



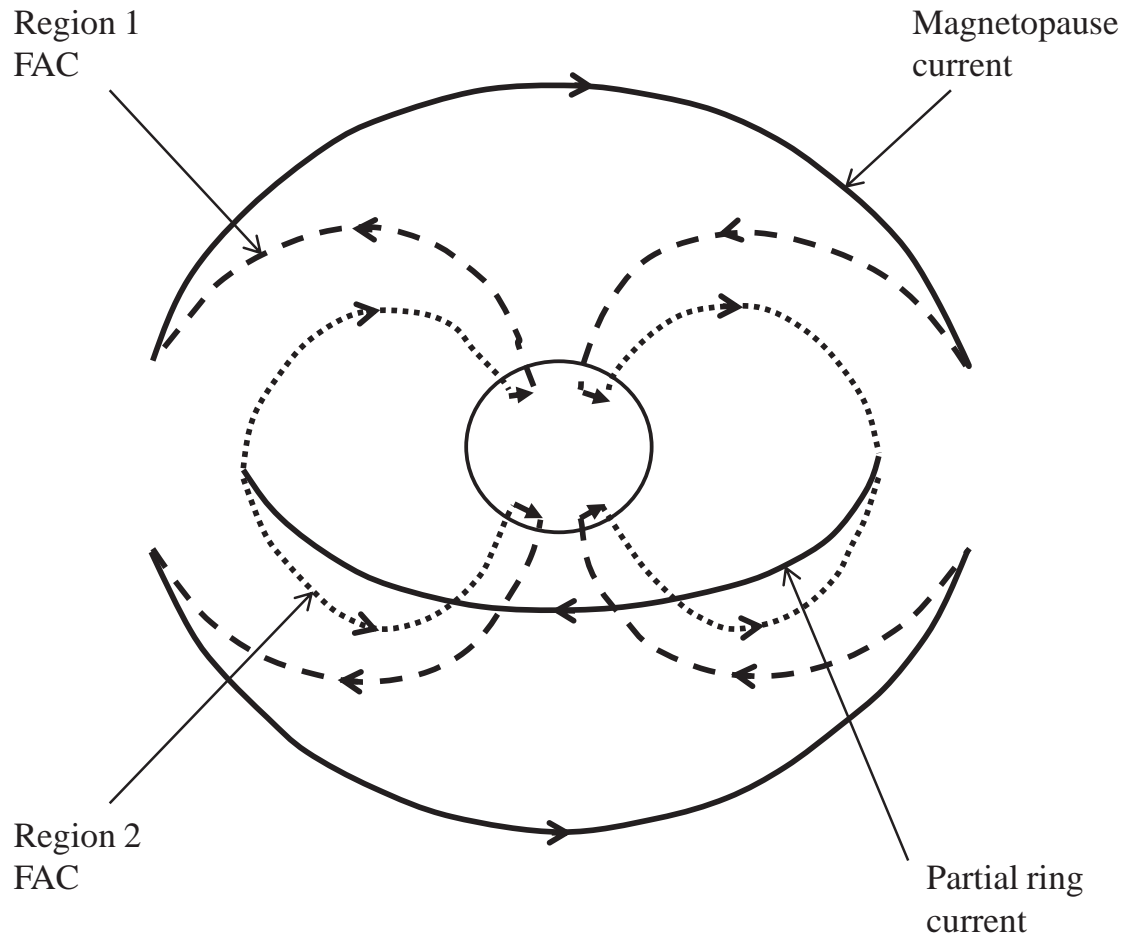
Figure

Plasma regimes and partial ring current



Figure

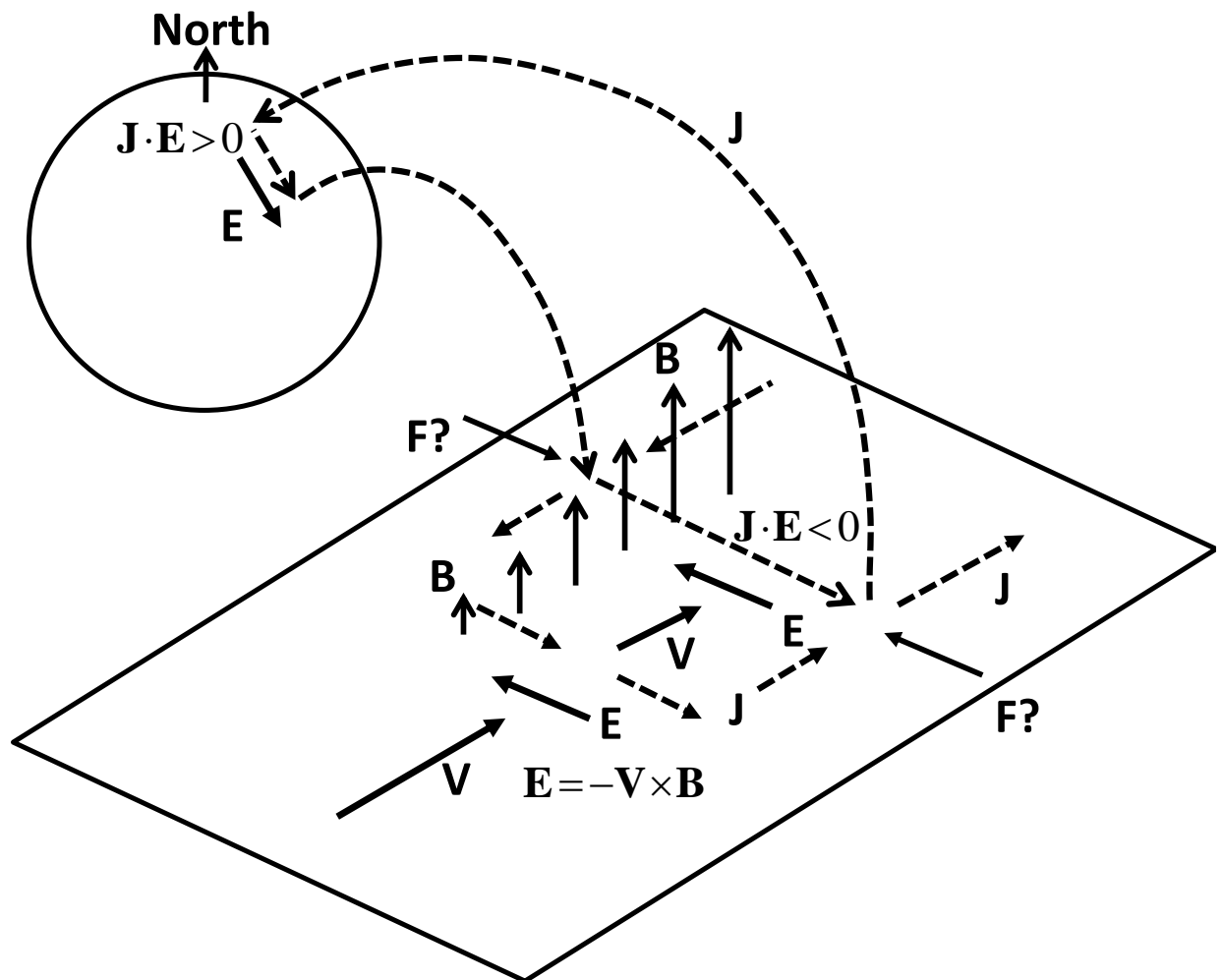
Field aligned current system



Cowley (2000)

Figure

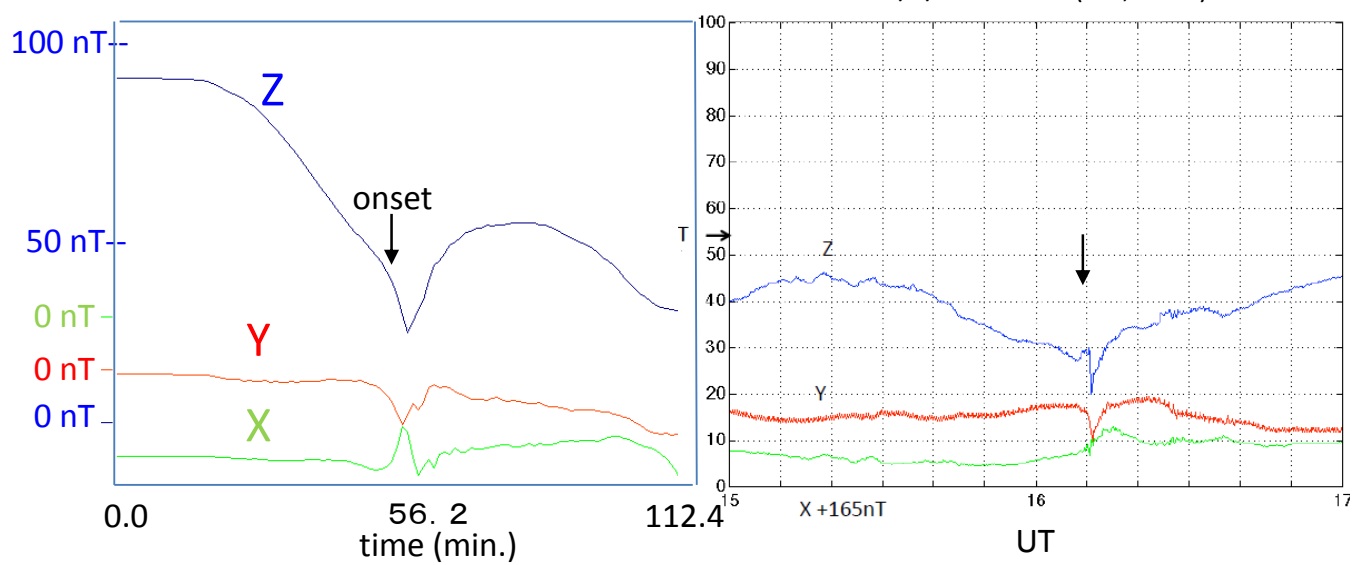
Bostrom's type 2 current system



Figure

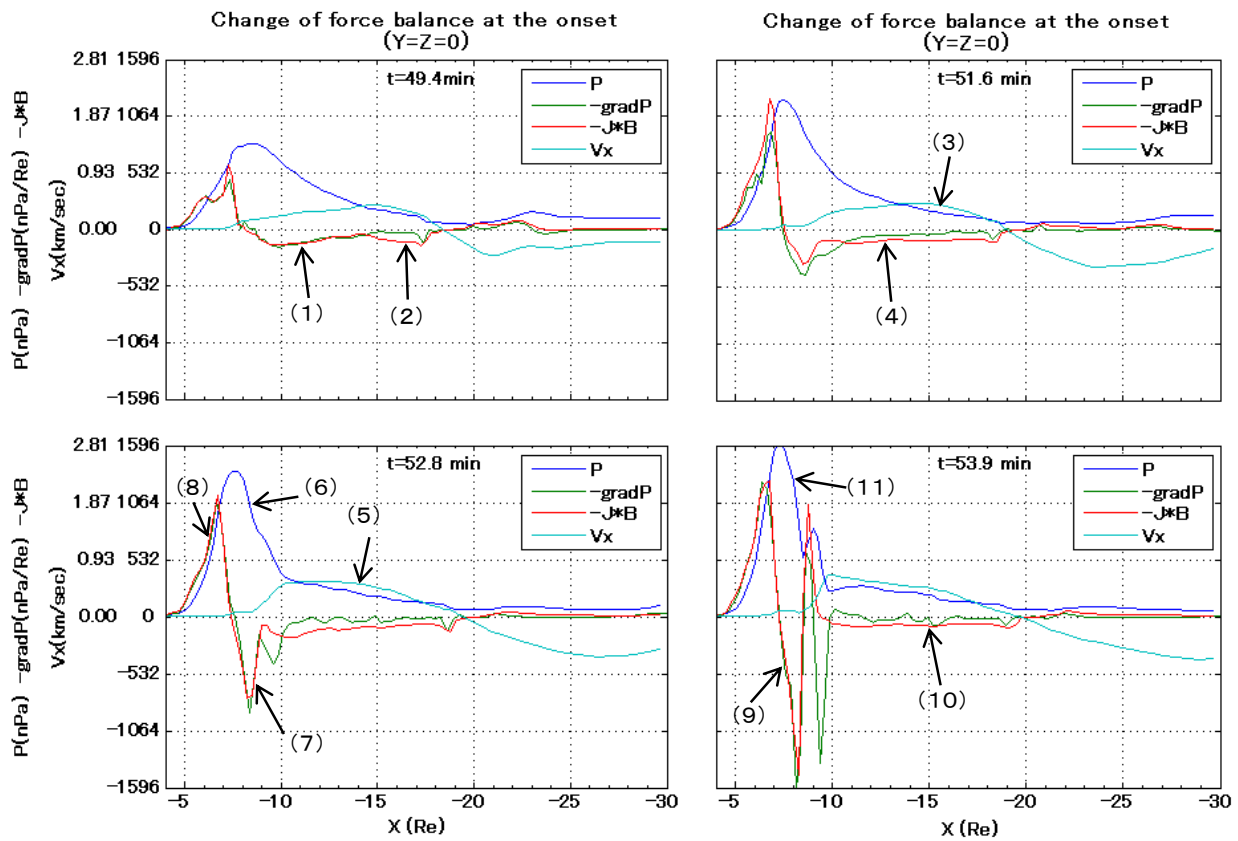
Simulated (left) and observed (right) dipolarization and D deflection
(geosynchronous orbit)

2008/4/13 ETS-VIII (Eto, 2012)



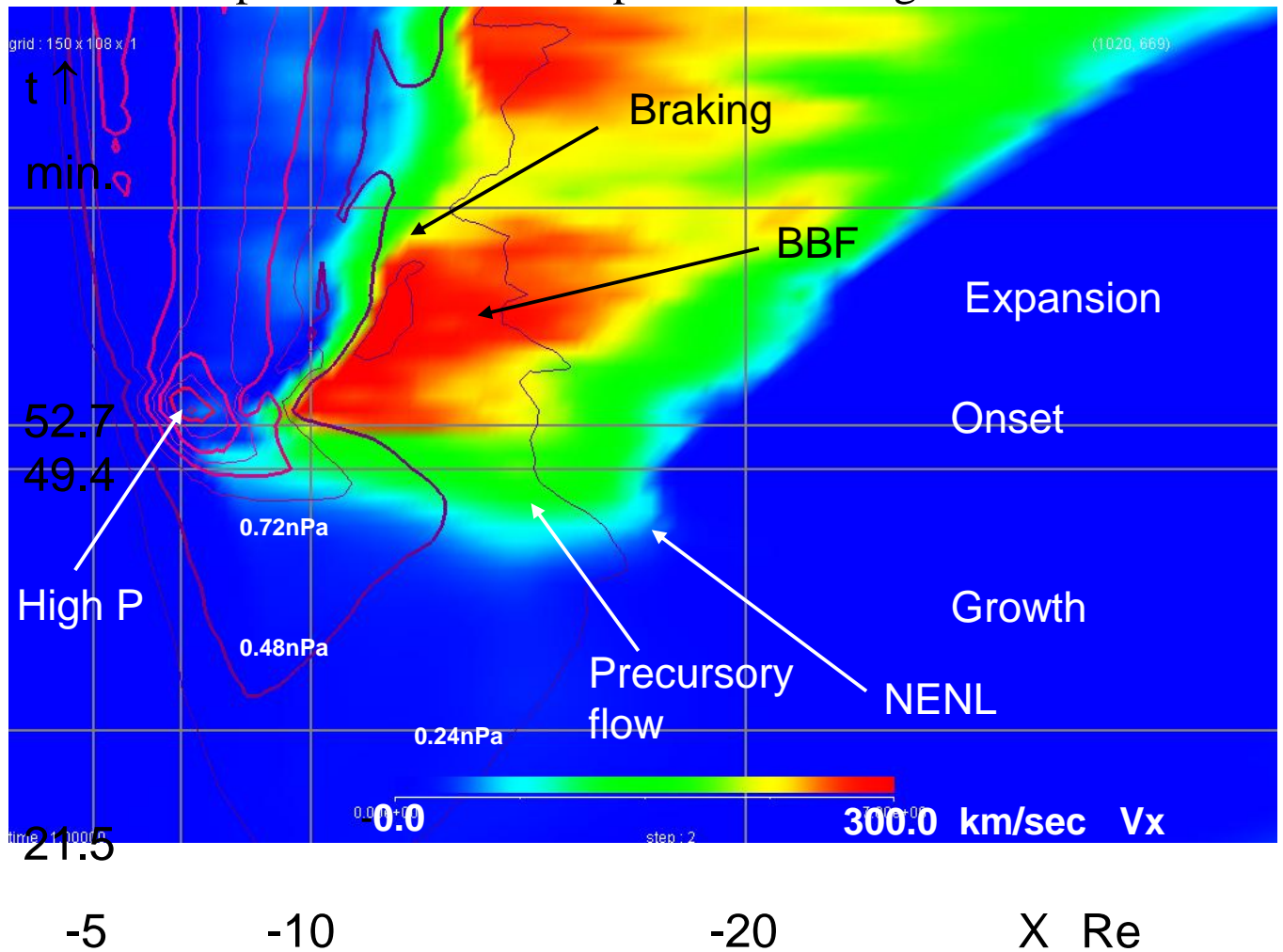
Figure

Plasma sheet force balance showing the state transition



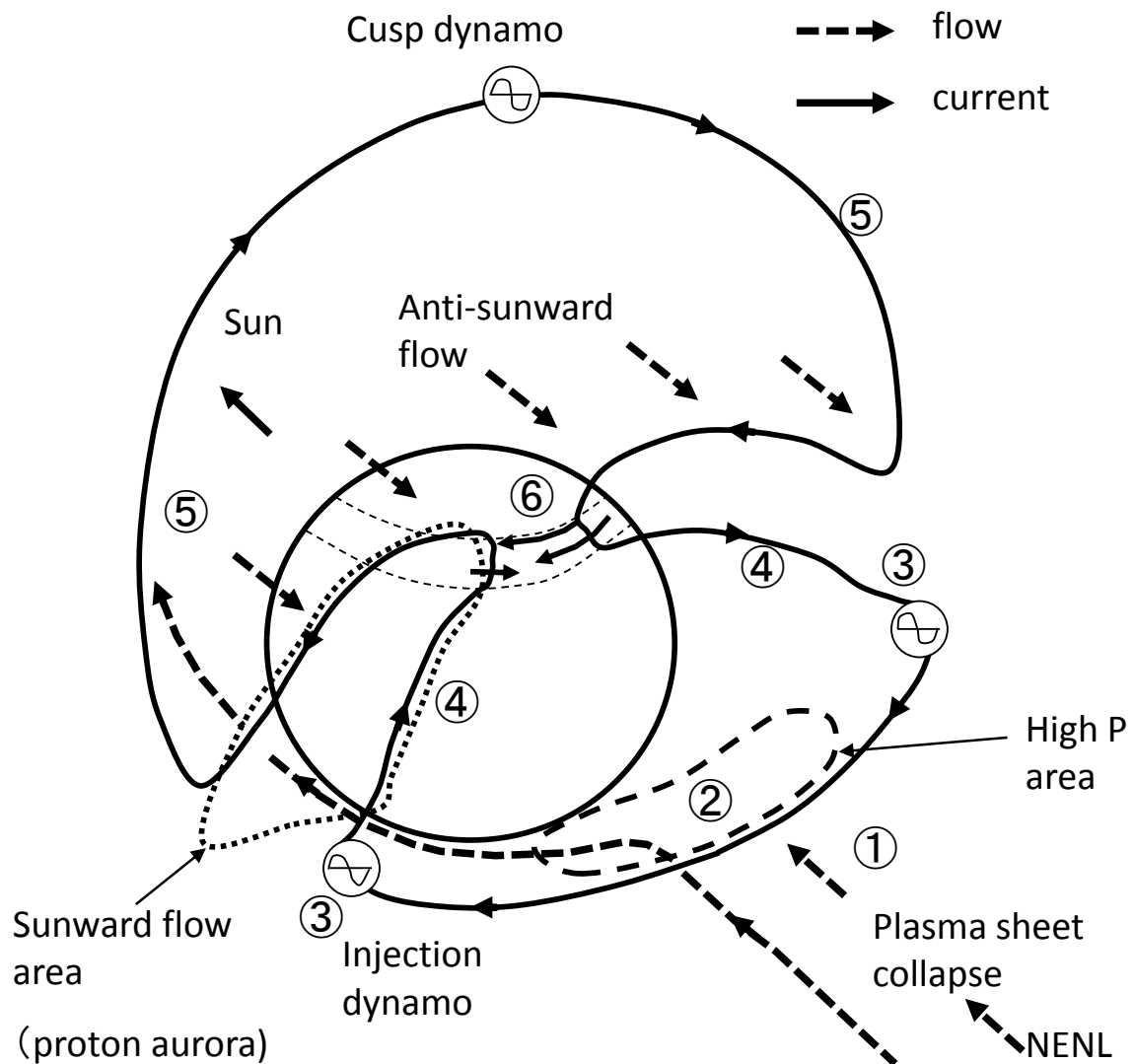
Figure

Developments of flow and pressure during the substorm



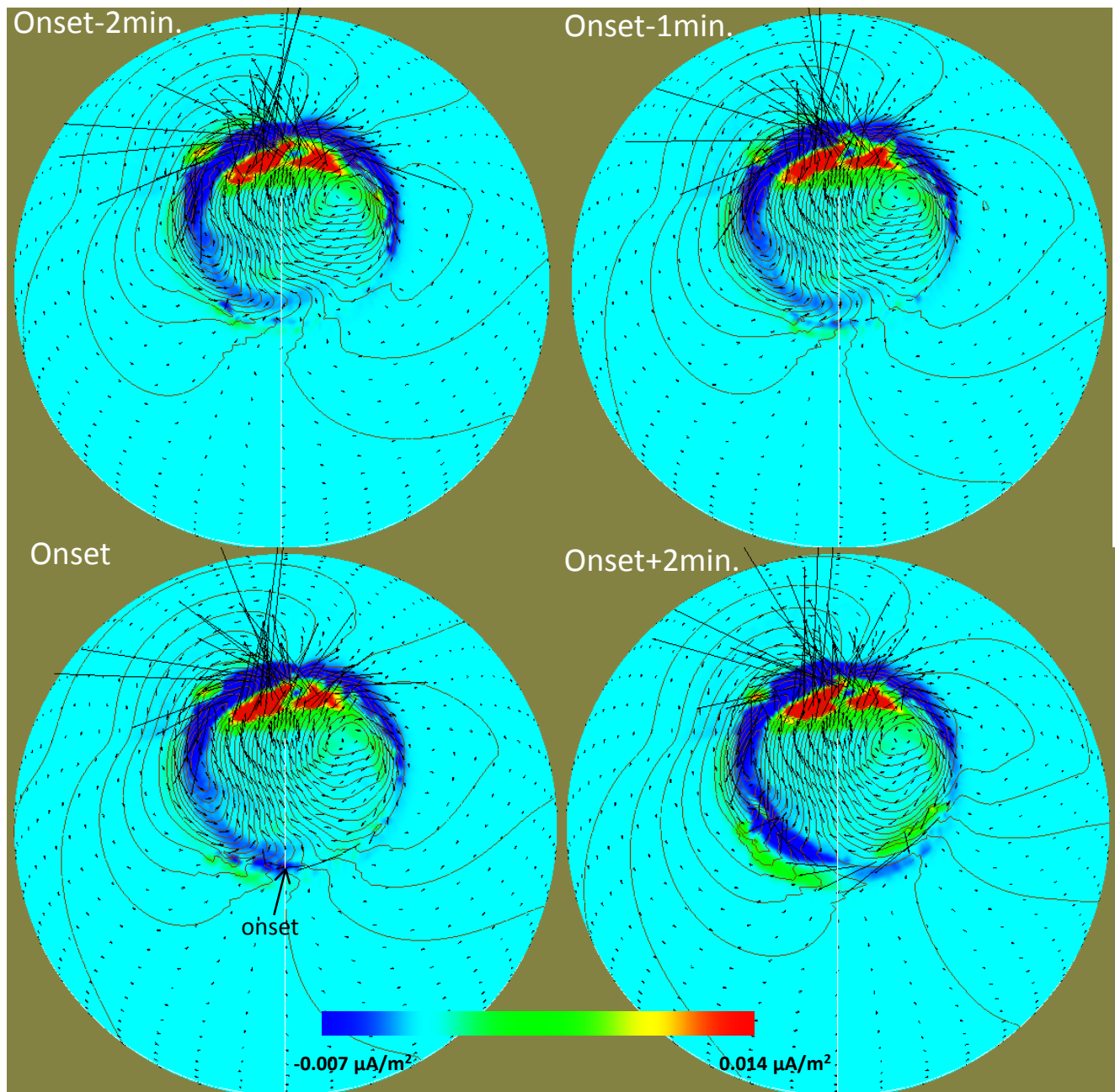
FigFigure

Region 2 current driven model of the substorm



Figure

Simulated substorm onset



Figure

宇宙天気としての熱圏・電離圏変動の研究

藤原均¹、三好勉信²、陣英克³、品川裕之³、野澤悟徳⁴、小川泰信⁵、東尾奈々⁶

1. 成蹊大学 理工学部 2. 九州大学 大学院理学研究院 3. 情報通信研究機構
4. 名古屋大学 太陽地球環境研究所 5. 国立極地研究所 6. 宇宙航空研究開発機構

1. はじめに

地球大気の領域は、気温の高度分布にしたがって、下方から対流圏、成層圏、中間圏、熱圏と分類される。熱圏は、およそ高度 90-100 km より上空の大気上端の領域である。太陽からの X 線や紫外線、また極地方では磁気圏から飛来する粒子の降り込みによって熱圏大気の一部は電離している。このことから、電子密度の高度分布に基づいて熱圏とオーバーラップするかたちで電離圏領域が定義されている。

熱圏・電離圏は、我々が暮らす対流圏とは大きく異なる。例えば、米国標準大気モデルによれば、高度 300 km では気圧は 8.77×10^{-8} hPa(地表面気圧の 100 億分の 1 程度)となっており極めて希薄な大気しか存在しないことがわかる。また、昼夜の気温差による気圧傾度やオーロラ現象に伴う極域加熱などによって常に数 10～数 100 m/s の風が吹く領域でもある。熱圏・電離圏は、太陽活動やオーロラ活動(地磁気活動)の影響を強く受ける一方で、近年、下層大気からの影響によっても大きく変動していることが明らかとなった。

高度から考えると、熱圏・電離圏は一般社会で言う「宇宙」であり、大気科学的には大気分子が流体としての振る舞いを示す「大気領域」でもある。この宇宙と地球大気のどちらでもある領域は、実社会との関わりでは、地上・地上間、地上・宇宙間、宇宙・宇宙間での電波通信において極めて重要な領域となっている。熱圏・電離圏の変動は Global Positioning System (GPS)による航空機や船舶の測位に極めて重大な影響を及ぼす。また、熱圏・電離圏は、低高度を周回する人工衛星の飛翔領域でもあり、磁気嵐の際に人工衛星に働く大気摩擦の増大によって人工衛星の姿勢制御を不能・困難とする可能性を有していることから、今後の高度な宇宙利用、宇宙機の運用に際して重要な領域になるものと考えられる。

2. 宇宙天気研究としての熱圏・電離圏の研究課題

高度な宇宙利用が促進されるにつれて、熱圏・電離圏の現象は宇宙天気としての重要性を増している。宇宙天気研究としての熱圏・電離圏の研究課題の例をあげると、例えば以下のようなものが考えられる。

- ・電離圏電子密度変動の予測

電離圏嵐の予測、高緯度でのオーロラ(地磁気)活動変化に伴う変動予測、低緯度でのプラズマバブルの予測、これらの変動の通信等への影響評価

- ・熱圏大気質量密度の時空間変動の理解

局所的な密度増大・減少の把握、太陽フレア・磁気嵐に際しての密度変動の理解、数値モデルによる季節変化の再現、高度 150-250 km の範囲での観測の推進と信頼度の高い統計モデルの構築、宇宙機への大気ドラッグの影響評価

- ・原子状酸素の時空間変動の理解

局所的な密度増大・減少の把握、太陽フレア・磁気嵐に際しての密度変動の理解、高度 150-250 km の範囲での観測の推進と信頼度の高い統計モデルの構築、宇宙機の表面素材への影響評価

以下では、熱圏大気質量密度の変動に関して、これまでの研究の経緯と今後の可能性について述べることとする。

3. 宇宙物体に対する熱圏大気密度の影響と大気密度計測

熱圏大気質量密度の重要性が強く認識されたのは、米国の宇宙機である Skylab の再突入時であると思われる。当時、モデルから推定した質量密度を用いた再突入の時間・軌道予測は、実際とは大きく食い違う結果となった。NORAD が 1979 年 4 月に行った予測では、再突入は 6 月 11 日から 7 月 1 日の間というものであったが、実際は 7 月 11 日であった(例えば、<http://www.ips.gov.au/Educational/> を参照)。

日本では、天文衛星の「あすか」の事故が代表的な事例としてしばしば取り上げられる。また、2011 年には米国の UARS、ドイツの ROSAT の落下が相次いで報道されたが、これらについても落下時刻、場所は直前まで不明であった。

熱圏大気質量密度の初めての計測は、人工衛星に働く大気ドラッグによる人工衛星の周回周期変化から推定したものであった(例えば、King-Hele, Nature, 1959)。現在でも、宇宙物体の軌道情報に基づいて大気質量密度を推定する試みが行われている。例えば、過去の軌道データを用いて、熱圏大気質量密度の 30 年程度のスケールでの時間変化を推定し、超高層大気の寒冷化との関係を議論している研究例もある(例えば、Keating, GRL, 2000)。

近年、高精度の加速度計を搭載した人工衛星 CHAMP(2000 年 7 月 15 日打ち上げ、2010 年 9 月 19 日ミッション終了)による熱圏大気質量密度計測は、これまでにない詳細な観測データを 10 年もの長きにわたって蓄積した(CHAMP の詳細は、http://op.gfz-potsdam.de/champ/index_CHAMP.html を参照)。図 1 は、CHAMP による磁気嵐時の高度約 400 km における熱圏大気質量密度の時空間変化の観測例(2003 年 10 月 29-31 日)を示したものであ

る(Liu et al., JGR, 2005)。磁気嵐に伴う高緯度へのエネルギー流入に伴って密度増大が起こり、それらが低緯度へと広がる様子や、局所的な密度分布が詳細に捕らえられていることがわかる。

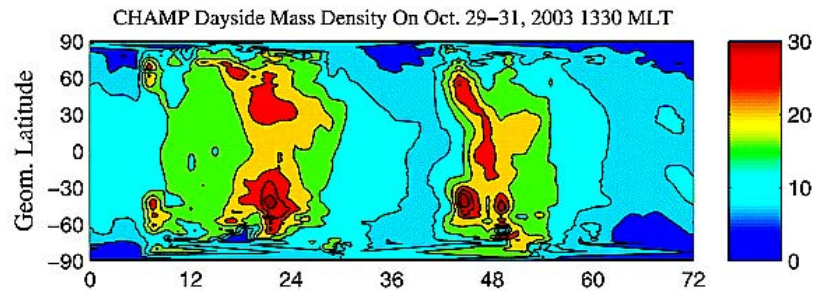


図 1. CHAMP による磁気嵐時の熱圏大気質量密度の観測例 (Liu et al., 2005)

図 1 の磁気嵐時における CHAMP の軌道に沿っての質量密度(高度 400 km での値に換算済み)の変動を図 2 に示す(2003 年 10 月 29 日のデータ)。図 2 では、質量密度が激しく変化する様子をさらに詳細に知ることが出来る。

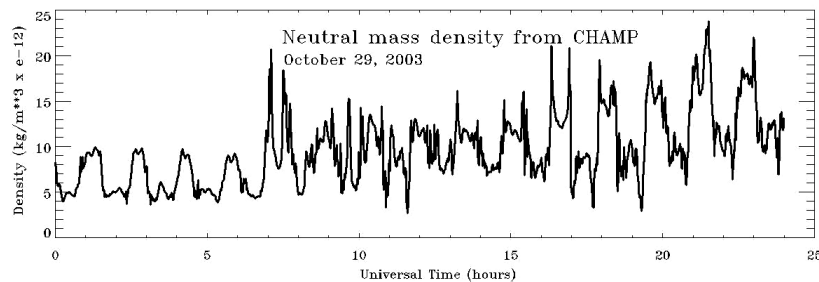


図 2. 2003 年 10 月 29 日における質量密度変動。CHAMP の軌道に沿っての値。

CHAMP による観測から、高精度加速度計を搭載した人工衛星による熱圏大気質量密度の計測が極めて有効であることが示された。CHAMP では 10 年間のデータの蓄積があるものの、残念ながら観測高度は 400 km 付近に限られている。今後、同様の衛星ミッションを様々な高度を対象として実施することが望まれる。また、超高層大気の寒冷化の問題と関連して、長期にわたって質量密度をモニターする試みも重要である。CHAMP 後のミッションにより、同様の高度領域での密度計測を継続することも必要である。

4. 数値モデルを用いた熱圏・電離圏研究の試み

当研究グループでは、全大気領域を包含する大気モデルと電離圏モデルとを統合した数値モデルの開発に成功した(Jin et al., JGR, 2011)。現在、同モデルは Ground-to-topside model of Atmosphere and Ionosphere for Aeronomy (GAIA)と名づけられ、下層大気が上

層大気に与える影響等を調べるために様々な数値シミュレーションを実施している。図3にGAIAでの計算例を示す(Miyoshi et al., JGR, 2011)。上図は高度400 kmでの熱圏大気質量密度の分布、下図は高度300 kmでの原子状酸素の混合比の分布である。

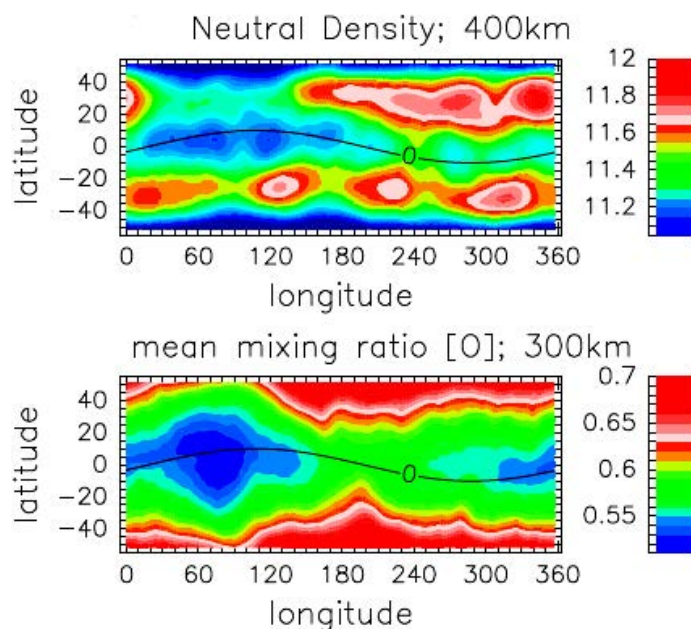


図3. GAIAによる高度400 kmでの熱圏大気質量密度の分布(上図)、高度300 kmでの原子状酸素の混合比の分布(下図)の計算例 (Miyoshi et al., 2011)。

この計算では、CHAMPによる観測結果として報告されてきた、磁気赤道をはさんでの大気質量密度のダブルピーク構造や、その南北非対称構造をよく再現している。GAIAでは、局所的な構造や、それらの時間変化、変動予測など、従来の統計モデルでは限界であった大気密度推定の実施を目指している。

5. まとめ

熱圏・電離圏領域は、宇宙空間へと飛び出す宇宙機にとっての宇宙への玄関口であると同時に、人工衛星や宇宙ステーションが飛翔する「宇宙環境」そのものでもある。さらに、地上・宇宙間での通信において電波が伝播する領域であることから、「宇宙天気」として様々な変動を捉えていく必要がある。

宇宙利用が促進されるにつれ、熱圏での大気密度変動の把握は重要な課題となりつつある。国内外の様々な観測(プロジェクト)が互いに連携し、また数値モデルによる現象の予測、将来予測のための研究を進める必要がある。

スペースデブリの発生とその対策

JAXA 安全・信頼性推進部

加藤 明

1. まえがき

宇宙活動において、「宇宙のごみ」（以下「デブリ」）の発生を防止する取り組みは、国連や国際標準化機構が推奨するガイドラインや規格類、並びに宇宙先進国政府あるいは公的機関が発行する標準書等にて進められており、各国の関係者それぞれが可及的速やかに実行に移す必要がある。特に、ここ数年間の増加傾向が今後も継続すれば、宇宙活動を持続することがいずれはかなり困難となるほどである。このような悪化した軌道環境では、デブリの被害に対して積極的に信頼性と安全性を確保する必要がある。衛星・ロケットの品質を運用終了まで維持する信頼性、運用終了時点での廃棄処置を行うことの信頼性は、デブリ衝突による故障発生確率を含めて保証されるべきである。

2. 環境の状況

1957年に人類が宇宙へのアクセスを開始して以降、毎年衛星やロケットが軌道に投入され、その中の多くの物体が数十年間軌道に滞在し続ける。それに加えて衛星やロケットの破砕事象により多量の破片が発生している。発生したこれらデブリの数量は自然に落下する数量を凌ぐのでこれらデブリは増加しつつ付ける。図-1は米国が地上から観測し、軌道を公表している物体の毎年の増減を示すものであるが、2012年時点でこのように地上から観測できるものだけでも16,000個（軌道が公表されていない物体も含めれば22,000個）が蓄積されている。

3. 衝突被害

これらのデブリが軌道上の衛星等に衝突する頻度は軌道特性（高度、傾斜角度）や衛星等の形状特性に依存する。図-2はNASAの解析ツール（Debris Assessment Software-2）にて求めたもので、単位面積当たりの毎年の衝突数を軌道高度に沿って示したものである。

衝突の被害モードは、10cm以上のデブリでは衛星は粉砕し、1cm以上では致命的な不具合を起こし、1mm未満でも脆弱な機器に衝突すれば貫通し、時には内部発火による破裂を引き起こすことになる。

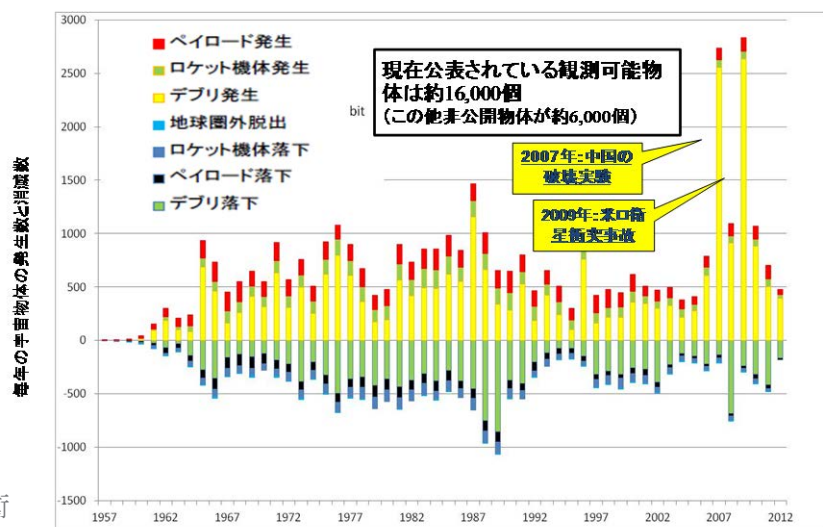


図-1 地球回帰物体の毎年の発生と消滅状況
(データ出典: 米国防務省・統合宇宙運用センター
Satellite Situation Report/Space-Track/USSTRATCOM, @June 25, 2012)(処理責任: 加藤)

4. デブリの発生原因

軌道上物体の構成割合を図-3に示す。これはESAが2011年2月の国連COPUOS/STSC会合に報告した数値をベースに作成したものである。

デブリ対策はこれら発生原因毎に必要な。例えば破砕破片については意図的な破壊行為の禁止や爆発事故の防止、放出部品については放出しない設計を推奨すること、衛星やロケットの残骸については運用終了後に所定の期間内に有用な軌道から排除されるように管理することが望まれる。このような考えが世界のデブリ規制のベースになっていると考えてよいであろう。

表-1は世界の主なデブリ規制文書の要求事項の一覧である。

IADCガイドラインは先進国宇宙機関が合意したものとしては初めてのガイドラインである。これが国連ガイドラインのベースとなっている。

国際標準化機構 (ISO) も ISO-24113 を制定している。JAXA は 2011 年にそれまでの JMR-003A「スペースデブリ発生防止標準」を B 改訂してこの ISO 規格を包含した要求としている。ISO ではこの ISO-24113 規格の他に図-4に示す多くのデブリ関連規格を制定中である。しかし、これらの規格の中には単に上位規格の内容を繰り返すだけのものもある。筆者はこれらすべての規格を包含した解説書を提案して各国と調整中である。この解説書によればシステム設計者、各サブシステムの設計者がそれぞれ何をすれば良いか把握できる。

軌道上物体の衝突頻度

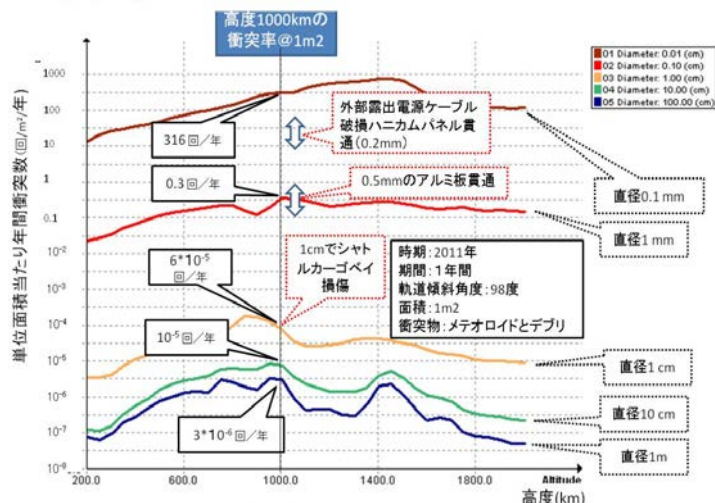
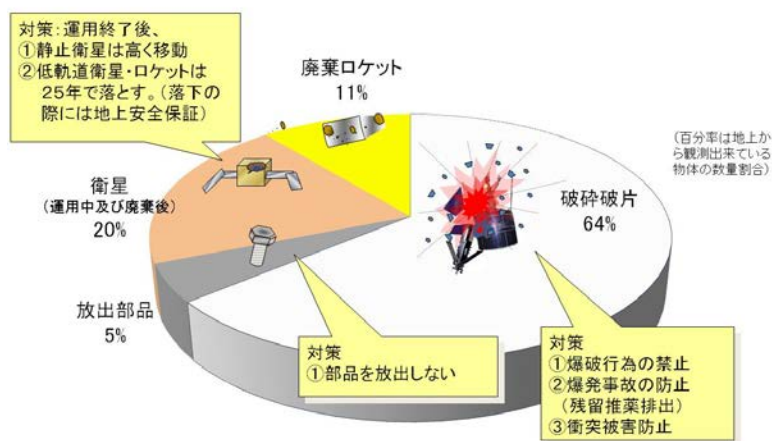


図-2 軌道高度毎のデブリ衝突頻度



出典：数量割合はESAの2011年2月の国連COPUOS/STSCへの報告より

図-3 軌道物体の構成状況

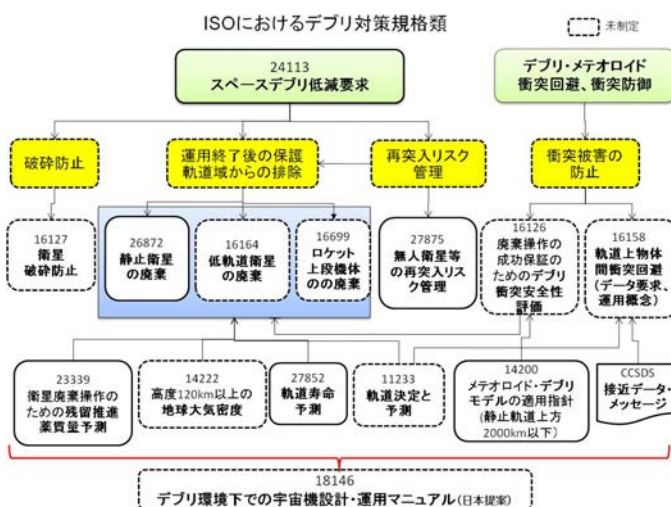


図-4 ISOにおけるデブリ関連規格

表-1 世界のデブリ発生防止規定

	低減策	IADC ガイドライン	UN ガイドライン	国連標準化機構 (ISO-24113)	NASA (NPR 8715.6A & 8719.14)	欧州行動規範	JAXA (JMR-003B)
部品の放出	部品類放出抑制	○	○ (Rec-1)	○	○>1mm	○	○
	固体モータ残渣物			○		スラグ<1mm	○
	火工品			燃焼生成物<1mm		破片<1mm	燃焼生成物<1mm
軌道上破碎	破壊行為禁止	○	○ (Rec-4)	○	100 object-years	○(SD-DE-04)	○
	運用中の事故	○	○ (Rec-2)	爆発確率<10 ⁻³	爆発確率<10 ⁻³	爆発確率<10 ⁻⁴	爆発確率<10 ⁻³
	残留推進薬放出等	○	○ (Rec-5)	○	一般的に要求	○	○
衝突	大型物体衝突回避	○	○ (Rec-3)		他文書で規制	○	○
	小型物体衝突対策	○			リスクの評価	他文書で対策推奨	○
運用終了後の処置	静止軌道	リオービット距離 ITU推奨式 離心率<0.003	○ (Rec-7)	ITU推奨式 離心率<0.003 成功確率>0.9	8715: +300km 8719: ITUの式 離心率<0.005	ITU推奨式 成功確率>0.9	ITU推奨式 離心率<0.003 成功確率>0.9
	GEO下側保護域	-200 km			GEO - 500 km	-200 km	-200 km以下
	低軌道・中高度軌道	軌道滞在期間短縮 (25年以内)	○ (Rec-6)	残存<25年 成功確率>0.9 100年不干渉	全期間<30、 EOL残存<25年 成功確率>0.9	残存<25年 成功確率>0.9	残存<25年 成功確率>0.9
		墓場軌道への移動		○	2,000 - 19,700 km 20,700-35,300 km	○	○
		軌道上回収	○		○		○
		再突入時地上被害	○	○ (Rec-6)	○	○(Ec<10 ⁻⁴)	○(Ec<10 ⁻⁴)

5. 破碎現象の内訳

図-3 では軌道上物体の 64%が破碎破片となっている。図-5 は破片の発生源について分類したものである。意図的破壊、運用終了後の推進系の爆発、不具合による破碎が三大原因である。

図-6 は破碎したロケット・衛星が打ち上げられた年と破碎を発生させた年の関係を示したものである。最も多い意図的破壊は 1964 年から 2008 年迄米ロを中心に行われてきたが、基本的には 1993 年でほとんど終了している。2007 年の中国とそれに引き続く 2008 年の米国の破壊は冷戦とは別の枠でとらえるべきである。

将来予測としては冷戦構造の終結を考えれば意図的な破壊は今後は起きそうもない。中東あるいはアジア地域で新たな宇宙軍拡が繰り返される懸念がないとは言えないが、国連勧告が次第に整備されてきている現在、かつての頻度での繰り返しはないものと期待したい。

推進系の爆発事故は酸化剤と燃料が共通隔壁で仕切られ他構造のロケットで多発したものである。近年ではタンクの分離化が進められているか、残留推進薬の排出が勧告されており、この種のロケットの新たな打上げは先進国に関しては多くは無いと考えられる。新規参入者にこの経験が継承されなければ再発の恐れはある。

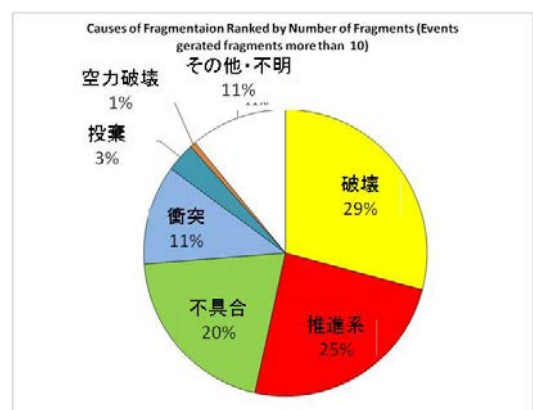


図-5 破片の発生数による発生原因の分布
(破片発生数が10個以上のイベント)

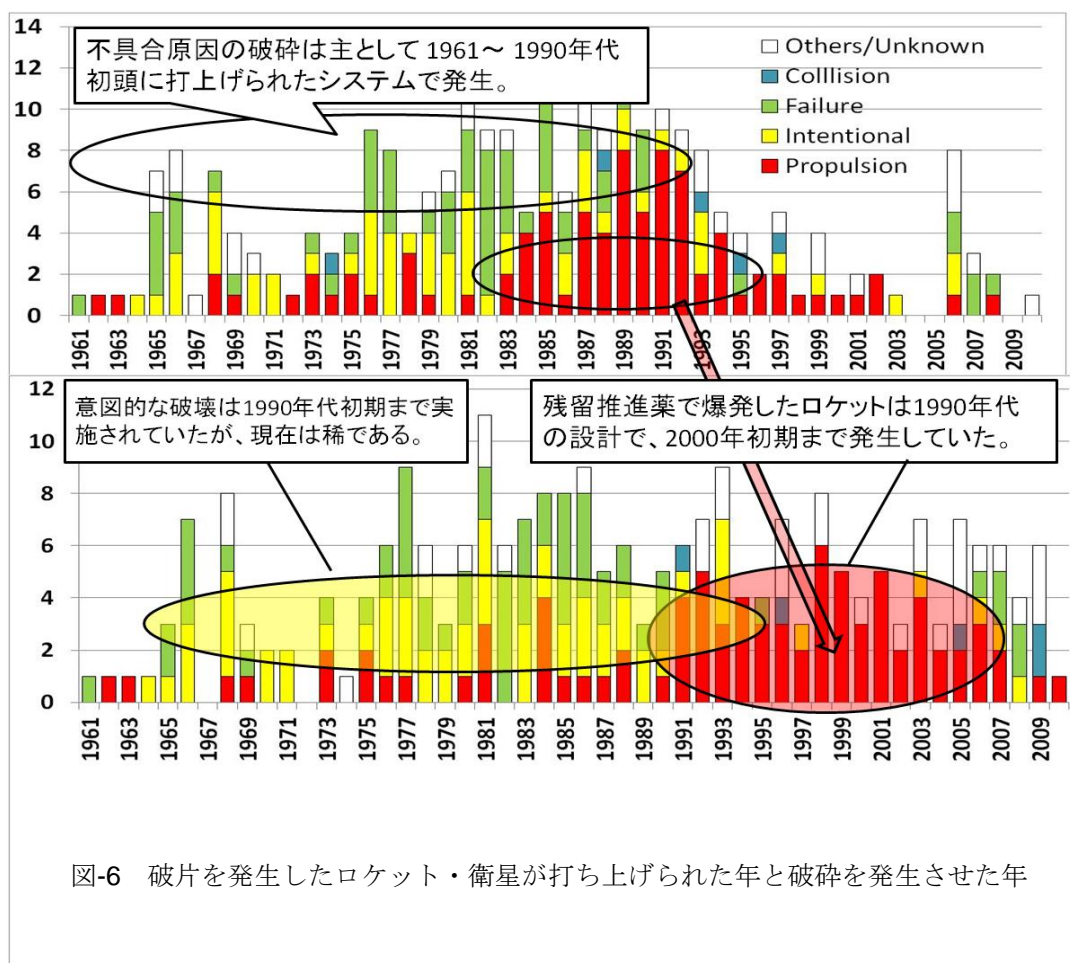


図-6 破片を発生したロケット・衛星が打ち上げられた年と破砕を発生させた年

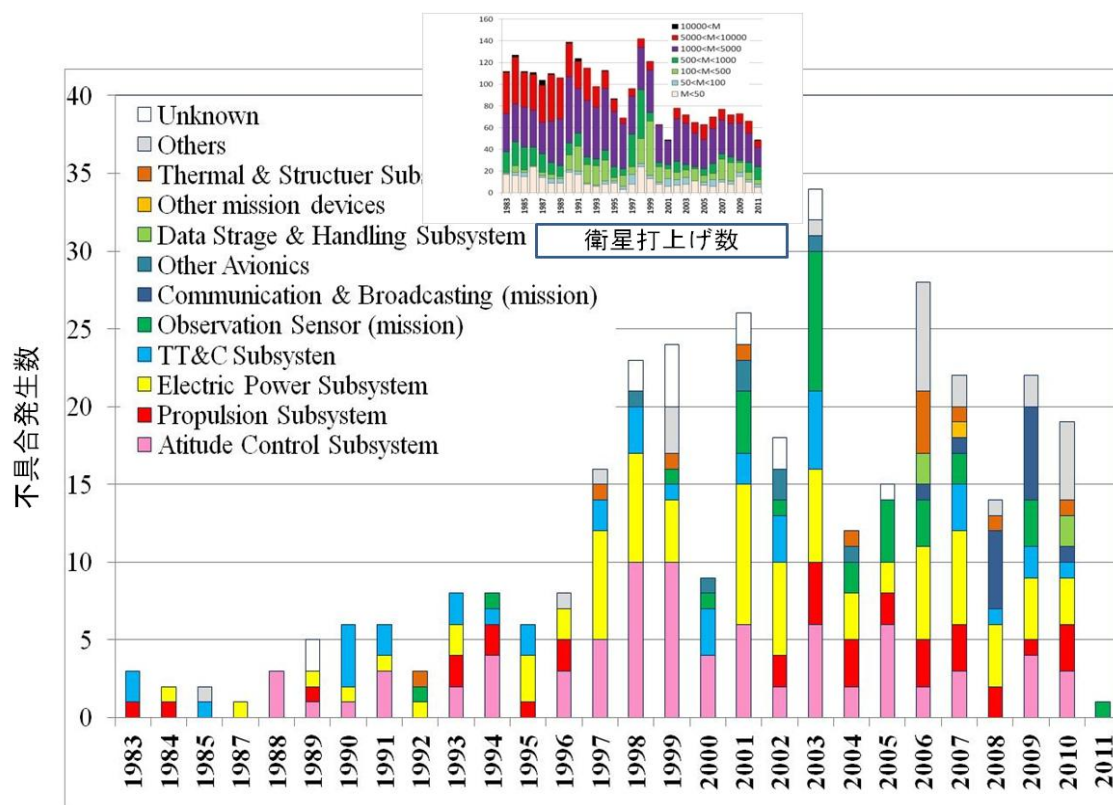


図-7 毎年の不具合発生数とサブシステム分類

三大原因の最後の不具合については、図-7に示すように21世紀になって世界の衛星打上げ総数が半減したにも関わらず不具合発生数は減少していない。不具合数がそのまま破砕数ではないがバッテリー、推進系の不具合は破砕に結びつきやすい。これも新規参入者が不十分な技術・品質管理で繰り返さないことが重要である。

6. まとめ

デブリの発生防止については過去の反省の下に、国連、IADC、ISO等国際機関でガイドラインや規格が制定され、今後の衛星国際調達や打上げサービスに適用されることで徹底されることが期待できる。とくにアリアンロケット、ソユーズ及びベガの打上げサービスを行うフランスが自国の領土から打上げる衛星に国内法を適用すると宣言したこともあり、衛星調達市場ではデブリ対策が徹底されているか否かで差別化が進み、この流れに乗れない衛星メーカーは脱落の方向に迫いやられることになろう。

このような楽観的な観測の一方、現在のデブリ低減規格が品詞・信頼性のベースとなる管理手法については当然のこととしてほとんど言及していないことが懸念される。この意味で今後宇宙開発に参入してくる国あるいは企業、大学などが不具合による破砕を発生させてくる可能性は否定できない。新規参入者が、先進諸国が蓄積してきた経験・技術を如何に継承できるかが今後の動向を左右すると考えられる。この意味で、国際規格を発行するISO等の貢献が期待される。

Doc. #: JGM1-12 0421A

第9回宇宙環境シンポジウム

微小デブリ観測システム ／センサの検討

IHI 泉山 卓, 樋川治, 大塚健功
JAXA 松本晴久, 奥平修, 柳沢俊史
九州大学 花田俊也, 田川真

IHI Corporation**IHI**
Realize your dreams

目次

IHI
Realize your dreams

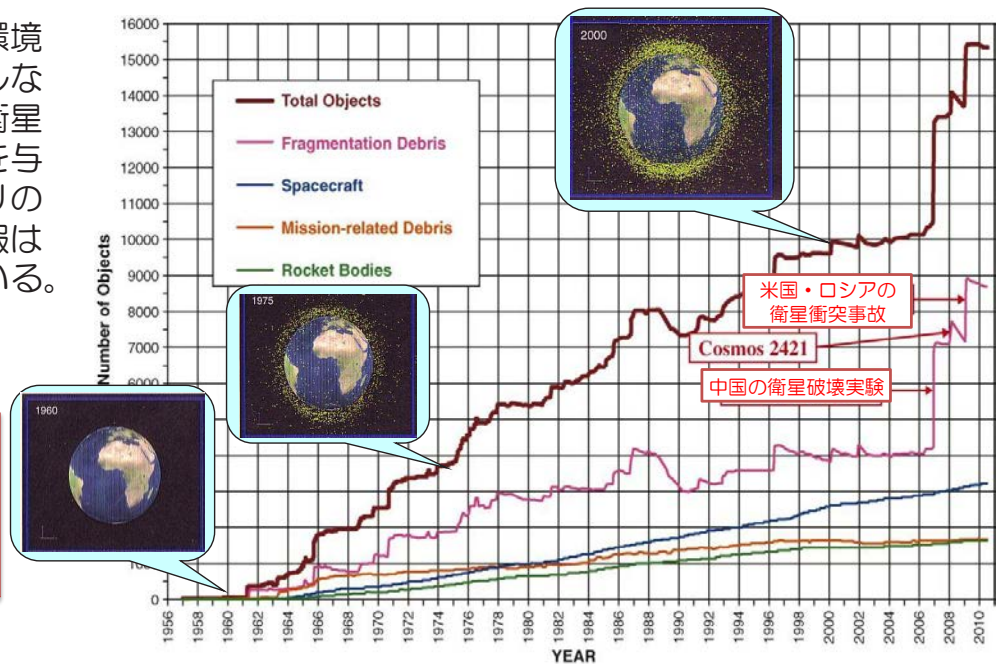
1. はじめに
2. 軌道上観測システム概念
3. 既存衛星搭載カメラでの撮影結果・分析
4. 光学観測用カメラ仕様
5. 軌道上観測データ処理システム
6. シミュレーションによる軌道決定実現性評価
7. まとめ
8. 今後の計画

= 謝辞 =

1. はじめに

- 2009年2月のイリジウム・コスモス衛星の衝突事故により、衛星同士の衝突が現実のものとして認識されるようになった。
- 低軌道デブリ環境はクリティカルな状態であり、衛星に重大な影響を与える宇宙デブリの位置・軌道情報は重要になっている。

16,038個の
軌道上物体
[2010年12月1日現在]
(地上から観測追跡可能な
物体のみ)



J.-C. Liou and P. D. Anz-Meador, An Analysis of Recent Major Breakups in the Low Earth Orbit region, 27. Sept. -1 Oct. 2010, IAC Conference 2010, Pragueを一部改変

Copyright © 2012 IHI Corporation All Rights Reserved.

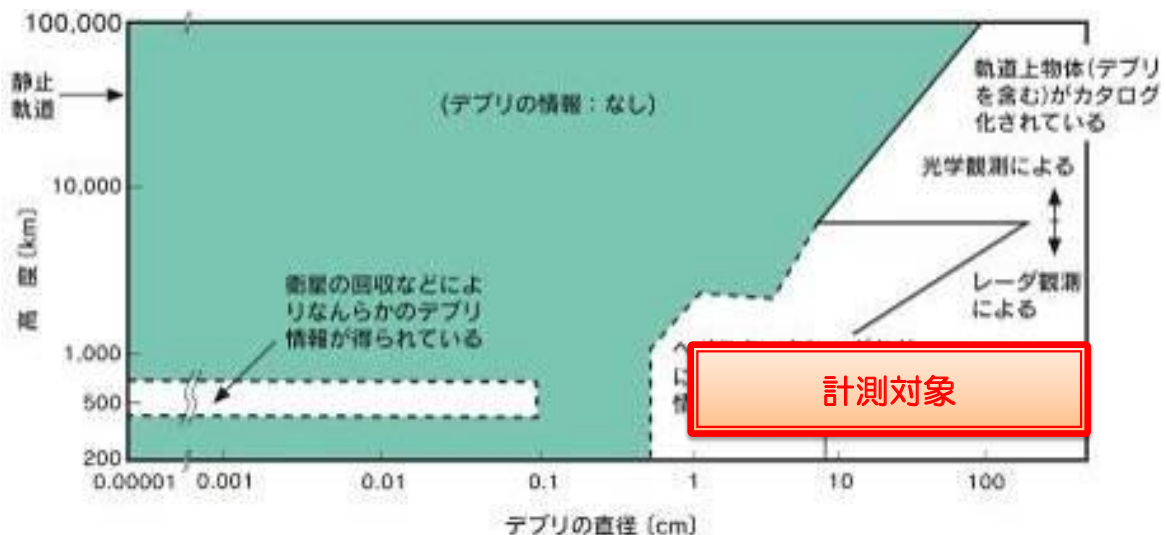
2

1. はじめに

- 地上観測でカタログ化されているデブリの大きさ： **約10cm以上**
- 衝突により、衛星の重大な損失を引き起こすデブリの大きさ： **約1cm程度**



◆ 低軌道 **1cm程度**のデブリを観測可能なシステム
＝ 軌道上からの微小デブリ観測システム／センサ
が望まれている。



Copyright © 2012 IHI Corporation All Rights Reserved.

3

2. 軌道上観測システム概念

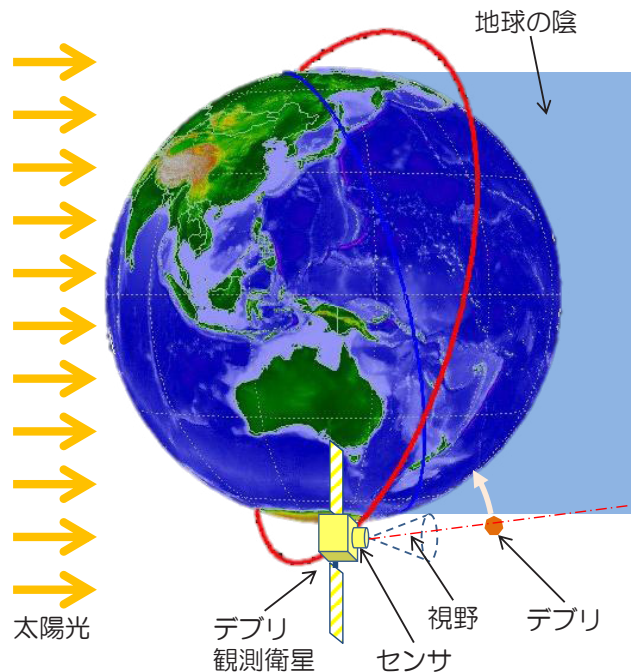
= 軌道上光学観測 =

- ◆ 気象条件によらず観測可能
- ◆ 観測衛星の軌道をうまく選定すれば、常時観測が可能
- ◆ 反射光を検出するため、システムがシンプル



さらに、

- ◆ 微小デブリ検出のため、検出能力の向上手法を搭載
 - 画像処理方法「重ね合わせ法」により光度で1~2等級程度検出能力の向上が可能
- ◆ 衛星/地上局の通信容量削減のためオンボードで画像処理
 - 搭載コンピュータとソフトウェアにより実現するため小型衛星でも実現可能



Copyright © 2012 IHI Corporation All Rights Reserved.

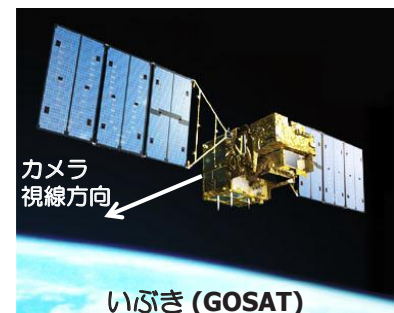
4

3. 既存衛星搭載カメラでの撮影結果・分析

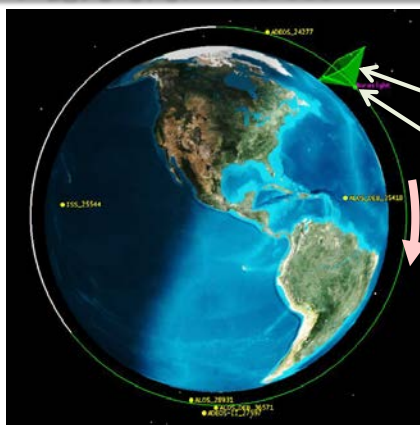
- ◆ 既存衛星の搭載カメラで軌道上光学観測の実現性を確認

➢ いぶき (GOSAT) 搭載カメラを使用

- ◆ 進行方向逆方向を向いた搭載カメラを使用
- ◆ 焦点距離: 2.86mm (35mm換算 23mm相当)^{※1}
- ◆ F値: F 2.0^{※1}
- ◆ 視野角: 約84×63 deg
- ◆ 出力: SXGA (1,280×1,080 pix)
JPEGファイル
- ◆ 露光時間: 0.5 sec^{※2}



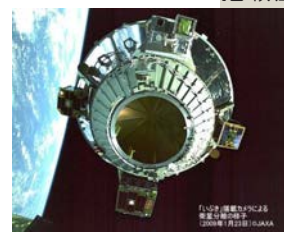
いぶき (GOSAT)



※1: 明星電気「衛星搭載モニタカメラ」カタログから
※2: 最長 1秒まで露光可能。

カメラ視野
衛星位置
衛星
周回方向

いぶき(GOSAT)
搭載カメラによる
撮影のイメージ



使用したカメラによる
撮影画像例

Copyright © 2012 IHI Corporation All Rights Reserved.

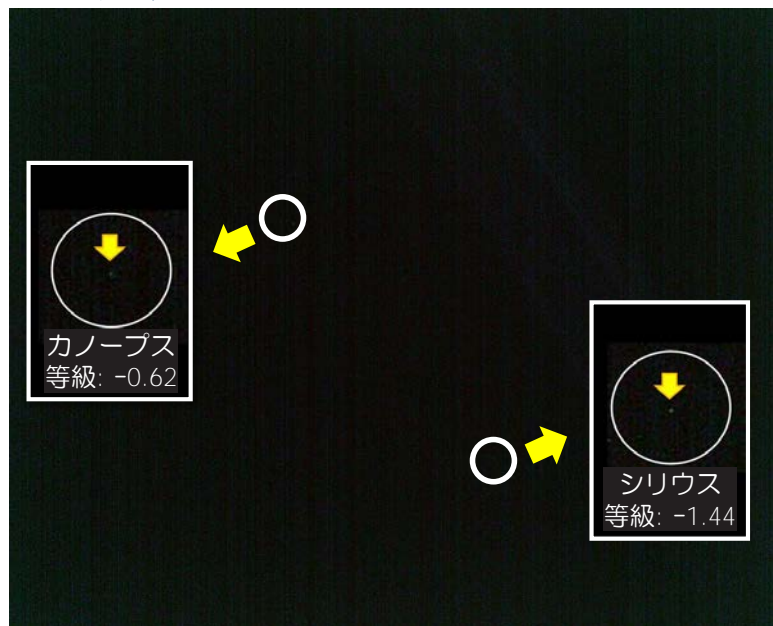
5

3. 既存衛星搭載カメラでの撮影結果・分析

◆ いぶき（GOSAT）搭載カメラでの撮影例（恒星）



恒星固有名	実視等級	目視確認
シリウス	-1.44	○
カノーブス	-0.62	○
リゲル	0.18	○
プロキオン	0.4	○
ベテルギウス	0.45	○
アルデバラン	0.87	×
ポルックス	1.16	×
アダーラ	1.5	×
カストル	1.58	×

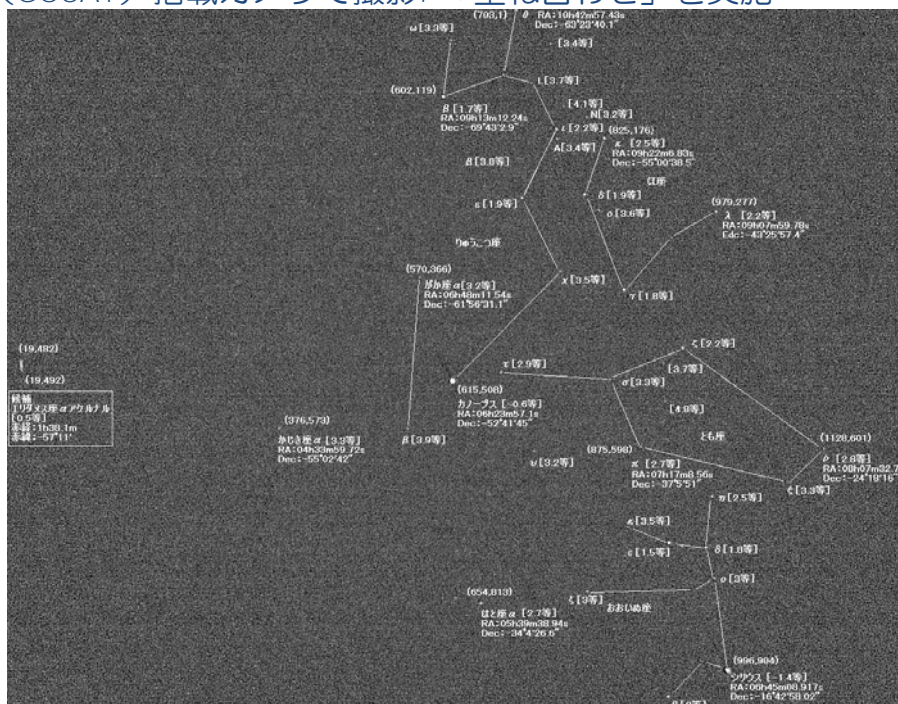


実視等級 0.2～0.4等 程度まで識別可能

光学センサの感度を逆算すると、**100～1,000分の1程度感度が悪化**していると想定される。

3. 既存衛星搭載カメラでの撮影結果・分析

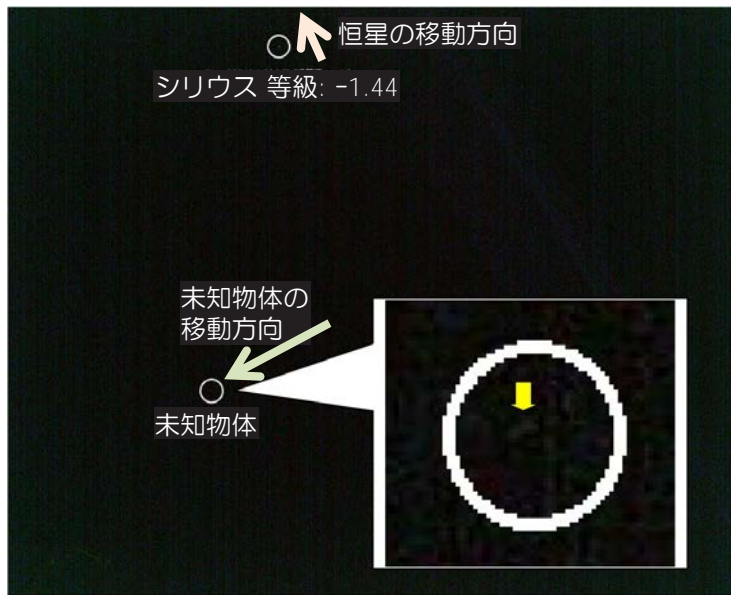
◆ いぶき（GOSAT）搭載カメラで撮影：「重ね合わせ」を実施



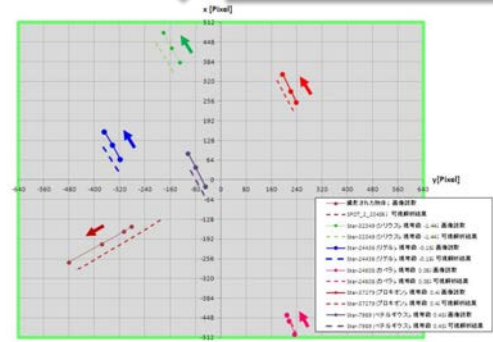
最も暗い恒星で実視等級 4等くらいまで識別

3. 既存衛星搭載カメラでの撮影結果・分析

◆ いぶき（GOSAT）搭載カメラでの撮影例（人工衛星）



JSpOCカタログ掲載の軌道上物体に対して、撮影時間の視野内動作をシミュレーション



- SPOT 2の動作と類似
- 撮影期間中のSPOT 2の実視等級推定値 (0~1等級)
⇒ カメラの可撮影範囲

撮影された軌道上物体は、SPOT 2と推定

少ない画像内情報での軌道上物体の識別／同定手順を確立

4. 光学観測用カメラ仕様

◆ 既存民生レンズをベースに検出性能を評価

- レンズ選定の方針
 - Fナンバーをできる限り小さく（明るく）し（ $F = \text{焦点距離} \div \text{レンズ口径}$ ）、そのうえで焦点距離を長くしてでも口径を大きくすべき。
（「衛星搭載光学デブリセンサの検討」松本他、第8回宇宙環境シンポジウム、2011）

暫定カメラ仕様

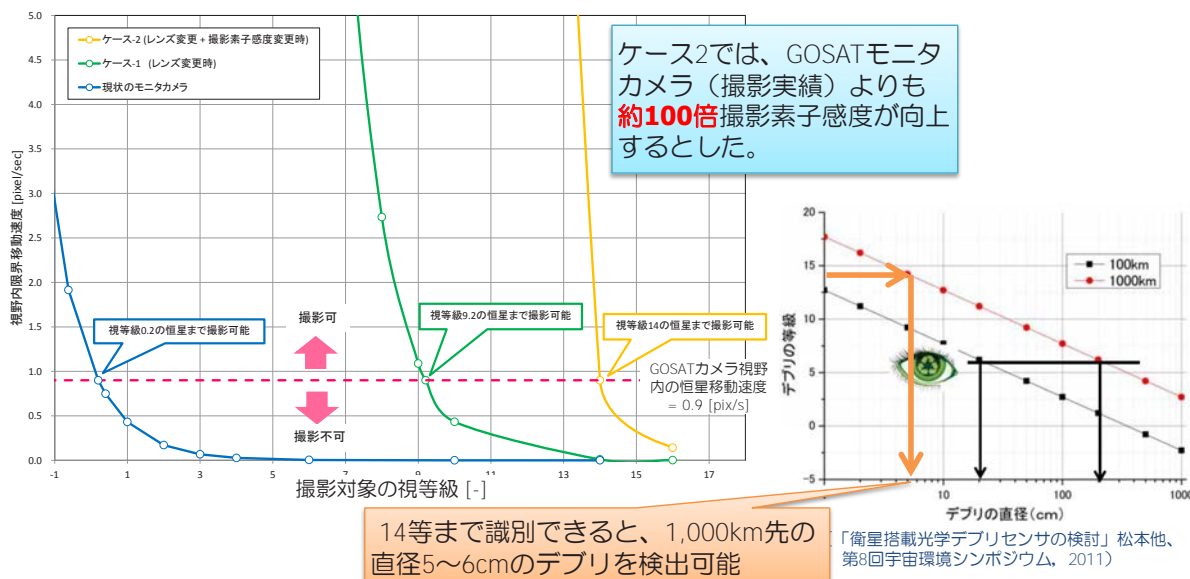
名称	Canon EF200mm F2L IS USM
焦点距離	200 [mm] (35mm版換算)
F値	2.0
有効口径	90.5 [mm]
最大径×長さ	Φ 128 × 208 [mm]
重量	2.5 [kg]



外観

4. 光学観測用カメラ仕様

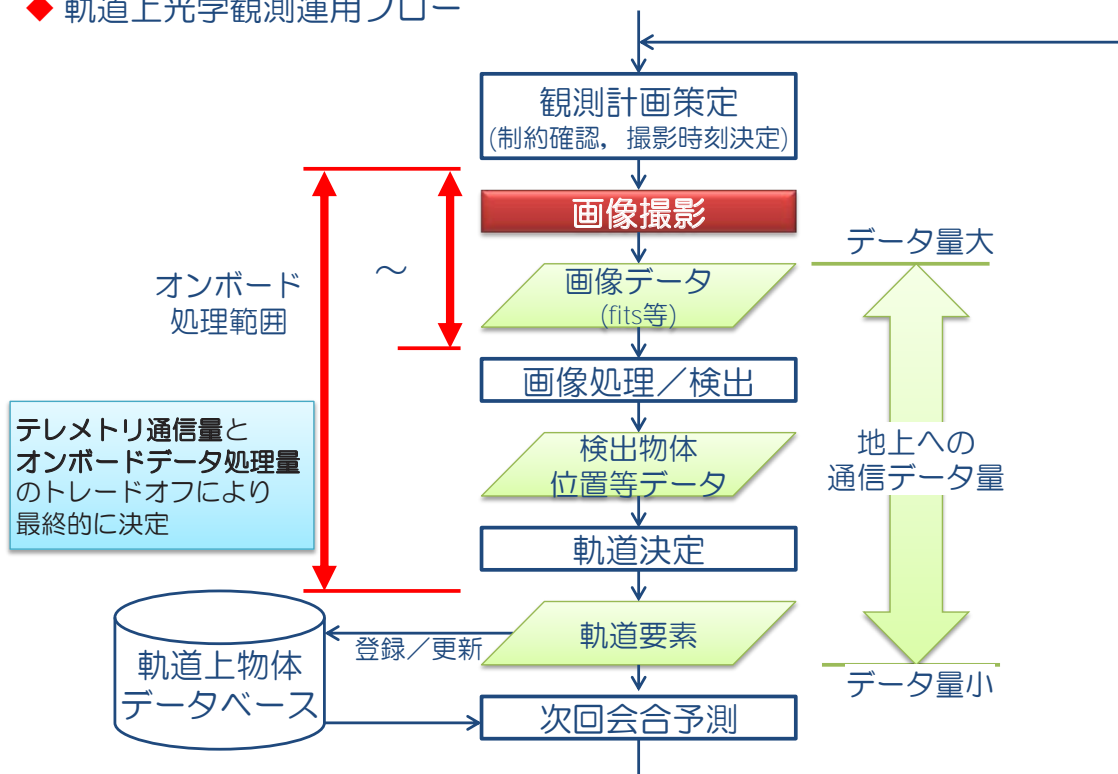
◆ いぶき（GOSAT）モニタカメラの検出感度から、スケーリングにより検出可能実施等級を算出



民生品ベース（口径 90.5mm、F2.0）のカメラ仕様で
cm級のデブリを検出可能

5. 軌道上観測データ処理システム

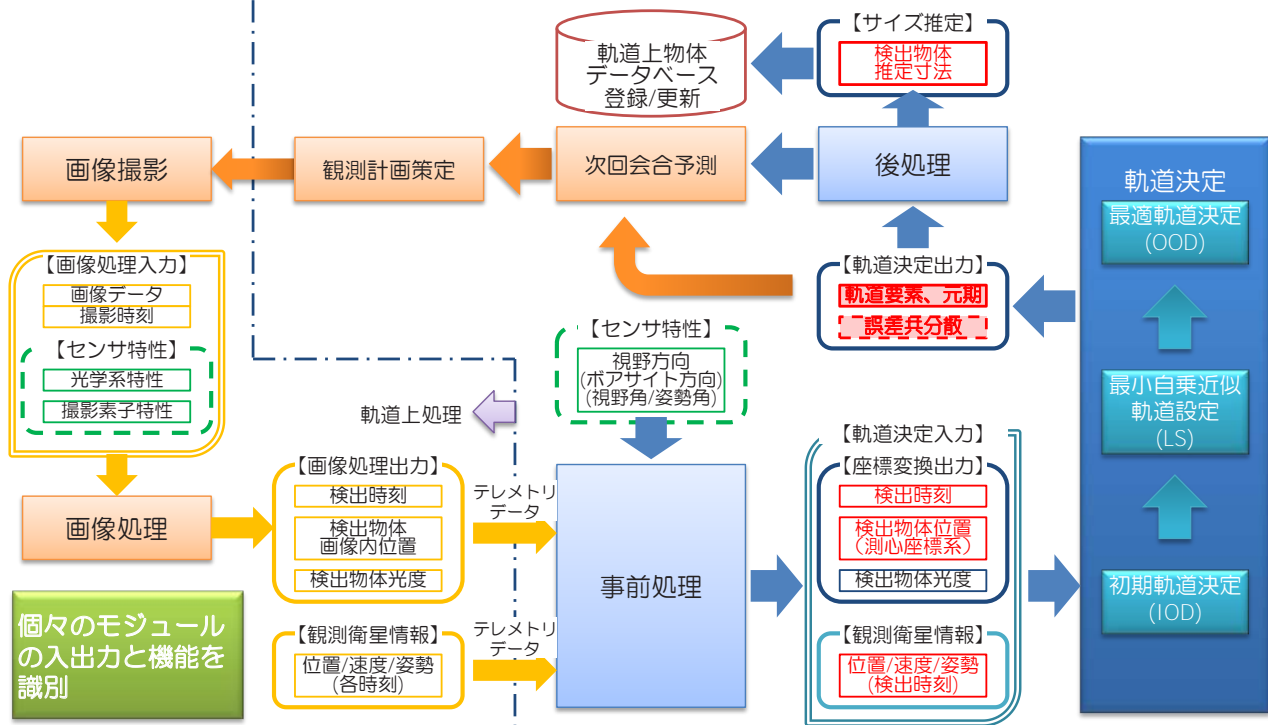
◆ 軌道上光学観測運用フロー



5. 軌道上観測データ処理システム

◆ 軌道上光学観測データ処理フロー

➤ 「画像処理・検出」までを軌道上で実施する場合



Copyright © 2012 IHI Corporation All Rights Reserved.

12

6. シミュレーションによる軌道決定実現性評価

- ◆ 軌道上光学観測衛星の軌道／センサ仕様を想定
- ◆ 対象物体の軌道： 典型的な軌道を想定（6ケース）



シミュレーションにより、センサ出力データを生成し、そのデータから軌道推定を実施

観測衛星軌道要素（シミュレーション用）

元期	2011/1/2 05:02:19.000
軌道長半径	6978.14 [km]
離心率	1.51683×10^{-7}
軌道傾斜角	113 [deg]
近地点引数	241.378 [deg]
昇交点赤経	14.031 [deg]
真近点離角	161.651 [deg]

カメラ仕様

視野角	7.9×7.9 [deg]
画素	1024 × 1024 [pix]※



※: 但し、今回は初期検討として、観測誤差は考慮せずに、観測衛星の位置、及び視野内にある時は、**理想的な形**で観測衛星から見たターゲットの位置（赤経・赤緯）を算出できるとした。
（画像の重心を算出することで、1pix以下の単位で位置決定可能と仮定）

Copyright © 2012 IHI Corporation All Rights Reserved.

13

6. シミュレーションによる軌道決定実現性評価

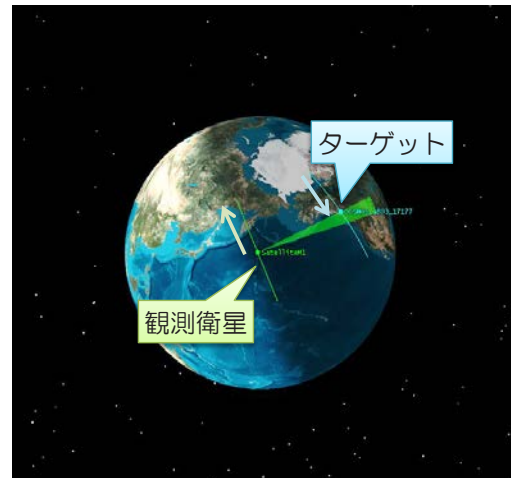
◆ 軌道決定精度が良かった例



軌道決定精度誤差 (例)

- 軌道長半径誤差: 約 $<1(\sim 2)\%$
- 軌道傾斜角: 約 $<1\text{deg}$

◆ 軌道決定精度が悪かった例



軌道決定精度誤差 (例)

- 軌道長半径誤差: 約 $2(\sim 4)\%$
- 軌道傾斜角: 約 $0.17(\sim 0.3)\text{deg}$



- 軌道上での観測データにより観測対象の軌道決定が実現可能
- 画像内をほぼ横方向に逆方向へ移動する物体に対しては (軌道が観測衛星とほぼ平行状態な時に観測される場合) 軌道決定精度が劣化すると推定される。

7. まとめ

◆ 既存衛星搭載カメラでの撮影結果およびカメラ仕様検討

- ✓ 既存衛星搭載カメラでの撮影結果の分析を通して、軌道上光学観測の可能性を確認した。
← SPOT 2の検出・同定
- ✓ 既存衛星搭載カメラでの撮影結果の分析により、軌道上観測においても「重ね合わせ」の効果を確認できた。
- ✓ 民生品ベースでのカメラ仕様でも cm級のデブリを検出可能なことを確認できた。

◆ 軌道上観測ミッションシステム仕様の検討

- ✓ 軌道上光学観測の観測フローを明確にしデータ処理フローを定義した。

◆ 軌道決定実現性評価

- ✓ 想定する軌道上観測システムで取得できるデータから軌道決定ができることを確認した。
- ✓ 但し、対象物の軌道によっては精度が劣化することを確認。

8. 今後の計画



- ◆ 光学センサ要求仕様の設定
 - ✓ 光学系および撮像素子に対するハードウェア要求仕様
 - ✓ シミュレーションによる軌道上光学観測による観測効果の予測

- ◆ 軌道決定における誤差影響評価
 - ✓ 誤差を考慮したシミュレーションによる確認
 - ✓ 衛星システムの観測時刻における位置計測精度の影響

- ◆ 観測シナリオの検討
 - ✓ 軌道決定 vs フラックス評価 の判断基準
 - ✓ 補完シナリオ: 軌道上観測と地上観測の役割分担

- ◆ 軌道上観測ミッションシステム仕様の検討

謝辞



本「微小デブリ観測システム／センサの検討」実施にあたって、
衛星搭載カメラによる撮影と画像提供を頂いた 宇宙航空研究機構
宇宙利用ミッション本部のGOSATプロジェクトチーム関係各位の
ご厚誼に対し、深く感謝の意を表します。

PZT 素子を利用したスペースデブリの微粒子成分の観測装置の研究

小林正規¹、宮地孝²、藤井雅之²、服部真季³、岡田長也⁴

²千葉工業大学惑星探査研究センター、²FAM サイエンス、³東京大学新領域、⁴本多電子株式会社

はじめに

スペースデブリの微粒子成分 ($<10\mu\text{m}$) の観測例は少なく、地球周回軌道上の分布などはあまり分かっていない。観測例が少ない理由として、 cm を超えるデブリとは違い、高速衝突による人工衛星の被害の可能性は少ないこともあるだろうが、正確な検出の難しさもあるだろう。高速とはいえ $10\mu\text{m}$ に満たない微粒子の衝突による信号は非常に小さく、磁場に補足されている低エネルギーの荷電粒子や太陽光などによってデブリ微粒子の検出のためのセンサーに、真のイベントと同じレベルのノイズを誘発し、さらにノイズ信号の方が圧倒的に多いという状況が考えられる。例えば、DEBIE (Debris In Orbit Evaluator) では、高度 600km でスペースデブリの微粒子成分の観測を行ったが、プラズマや太陽光の入射によって多数のノイズイベントがあり、ノイズ除去についての難しさが伺える。惑星間空間での宇宙ダストの計測とは異なり、地球周回軌道では、プラズマによるノイズが深刻であるためであろう。

著者らは、圧電性 PZT 素子を使った宇宙ダストのセンサー開発を行ってきた。自然のものと人工物という違いはあるものの、速度やサイズはほとんど同じであるため、測定技術はほぼ同じである。宇宙ダストに限らず、スペースデブリの微粒子成分の観測装置としての最も重要な機能の一つは、インパクトイベントの真偽判定だと考えられる。ここでは、高速スペースデブリの微粒子成分の高精度の測定のためのセンサーとして、圧電性 PZT 素子を提案し、検出イベントの真偽判定に関わる技術について考察した。

圧電性 PZT

圧電セラミックは、未分極の状態では等方性で圧電性は現れないが、分極処理を施すことによって分極軸は無限次 ($C_{\infty v}$) の回転対称軸になり、それと垂直な面内では等方性となる。中でも圧電性 PZT 素子は、非常に大きな電気機械結合定数を持ち、特に感度がよいため、従来超音波のセンサー、魚群探知機のソナーセンサー、加速度計などに使われていて、機械振動を電気信号に変換するトランスデューサーとして使われてきた。そして、ゲインの高いプレアンプで読みだすことで、サブミクロンサイズの微粒子が衝突した時の振動も検出することができる。

また PZT は、キュリー点は約 320 度付近にあり、それ以下の温度では転移点がないため、キュリー点の半分の 150°C ぐらいまでなら、脱分極することなく安定して使用できる。そのため PZT は、太陽近傍での運用のため、高温環境に曝されるベビコロンボ MMO に搭載される水星宇宙塵観測装置 MDM に検出器として採用されている⁽¹⁾。コンパクトで、高圧印加が不要、広い温度範囲で使用可能また太陽光およびプラズマの影響を受けずに観測できるという特長から今後も、惑星間塵、星間塵、惑星周辺塵などの観測に重要な検出器である。

微粒子衝突の相互作用

微粒子がある物質に衝突した時、その物質中に衝突による応力波が発生して伝播する。この応力波は元の衝突微粒子の物理的な性質を一部保存している。微粒子が高速で衝突した時、衝突の時に発生する衝突圧力（分野によっては衝撃応力） P

は $P=\rho u_p U_t$ と表される。ここで、 ρ は衝突体の質量密度、 u_p は衝突速度、 U_t はターゲット物質中の音速である。つまり、発生圧力は単位体積当たりの運動量に比例することが分かる。衝突体が一辺 L の立方体だとすると、圧力が発生し続ける時間 τ は $\tau=L/U_p$ であり、また衝突体が衝突持続時間にターゲット物質を押し続ける力 F は $F=L^2 P$ であるので、衝突体がターゲットに与える力積 I は $I=F\tau=L^2(\rho u_p U_t) \times L/U_p = \rho u_p L^3 = amu_p$ (ただし m は衝突体の質量、 $a=U_t/U_p$) となり、力積は衝突体の運動量に比例することが分かる。力積は衝突によって発生する歪の大きさに関係すると考えられるので、弾性衝突である限り、圧電効果によって発生する電気信号は衝突体の運動量に比例する。しかしながら、 1km/s を超えるような衝突速度であれば、塵微粒子およびターゲット物質の一部またはすべてがプラズマ化したり、破壊されたりすることによって、状況は複雑になると考えられる。

ハレー彗星探査を行った Giotto に搭載された DIDSY⁽²⁾ は、3 種類の運動量センサー（圧電素子、圧電膜、コンデンサマイクロフォン）を用いた。そして、塵微粒子の速度が $0.55\sim 1\text{km/s}$ 以下の時のみ、出力信号は塵微粒子の運動量に比例することが分かった。そしてそれより速い塵微粒子の場合、速度が $1\sim 8\text{km/s}$ の場合、入射塵微粒子からターゲットである検出器へ移行した運動量は $E(v)=1+(0.0005v)^2$ であることが分かった⁽³⁾。Stradling 等⁽⁴⁾ は、速度が $5\sim 21\text{km/s}$ の塵微粒子について実験を行い、そのデータに基づいて Beard⁽⁵⁾ が $E(v)=0.96+(0.00015v)^2$ であることを示した。これらが意味することは、速度が大きくなると、衝突圧力の大きさが運動量に単純に比例しないということである。これは、衝突した場所が高温になることで、ガス状、液状、または固体状のイジェクタによって、衝突微粒子の運動量以上に運動量が発生することが原因として考えられている。

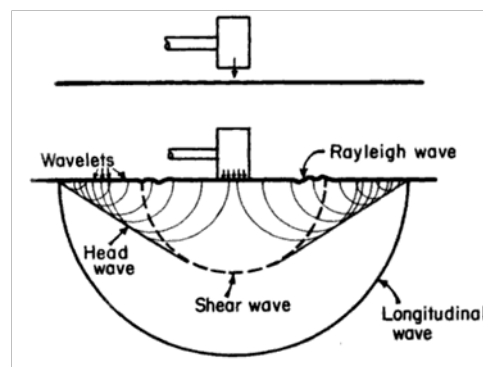


図1. 固体表面をハンマーで打った時に固体中で発生する応力波（引用文献⁽⁶⁾の図2.5(b)）。縦波，せん断波，レーリー波が発生している。

圧電素子による高速微粒子センサー 衝突による応力波発生

物質の表面に衝撃が加わると、応力が発生してその物質内部に波として伝播する。応力が波として伝わることから応力波と呼ばれ、弾性的な範囲のものを弾性応力波という。弾性応力波の代表的なものとして、縦波（圧縮波とも呼ばれ、伝播方向と固体中の粒子の運動方向が同じ）、せん断波（横波とも呼ばれ、伝播方向と粒子速度が垂直）、表面波であるレーリー波（固体表面に沿って伝播して、表面からの深さが大きくなるにつれて振幅が減少）がある。

それぞれの応力波のエネルギーの分配比は、ポアソン比 $\nu=0.25$ の半空間の場合、表面波が 67%、せん断波が 26%、縦波は 7% となっていて、ほとんどのエネルギーが表面波のエネルギーになっている⁽⁶⁾。上で述べた応力波以外にも表面波の一種でラブ波などがある。地震などでは重要な存在であるラブ波は、異なる弾性率を持つ層の境界面で発生し、伝播速度が異なる地層の境界面で現れるが、上で述べた例のように、単一の物質の場合は存在しない。

圧電効果による電気信号の発生

圧電セラミックの結晶は、構成している原子やイオンの対称性によって 32 の晶族に分類され、そのうちの 20 の晶族に属する結晶では、機械的応力を加えると、応力に比例した電気分極を生じて電界が発生し、逆に結晶に電界を加えて電気分極を起こさせると電界に比例した歪を生ずる。このような現象を圧電効果という。通常、分極軸方向を 3 軸 (z)、それに垂直な軸方向を 1 軸 (x)、2 軸 (y) とする。圧電素子を使った微粒子衝突検出器は、分極軸に垂直な面を電極面として、電極面に微粒子を衝突させる。衝突の瞬間、3 軸方向に応力および歪が発生し、等価圧電定数 d_{33} によって換算される量の電荷が電極面上に発生する。その電荷量は衝突応力に比例し、衝突前の微粒子が持つ運動量に概ね比例する。発生する電荷量は非常に微小であり、また圧電素子は大きな静電容量を持つため、電荷有感型有感知型プレアンプで信号を読み出す。

高速微粒子検出のための PZT センサー開発

PZT は比誘電率が非常に大きい (1300~1700)、板状の PZT 素子の静電容量は非常に大きくなる。例えば、40mm×40mm×2mm の PZT 素子であれば、約 10nF の静電容量をもつことになる。そのため、電気的と機械的との変換能力を表す係数である電気機械結合係数が大きな PZT であっても、読み出しの回路に気をつけないと、S/N 比が小さくなり、信号を読み出せない可能性がある。そのために、電荷有感型プレアンプを使用することは必須である。電荷有感型プレアンプを使う目的は二つある。一つは、すでに述べた大きな静電容量の検出器から信号を読み出すためであるが、もう一つは検出器の持つ静電容量の温度依存性に影響されないようにするためである。もし、PZT 検出器の出力を電圧モードのプレアンプで読み出したら、温度によって静電容量が大きく変化するため、読み出した信号も温度依存性を持

つことになる。電荷有感型プレアンプは、設計を正しくしていれば、入力静電容量には影響されずに信号を読み出すことができる。信号の立ち上がりは速い場合で 100ns 程度になるため、プレアンプの立ち上がり応答時間や記録のためのデジタル回路のサンプリングレートや周波数帯に気をつける必要がある。

図 2 に板状の PZT 素子を使ったセンサーの概念図を示している。センサーの両面には銀の電極をつけていて、衝突によってセンサー内部に応力が発生した場合、電極表面に電荷信号が現れる。それを電荷有感型プレアンプによって読み出す。図 3 には、読み出された信号の例を示す。この例では、2mm 厚のセンサーであり、PZT の縦波応力波の伝播速度は約 4km/s のため、応力波が厚さ方向を往復する時間に相当する周波数 1.1MHz の共振周波数を持つ波形となっている。そして、図 4 にはこのような波形の振幅と衝突した高速微粒子の運動量の関係をプロットしたものを示す。示されているように、非常に小さな微粒子の衝突による信号ながらも、両者はほぼ線形関係にあって、衝突の検出とその微粒子の運動量を求めることができる。

真イベントと偽イベントの判別

このような圧電素子による宇宙塵検出器には欠点もある。あまりにも振動に対して感度がよいと、高速微粒子が検出面に当たった時の振動以外の信号もひろってしまうことである。また、強い放射線場ではなんらかのノイズ信号が発生する可能性もある。これらの信号の真偽判定をするためには、プレアンプで読みだされる信号の波形を記録し、そのプロファイルを分析する必要がある。圧電性 PZT をセンサーとして利用する BepiColombo MDM の場合、センサーの出力信号の振幅がノイズレベルを上回るよう設定された閾値を超えるときにオンボードでのイベントのトリガーをかけるが、真イベントか偽イベントかを出

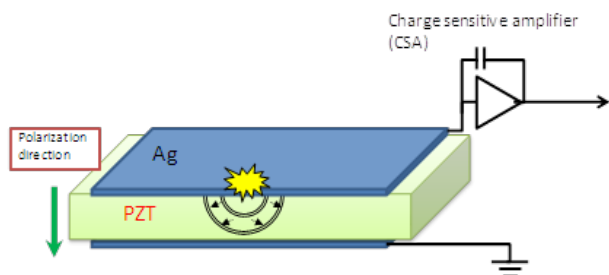


図2. PZT センサーと読み出し回路。

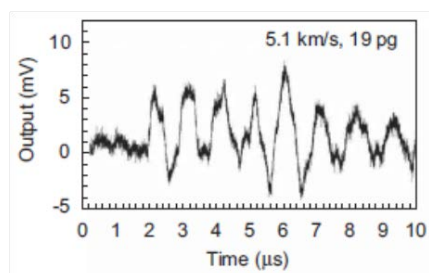


図3. PZT センサーの出力信号の例。電荷有感型アンプで読みだした信号。

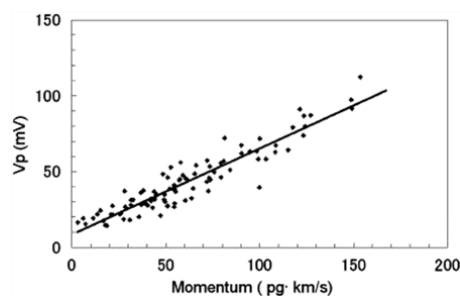


図4. 衝突微粒子の運動量とPZTセンサー出力信号の振幅の関係。

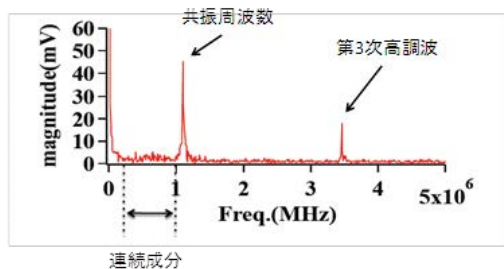


図5. PZT センサーの出力波形の高速フーリエ解析スペクトル。

力信号の波形から判断するためにフラッシュADCを搭載して、波形のデータをダウンロードし、本当の微粒子衝突イベントとそうでないものを区別する。

一般に宇宙ミッションには、電力消費量や通信

レートには厳しい制限がある。フラッシュADCの電力や波形データをダウンロードするための通信レートは決して小さくない。その中で、機上ソフトウェアで真のイベントと偽イベントの判別ができるような信号解析の方法を確立する必要がある。

PZT センサーの偽イベントとして検出される信号の原因は次のようなものと考えられる。

- ① 衛星構体または検出器周辺の機構が熱歪などによって軋むことによる機械的な振動。
- ② 大量のプラズマ粒子などによるセンサーへの作用。
- ③ 太陽光でセンサーの表面電位が変化することによる電子信号の誘導。
- ④ 信号読み出し用の電子回路への高速粒子などの放射線的作用。
- ⑤ 衛星の姿勢制御用リアクションホイールなど搭載機器の振動。

特に①は、過去のミッションでも問題になっている。また、③の太陽光による影響は、衝突電離型の宇宙塵検出器では非常に大きなノイズ源である。以上の偽イベントは、偽イベント信号源の特性上発生周波数は低いため、出力信号の波形を見れば区別できる。ただし前述の通り、宇宙ミッションには、電力消費量や通信レートのリソースには厳しい制限があるため、できるだけオンボードでの判別処理が好ましい。そのためにシンプルなアルゴリズムによる判別方法が必要になる。

PZT センサーの出力信号の解析

前節までに述べた真のイベントというのは、センサーの検出面に衝突することで機械的振動を発生させるイベントで、偽イベントはそれ以外の要因による信号を発生させるものと定義すると、PZT センサーの出力信号を解析することで、両者の区別する方法が必要である。以下に、2通りの方法についてこれまで得られた知見をまとめた。

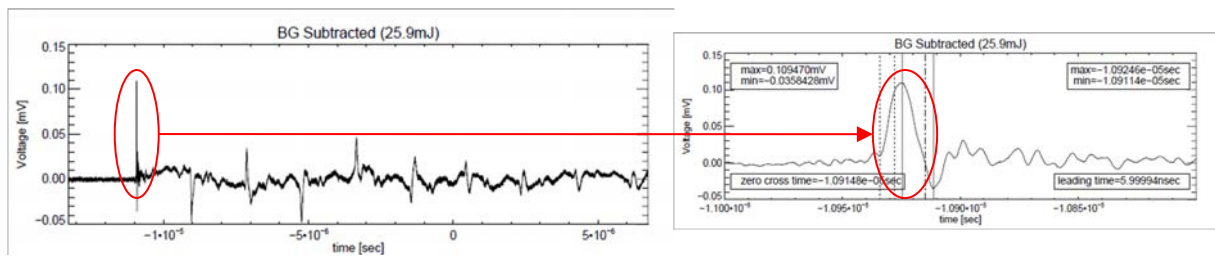


図6 PZT 検出器の信号を試作した電流有感型プリアンプで取得した波形。右は拡大した図。

電極を小さくした PZT センサーの出力信号

前節で述べたように、PZT は比誘電率が非常に大きく、1 枚のセンサーの検出面積を大きくすることは、電荷有感型アンプを使ったとしても、読み出すためのアンプには入力負荷の増大になる。我々は、センサー面積が大きくなっても読み出しアンプの入力負荷容量が大きくなるように、読み出し用電極の縮小化を試みた⁷⁾。これは、電極を検出面積いっぱいのサイズのするのではなく、40mm 角のセンサーの中心に 5mm 角の電極を配置するものである。

従来、衝突微粒子の運動量と相関があるのは、共振周波数の成分だと考えてきたが、上記開発の過程で、共振周波数以外の連続成分も衝突微粒子の運動量に相関があることが分かった。この理由として、図5に示すような、強い共振周波数の成分はセンサーの厚み方向の縦波によって引き起こされるが、図1に示しているように、衝突によって発生する応力波は、厚さ方向のみでなく、面内方向も伝播する。このような波も面内方向を往復することで共振していると考えられ、電極が中心に配置されていることでその信号がより強く増幅されていると考えられる。正方形の形状をした検出面だと様々な距離を往復する波の重なりで連続成分になると推定している。この連続成分がどこに由来しているかは今後の検証が必要であるが、これらの異なる周波数成分の信号は、検出面に物体が衝突することで発生する応力波によって引き起こされるものであり、センサーが太陽光に照らされたり、プラズマ粒子によって誘起されたりするノイズ信号とは異なる特徴である。この特徴を利用することで、微粒子が衝突面に衝突した時の

信号（真イベント）とそれ以外のイベントを区別することができると考えている。

電流アンプによる信号読み出し

前節までは電荷有感型アンプを利用した信号の読み出しであったが、その代わりに電流有感型のプリアンプによる読み出しを試みた。これは、衝突の瞬間の信号の立ち上がり時間を読みとるために、高周波数帯域まで延びている電流-電圧変換アンプを応用したものである。

電流有感型のプリアンプを試作し、高速微粒子の衝突を模擬するためのパルスレーザー照射実験で、図6のような信号が検出器から読み出されることを確認した⁸⁾。原理的には、前節の電荷有感型アンプの信号を一回微分した形になっているものだが、検出面で受けた衝撃応力が他面まで伝播して（伝播時間は約 2μs）、自由端で反射する様子（信号のピークが正と負を繰り返している）が波形から読みとれる（図6左）。真のイベント以外の偽イベント（例えば、検出器の周囲への微粒子衝突や、温度変化による検出器とホルダーの熱歪によって生じる微小振動など）ではこのような波形にはならないため、真偽判定に利用できるだろう。

この方法では、PZT 検出器からの信号読み出しを、電流アンプを使って読みだすことで衝突微粒子のサイズと速度を推定することができると考えている。そして、この手法で機上ソフトによるイベントの真偽判定が可能になると考えている。ただし、電流アンプは電荷有感型アンプに比べてゲインが低下するので、検出対象となるのは 10 ミクロン以上のサイズの微粒子となるだろう。

まとめ

スペースデブリの観測は、イベントの真偽判定が重要になるだろう。本論文では、圧電性 PZT 素子を利用したセンサーを使うことで、スペースデブリの微粒子成分である高速微粒子を、ノイズイベントと区別して検出する方法を紹介した。基本的には読みだした信号波形の周波数解析をすることで、本当のイベント（微粒子衝突）かどうか判別する方法だが、機上のプログラムでも簡易に解析できるようにしたい。

リソース要求が小さい PZT 検出器はこのようなスペースデブリ観測に適している。今後は、実用化に向けてさらに考察を深めたい。

参考文献

- (1)Nogami K., M. Fujii, H. Ohashi, T. Miyachi, S. Sasaki, S. Hasegawa, H. Yano, H. Shibata, T. Iwai, S. Minami, S. Takechi, E. Grün, R. Srama : “Development of the Mercury dust monitor (MDM) onboard the BepiColombo mission”, Planetary and Space Science, Vol. 58, pp. 108 (2010).
- (2)McDonnell, J. A. M., Alexander, W. M., Burton, W. M., Bussoletti, E., Clark, D. H., Grard, J. L., Gruen, E., Hanner, M. S., Sekanina, Z., and Hughes, D. W.,: "Dust density and mass distribution near comet Halley from Giotto observations", Nature, vol. 321, pp.338-341 (1986)
- (3)McDonnell, J. A. M., Stevenson, T. J., Evans, S. T., Alexander, M., Lyons, D., Tanner, W., Anz, P., Hyde, T., and Chen, A.-L.: “The impact of dust grains on fast fly-by spacecraft: Momentum multiplication, measurements and theory” , Adv. Space Res., Vol.4, pp. 297 (1984)
- (4)Stradling, G. L., G.C. Idzorek, P.W. Keaton, J.K. Studebaker, A.A. Hopkins Blossom, M.T. Collopy, H.L. Curling Jr. and S.D. Bergeson: “Searching for momentum enhancement in hypervelocity impacts” , Int. J. Impact Eng., Vol.10, pp.555 (1990)
- (5)Beard, R.: "Impacts on the meteoroid and rear shields of the Giotto spacecraft at the GEM encounter with Grigg-Skjellerup", In Hypervelocity Impacts in Space, ed. J.A.M. McDonnell (Canterbury: Univ. of Kent), pp. 94 (1991)
- (6)Meyers, M. A.: “Dynamic Behavior of Materials”, John Wiley & Sons, Inc., pp.30 (1994)
- (7) M. Hattori, M. Kobayashi, T. Miyachi, S. Takechi, O. Okudaira, T. Iwai, S. Sugita: “ Position-Dependent Behavior of Piezoelectric Lead-Zirconate-Titanate Cosmic Dust Detector” *Jpn. J. Appl. Phys.*, **51**(2012) 098004.
- (8) Masanori Kobayashi, Takashi Miyachi, Maki Hattori, Seiji Sugita, Seiji Takechi, Nagaya Okada, "Dust detector using piezoelectric lead zirconate titanate with current-to-voltage converting amplifier for functional advancement", Earth, Planets and Space, 2012 (Accepted).

変動静電界による非接地金属体の単極電荷誘導と隣接金属体への 放電事象について

Unipolar Charge Induction on a Floating Metal caused by Fluctuated Electrostatic Fields and Discharge Phenomena to the Adjacent Metal Object

本田昌實
Masamitsu Honda

(株) インパルス物理研究所
Impulse Physics Laboratory, Inc.

概要—非接地（電氣的浮動）状態の小型金属体に変動静電界を暴露し、電荷誘導と電荷分布を調べた。その結果、この金属物体には全体に単極電荷が誘起する事がわかった。この金属物体と接地（または大容量）金属体が狭いギャップ（数百 μm 以下）で隣接している時、ここで火花放電が起こる事を確かめた。放電によって生じた過渡電磁界は非常に強力で、近辺にある一回巻きのコイル（磁界センサー）にボルトオーダのノイズを誘導させる事もわかった。

I. はじめに

高信頼化の為に二重化された電子装置（2台並列）が両方共同時に誤動作を起こし、大きな問題になった。原因は、片側の装置表面パネル（プラスチック）の留め金が静電誘導で帯電し、微小ギャップを介して金属フレームへ放電した時の放電雑音（ESDノイズ）であった。

浮動（非接地）金属体に動的な誘導で静電荷が生じ、微小ギャップを介して隣接金属体との間で放電が発生する状況を筆者は“誘導ESD”（induced ESD）[1]と称しているが、未だに一般化されておらず、原因として認められる事は少ない。厳重なESD耐性試験[2]を実施しても障害は再現できない為、当初は“静電気ではない”とされ、長期化する事が多い。

非接地金属体の静電荷発生条件としては；

①「帯電体（静電界源）と非接地金属体間に相対運動がある時」—前回（2011年）の宇宙環境シンポジウムで報告[3]

②「帯電体と非接地金属体が共に固定静止していて、帯電体の電位が変動する時」

の二つがあり、誘導電位は何れの条件であっても数百Vから数kV程度になる。更に、非接地金属体と非常に狭い間隙（数 μm ～数百 μm ）で接地金属体が隣接している場合は、ここで放電が発生する。今回は後者②についての実験結果を報告する。

II. 誘導実験

2. 1 実験装置（図1）

電界放出板

電界放出板は、机上の接地板（450mm x 450mm）から高さ88mmの4本の塩ビパイプ（直径40mm、内径32mm、絶縁抵抗 $10^{14}\Omega$ オーダ）で支えている。塩ビパイプの絶縁抵抗は、少なくとも $10^{14}\Omega$ オーダはあり、電荷漏洩は短時間（数分以内）であれば問題にならない。

材料：アルミ（厚み 1 mm）、エッジ部は # 4 0 0 0 相当の磨き粉で平滑仕上げ（高圧印加時のコロナ放電防止の為）

静電容量：23.5 pF（接地板から高さ 88 mm）寸法：400 mm x 400 mm

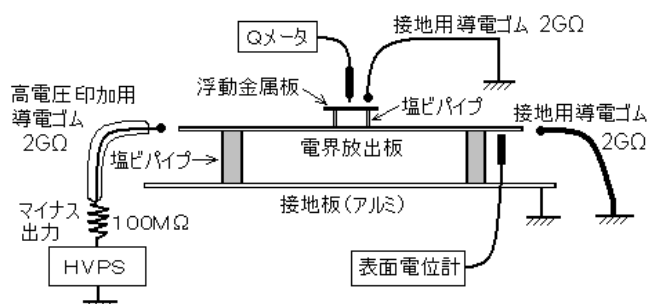


図1：実験装置見取り図

電荷誘導用小型浮動金属板

小型浮動金属板は電界放出板の中央部に高さ h mmの支持棒（塩ビパイプ、直径 18 mm、内径 13 mm）4本で支えている。塩ビパイプの絶縁抵抗は、少なくとも $10^{14} \Omega$ オーダはあり、ここからの電荷漏洩は問題にならない。

材料：鉄板（厚み 3 mm）、エッジ部は # 4 0 0 0 相当の磨き粉で平滑仕上げ

寸法：50 mm x 50 mm（#1）、75 mm x 75 mm（#2）、100 mm x 100 mm（#3）、100 mm x 150 mm（#4）、100 mm x 200 mm（#5）、5種類

静電容量：電界放出板上の高さ h （mm）での平均値 表1

表1：金属板の高さ（ h ）と静電容量

金属板	面積 [mm ²]	静電容量 [pF]		
		$h = 8\text{mm}$	$h = 29\text{mm}$	$h = 48\text{mm}$
#1	2500	6.0	2.9	2.4
#2	5625	10.8	5.1	4.1
#3	10000	15.5	7.5	6.0
#4	15000	21.0	10.5	7.9
#5	20000	25.8	13.0	9.7

高圧DC電源（マイナス出力）

【-1 kV出力電源】

形式：HTV-C665 Hamamatsu TV

出力電流 5 mA

出力部に $100 M\Omega$ の抵抗を直列に入れている（感電防止）。100 Vステップで出力可能。最大 -1.1 kV、電圧精度は 1 % 以下。

【-21 kV出力電源】

形式：HPSB-21N Bellnix

出力電流 $430 \mu\text{A}$

出力部に $100 M\Omega$ の抵抗を直列に入れている（感電防止）。出力電圧は制御抵抗で連続的に変化（-100 V ~ -21 kV）。

測定器

電圧：①静電電圧計（最大測定電圧 2.0 kV、享和 ST-3）、②静電電圧計（5 kV、横河電機 T-2064）、③非接触型表面電位計（10.00 kV、春日電機 KSD-0101）

電荷量：ナノクーロンメータ（99.99 nC、春日電機 NK-1001）

静電容量：LCRメータ（100 pF、YHP 4332A） ESD：高感度ESD検出器

（ES-98P、IPL製）オシロスコープ：TEKTRONIX TDS 684C（1GHz、5GS/s）

2.2 電荷誘導／測定方法

電界放出板に対する電圧印加（電界上昇）方法

小型浮動金属板を一旦接地して残留電荷を除去してある状態で、高電圧電源（ $-V_0$ ）に接続された導電ゴム（概略 $2 G\Omega$ ）の先端を電界放出板に触れ、表面電位計の指示値が V_0 になったら離す。導電ゴムの抵抗値によるが、電界放出板は数秒程度で V_0 になる。→ “ON”

（ V_0 = 電圧振幅）

電圧減衰（電界降下）方法

予め、小型浮動金属板の残留電荷を除去しておく。接地系に接続している導電ゴム（概略 $2 G\Omega$ ）の先端を、既に高圧（ $-V_0$ ）に帯電している電界放出板に触れる。表面電位計の指示値は数秒程度でゼロ V になる。→ “OFF”

誘導電荷測定方法

【電界上昇（ON）時】

予め小型浮動金属板と電界放出板の双方を同時に接地して、残留電荷の影響を除外しておく。高電圧（ V_0 ）の導電ゴムを電界放出板に触れて一定電圧になったらこれを離し、その後直ちに電荷量計のプローブを浮動金属板に触れ、誘導電荷量（単位[nC]）を読み取る。測定は合計12回行ない、最大値と最小値を除いて10回の平均値を求める。尚、表面電位計のプローブ（金属ケース入り）を小型浮動金属板に近づけると、静電容量が変わる為、正確な電位測定は出来ない。

【電界降下（OFF）時】

小型浮動金属板の誘導電荷を予め除去しておく。高電圧に帯電している電界放出板を導電ゴムで接地した後に、電荷量計のプローブを小型浮動金属板に触れ、誘導電荷量（[nC]）を読み取る。測定は12回行ない、最大値と最小値を除いて10回の平均値を求める。

2. 3 実験結果

電界放出板からの距離 h と誘導電荷量

電界放出板から距離 h （8mm, 48mm）にある浮動金属板（50mmx50mm:#1）の誘導電荷量を調べた。

【 $h = 8 \text{ mm}$ 】表2

静電容量 $C = 6.0 \text{ pF}$ （対電界放出板）

（静電容量計のL側リード線を電界放出板に、H側リード線を50mmx50mmの浮動金属板に接続）

表2：電圧振幅（ V_0 ）と誘導電荷量 Q @ $h=8\text{mm}$

電圧振幅	ON	OFF
200V	-798pC (-133V)	+810pC (+135V)
400V	-1.62nC (-270V)	+1.90nC (+316V)
600V	-2.43nC (-405V)	+2.95nC (+492V)
800V	-3.51nC (-585V)	+3.54nC (+590V)
1000V	-3.83nC (-639V)	+5.01nC (+836V)

()内は計算上*1の誘導電圧 V_i

*1： $V_i = Q/C$

【 $h = 48 \text{ mm}$ 】表3

静電容量 $C = 2.4 \text{ pF}$ （対電界放出板）

表3：電圧振幅（ V_0 ）と誘導電荷量 Q @ $h=48\text{mm}$

電圧振幅	ON	OFF
200V	-285pC (-118V)	+432pC (+178V)
400V	-608pC (-251V)	+926pC (+382V)
600V	-917pC (-378V)	+1.22nC (+506V)
800V	-1.32nC (-544V)	+1.71nC (+704V)
1000V	-1.76nC (-724V)	+2.22nC (+915V)

()内は計算上*1の誘導電圧 V_i

【測定結果のポイント】

①電界が変化した時だけ、浮動金属板に電荷が誘起する。高圧電源に接続された導電ゴムを電界放出板に触れたまま、浮動金属板を一旦接地すると、その後は電荷量計はゼロを示す。更に、この後高圧電源の出力スイッチを切ると、再び電荷量計の指示値が増大する。

②電荷量計と表面電位計で調べたところ、誘導した電荷極性は金属板の場所（裏面、角、等）を問わず全て同一であった。試みに、薄い銅板で作った“メビウスの輪”を電界放出板の上に乗せ（塩ビパイプで支持）、同様に調べたが、異種極性は測定出来なかった。

③誘導電荷極性はON時（電界上昇プロセス）がマイナス、OFF時（電界降下プロセス）はプラスになる。高電圧電源の出力は一極性。

④誘導電荷量は電圧振幅（上昇： $0 \text{ V} \rightarrow V_0$ 、降下： $V_0 \rightarrow 0 \text{ V}$ ）に概略比例して大きくなり、誘導電圧 V_i は電界放出板の電圧振幅 V_0 の6割から9割近くになる。

⑤誘導電圧 V_i は電界放出板からの距離（高さ h ）には依存しない。

$h = 8 \text{ mm}$ 1000V OFF時 $V_i = +836 \text{ V}$

$h = 48 \text{ mm}$ 1000V OFF時 $V_i = +915 \text{ V}$

⑥誘導電圧 V_i は静電容量 C に依存しない。

$C = 6.0 \text{ pF}$ 200V ON時 $V_i = -133 \text{ V}$

$C = 2.4 \text{ pF}$ 200V ON時 $V_i = -118 \text{ V}$

浮動金属板の大きさ（面積、静電容量）と誘導電圧

電界放出板から距離 $h = 48\text{mm}$ に面積の異なった 4 種の浮動金属板（表 4）を配置し、電界降下（OFF）時の誘導電荷量（誘導電圧 V_i ）を調べた。（誘起する電荷極性はプラス）図 2

表 4：金属板の寸法、面積、静電容量*2

金属板	寸法 [mm]	面積 S [mm ²]	静電容量 C [pF]
#1	50x50	2500	2.4
#2	75x75	5625	4.1
#3	100x100	10000	6.0
#4	100x150	15000	7.9

* 2：@ 距離 $h = 48\text{mm}$

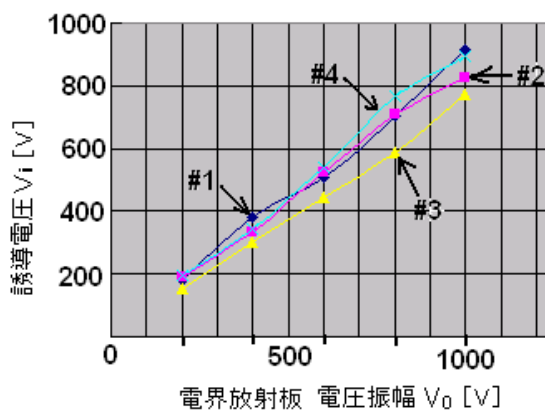


図 2：異なった面積の浮動金属板（#1～#4：表 1 参照）における電界放射板の電圧振幅 V_0 と誘導電圧 V_i の関係 @ $h=48\text{mm}$
電界降下（OFF）時

【測定結果のポイント】

①誘導電圧 V_i は浮動金属板の面積 S に依存しない。

50mmx50mm（#1） $S=2500\text{mm}^2$ 600V OFF 時
 $V_i = +506\text{V}$

75mmx75mm（#2） $S=5625\text{mm}^2$ 600V OFF 時
 $V_i = +525\text{V}$

100mmx150mm（#4） $S=15000\text{mm}^2$ 600V OFF 時
 $V_i = +539\text{V}$

50mmx50mm と 100mmx150mm は面積比で 6 倍の違いがあるが、誘導電圧は 6 % の増加に過ぎない。
（測定誤差と考えられる）

②誘導電圧 V_i は静電容量 C に依存しない。

50mmx50mm（#1） $C=2.4\text{pF}$ 1000V OFF 時

$V_i = +915\text{V}$

75mmx75mm（#2） $C=4.1\text{pF}$ 1000V OFF 時

$V_i = +826\text{V}$

100mmx150mm（#4） $C=7.9\text{pF}$ 1000V OFF 時

$V_i = +895\text{V}$

これらのデータを総合すると、浮動金属板の誘導電圧 V_i は、面積 S や静電容量 C に依存せず、電界放出板の電圧振幅（ V_0 ）に近い値になると考えられる。 $V_i = k V_0$ [V]

k ：0.5～0.9（今回の実験条件）

2. 4 検討

電圧印加時の測定等価回路

浮動金属板と電界放出板の間には静電容量 C_0 があり、“ON” 時の電界上昇により、電荷がこれに誘導／蓄積される。この状況を図 3 の等価回路で表す。

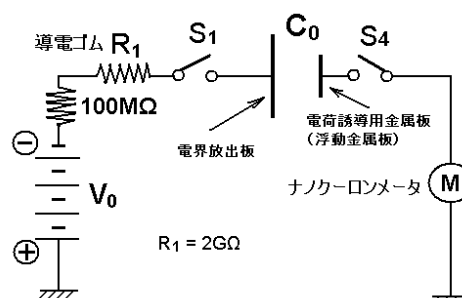


図 3：電圧印加時（“ON”）の等価回路

S_4 が切れている状態で S_1 を入れると、 C_0 が $-V_0$ に充電される。その後、 S_1 を切り、 S_4 を入れ誘導電荷量を測定する。（誘導電荷極性：-）

電圧降下時の測定等価回路 図 4

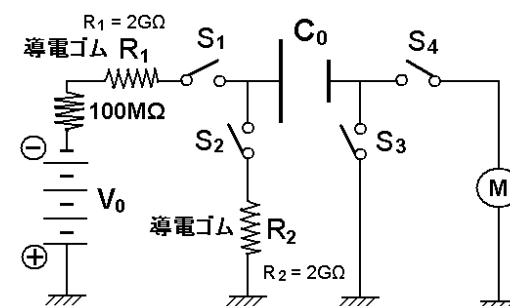


図 4：電圧降下時（“OFF”）の等価回路

図4において、 S_2 、 S_4 を切っておき、 S_3 を入れてある（浮動金属板を接地）状態で、 S_1 を入れて C_0 を $-V_0$ に充電する。次に S_1 と S_3 を順次切り、 S_2 を入れて電界放出板を接地する。（この段階で浮動金属板はマイナス電界が急変してゼロに戻る）その後に、 S_4 を入れて誘導電荷量を測定する。（誘導電荷極性：+）

単極電荷の誘導

孤立浮動状態にある金属物体が、変動電界に曝される状況を等価回路で表すと図5のようになる。電界放出板（a）から出た電気力線は浮動金属板（b）のみならず、周辺の接地金属体（c）にも向かっている。従って電界放出板（a）と浮動金属板（b）の間には静電容量 C_1 があり、浮動金属板（b）と周辺接地導体（c）の間には C_2 がある。 C_1 の極板と C_2 の極板間を結ぶ導体が浮動金属板（b）であるから、ここには同一極性の電荷、即ち単極電荷が分布する事になる。

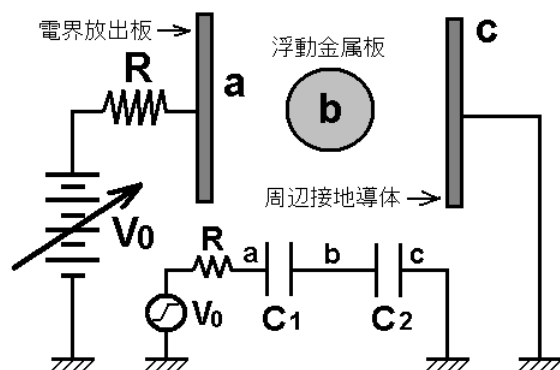


図5：電界放出板（a）と周辺接地導体（c）の間に挟まれた浮動金属板（b）及びその等価回路

III. 放電実験

3. 1 実験装置

変動静電界によって非接地の浮動金属板に単極電荷が誘導する事がわかった。電界放出板の印加電圧（ V_0 ）が1 kVの時、誘導電圧（ V_i ）は計算上で600 Vから1 kV近くになる。この程度の電圧であっても、仮に数十マイクロン

の狭い間隙 g で接地導体と隣接していれば、火花放電〔4〕が起こる筈である。これを確かめる為、放電間隙を精密に制御出来る放電実験装置を製作した。図6

厚みが5 mmの鉄板（60 cm x 30 cm）の上に浮動金属板を高さ30 mmの塩ビパイプ（絶縁抵抗 $10^{14} \Omega$ オーダ）で支持固定した。浮動金属板と接地導体間の間隙 g を精密に保つ為、三軸精密位置決め装置と共にダイヤルゲージ型マイクロメータ（最小目盛り $10 \mu m$ ）を放電実験装置に装着した。

浮動金属板に対し、変動電界を暴露する為、高電圧電源（-出力）に接続された電界放出板（170 mm x 60 mm x 5 mm）を浮動金属板の上方10 mmの位置にセットした。

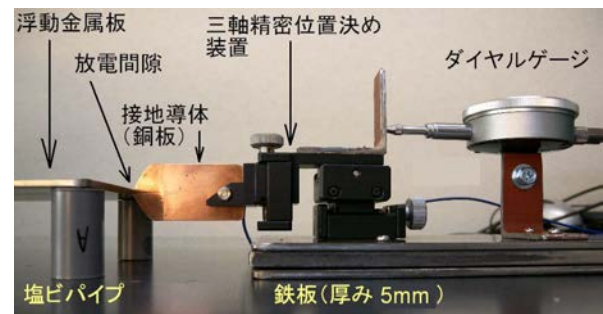


図6：放電間隙を精密に制御出来る実験装置

3. 2 放電の確認方法

放電の確認は目視による他、AMラジオとESD検出器（ES-98P、IPL製）を用いた。放電時の過渡磁界の検出は、高周波磁界センサー（電界遮蔽付きの直径25 mmの一回巻きコイル、50 Ω 出力、TET製）を用いた。

3. 3 実験結果

浮動金属板の面積と放電発生有無

4種の浮動金属板（#1～#4：表1参照）に対し、間隙（ g ）が $50 \mu m$ で接地導体に隣接している時の放電発生有無を調べた。電界放出板に900 Vの電圧を印加すると、全ての浮動金属板で火花放電が発生した。この間隙（ $g = 50 \mu m$ ）状態で、浮動金属板（#4：100 mm x 150 mm）に直接高電圧を印加した場合、700 Vから750 Vで火花放電が発生する事も確認している。

放電による過渡磁界

変動静電界によって、非接地の浮動金属板に単極電荷が誘導し、隣接接地導体との間で放電が発生する場合のある事がわかった。（誘導電圧 V_i と間隙 g の関係）更に、電界が上昇する（“ON”）時と、電界が降下する（“OFF”）時では、誘導電荷極性が反転する事もわかった。これらの事実を裏付ける為、放電時の磁界を調べる事にした。

浮動金属板：100mm x 150mm（#4）

電圧振幅 $V_0 = -5\text{ kV}$

放電間隙 $g = 30\text{ }\mu\text{m}$ （ $\pm 5\text{ }\mu\text{m}$ ）

磁界センサー位置：放電間隙部から150mm

オシロスコープ入力：20dbアッテネータ

“ON”時：図7 “OFF”時：図8

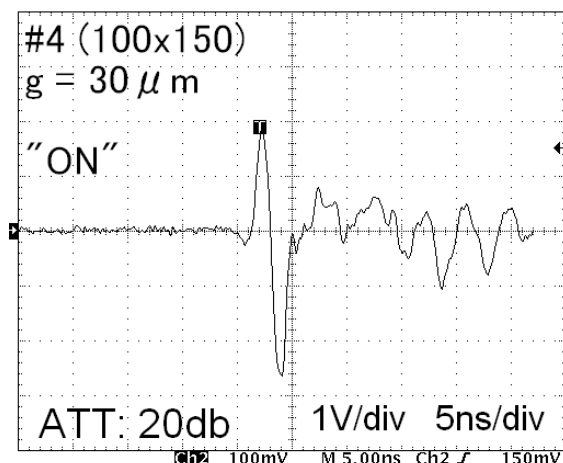


図7：“ON”時の過渡磁界波形

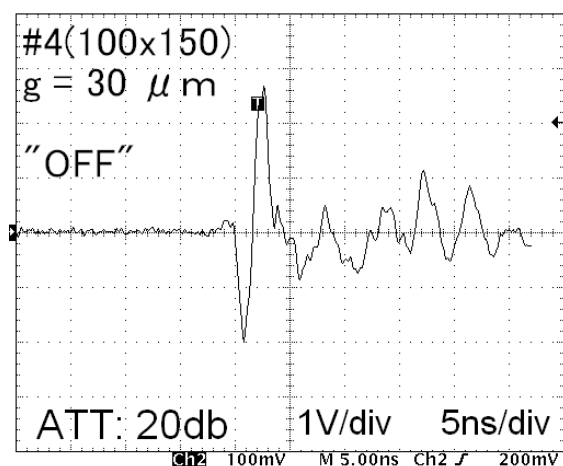


図8：“OFF”時の過渡磁界波形

【測定結果のポイント】

- ①放電は電界が変動（上昇／下降）している間、多数回発生する。
- ②放電が起こると、極短時間（ $5\text{ ns} <$ ）ではあるが、非常に強力な過渡電磁界〔5〕が発生する。例えば、波源から150mmの位置にある直径25mmの一回巻きのコイルに、全振幅（ V_{pp} ）で5V近い電圧が誘起する。
- ③放電電流は振動せず、一方向にのみ流れる。
- ④“ON”時と“OFF”時では、磁界（放電電流）の向きが反転する。

IV. まとめ

非接地金属体が変動静電界に曝されると、単極電荷が全体に誘導する。誘導電圧は静電容量や面積に依らず、変動電界源の電位に比例する。この非接地金属体と非常に狭い間隙（数十 μ ～数百 μ ）で接地導体が近接していると、ここで火花放電（“誘導ESD”）が発生する事がある。放電により発生した過渡電磁界は非常に強力で、近辺にあるループ状導体にボルトオーダーのノイズを誘起させる。

参考文献

- [1] M. Honda and Y. Nakamura, “Energy Dissipation in Electrostatic Spark Discharge and Its Distance Effects”, EOS/ESD Symposium Proceedings, EOS-9, pp.96-103. 1987.
- [2] IEC 61000-4-2 Electromagnetic compatibility (EMC) - Testing and measurement techniques - Electrostatic discharge immunity test. 2008.
- [3] 本田, “狭ギャップを有する浮動金属体における誘導ESDについて”, 第8回「宇宙環境シンポジウム」論文集, pp.191-196. 2011年10月
- [4] 武田進, 「気体放電の基礎」、東京電機大学出版局、1990年.
- [5] 本田, “ESD現象の基本的な捉えかた”, 第31回東北大学電気通信研究所シンポジウム論文集－放電とEMC－, pp.79-86, 1994年.

カーボンナノチューブを用いた 導電性複合樹脂の放電特性と放射電磁波

Study on discharge current and radiated electromagnetic wave
by electro static discharge of conductive composite resin
with carbon nano tube

大津孝佳¹、堂山英之¹、小林優作¹、今井省吾¹、鷺坂耕一²

Takayoshi Ohtsu¹, Hideyuki Doyama¹, Yusaku Kobayashi¹, Shogo Imai¹, Kouichi Sagiaka²

鈴鹿工業高等専門学校¹、油化電子(株)²

Suzuka National College of Technology¹, Yuka Denshi Co., Ltd²

【要旨】

電子デバイスの高性能化・高周波化にともない静電気耐力が低下しており、その対策が急務とされる。今後の電子デバイスの静電気対策に於いて、システムレベルでの対策が必要である。そこで、静電気耐力の低い電子デバイスの運搬用ケース、電子デバイスを搭載したシステムのケース等における材料の選定は非常に重要である。これらの新材料は、宇宙用機器の静電気対策に応用できるものと考えられる。本研究では、導電性ポリカーボネート樹脂（carbon fiber、carbon nano fiber、carbon nano tube）の誘導帯電に伴う放電特性と放射電磁波の比較を行い、carbon nano tube が放電電流、放射電磁波強度の点から優れていることについて述べる。

1. はじめに

近年、電子デバイスの高性能化・高周波化にともない静電気耐力が低下しており、その対策が急務とされる[1-20]。2008年に米国アリゾナで開催された半導体デバイスの信頼性技術に関する国際会議である国際信頼性物理シンポジウム（IRPS：International Reliability Physics Symposium）において、Chrva Duvvur氏（TI）を始めとする半導体製造グループから、ESD耐性レベル見直し提案がなされた。これは、半導体高機能化（微細化）とESD耐性はトレードオフ関係にあり、コン

ポーネントレベルでの静電気耐力を従来通りのレベルで維持することが困難であるとし、System Levelでの対策を行うとの重要性を掲げ、Industrial Councilや米国ESD Associationの中でWhite Paper 3 System Level ESD Part I: Common Misconceptions and Recommended Basic Approaches(2010)等を作成している。これより、今後の電子デバイスの静電気対策に於いて、システムレベルでの対策が重要とされる。そこで、そこで、静電気耐力の低い電子デバイスの運搬用ケース、電子デバイスを搭載したシステムのケース等

における材料の選定は非常に重要である。これらの新材料は、宇宙用機器の静電気対策に応用できるものと考えられる。本研究の目的は、各種導電性ポリカーボネート樹脂の誘導帯電に伴う放電特性と放射電磁波の測定を行い、静電気耐力の低いデバイスの運搬ケースや電子システムのケースに最適な材料の知見を得ることにある。

2. 実験方法

サンプルはカーボンファイバー (CF)、カーボンナノファイバー (CNF)、カーボンナノチューブ (CNT : 油化電子 HipersiteW2000) 3種類の導電性フィラーを練り込んだ導電性ポリカーボネート樹脂を用いた。繊維径はそれぞれ $8\mu\text{m}$ 、 140nm 、 10nm であり、表面抵抗は $1\text{E}+4.5 \sim 1\text{E}+8.5\ \Omega$ である。図1に実験装置を示す。帯電プレート (150 pF) にサンプルを置き、 1.3 kV に帯電させた後、カレントトランス (CT6) とモノポールアンテナ (5 mm) を組み合わせた自作プローブにて、放電電流波形と放射電磁波波形をオシロスコープ (WAVERUNNER 204XI-A 2GHz) で観察した。帯電電圧は表面電位計 TREK520 で測定した。また、ロボットアーム (近藤科学株) を用いて、サンプルとプローブとの接近速度を一定条件とした。

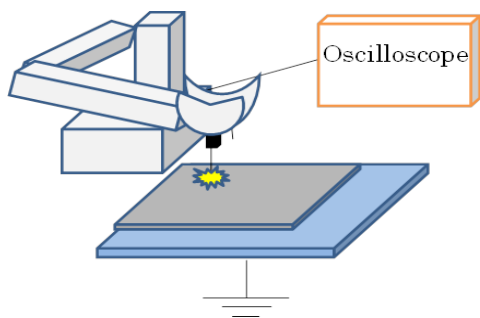


図1 実験装置

3 実験結果及び考察

3.1 表面抵抗と帯電電位

図1にティッシュペーパーで擦った際の帯電電圧を示す。導電性フィラーの入っていないポリカーボネート樹脂 PC の帯電電圧は 1474 V と非常に高いが、導電性フィラー (CF、CNF、CNT) の入ったポリカー

ボネート樹脂では表面抵抗が低くなるほど、帯電電圧は低い。 $1\text{E}+4.5\ \Omega$ で比較すると CNT の帯電電圧は他と比べて低く、帯電電圧の低いものから CNT (1V)、CNF (2V)、CF (10V) の順となる。

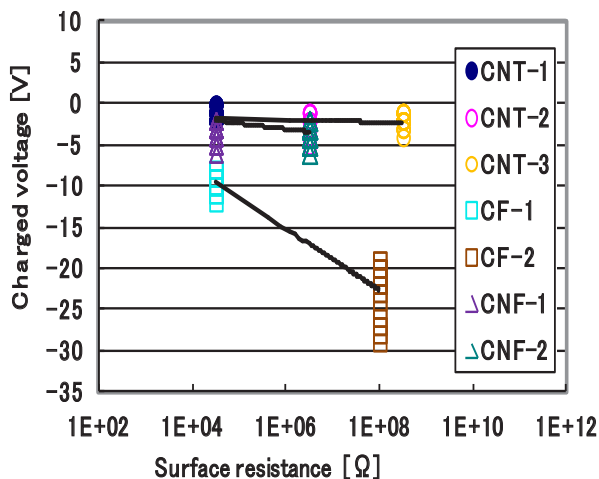


図2 表面抵抗と帯電電圧

3.2 放電電流の観察

図3に放電電流の表面抵抗依存性を示す。放電電流値は表面抵抗が大きくなるほど小さくなる。CNT の放電電流は他と比べて低く、同じ表面抵抗率でも CF より CNT は約1桁小さい。放電電流の低いものから CNT、CNF、CF の順となる。

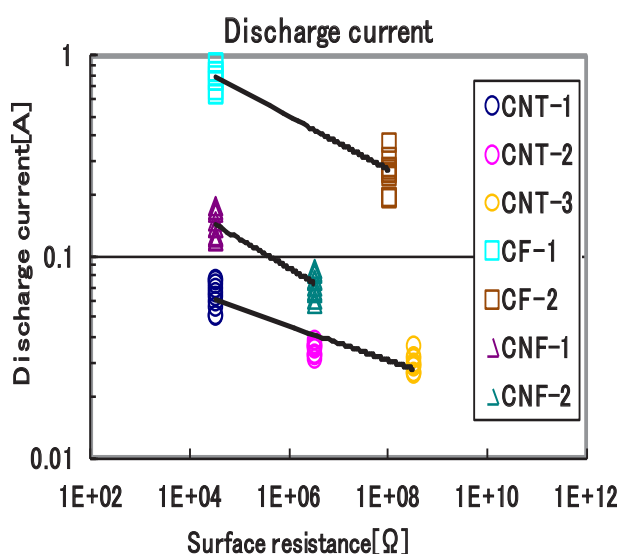


図3 表面抵抗と放電電流

図 4 に表面抵抗と立ち上がり時間の関係を示す。CF ではばらつきが大きい。

図 5 に表面抵抗と残留電圧の関係を示す。CF は残留電圧のばらつきが非常に大きい。

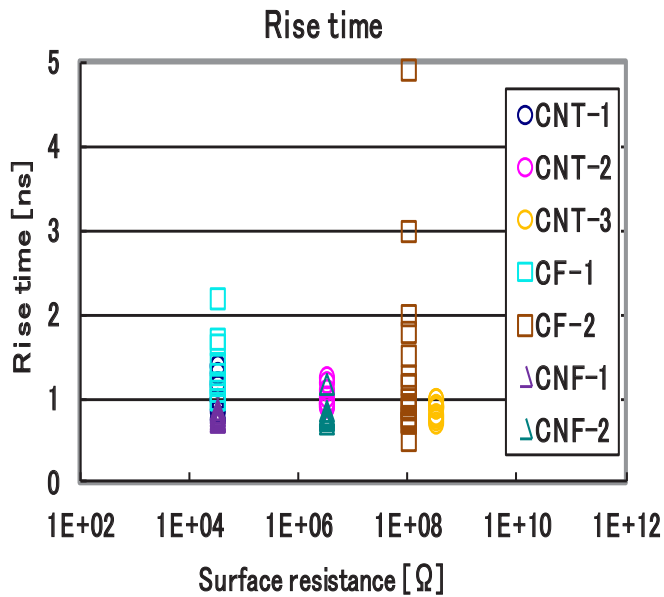


図 4 放電電流の立ち上がり時間

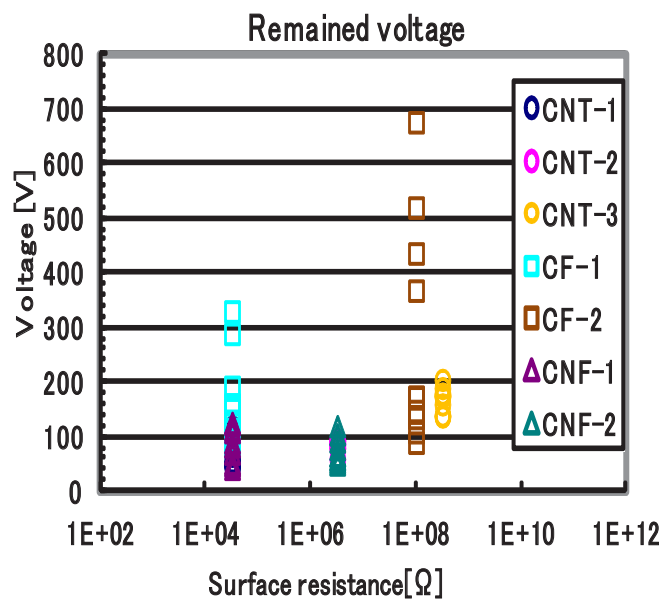


図 5 表面抵抗と残留電圧

3.3 放射電磁波の観察

図 6 に放射電磁波強度の表面抵抗依存性を示す。放射電磁波強度は表面抵抗が大きくなるほど小さくなる。CNT は全ての中でいちばん放射電磁波強度が低い。

図 7 に放射電磁波の立ち上がり時間の表面抵抗依存性を示す。立ち上がり時間に大きな差は無い。

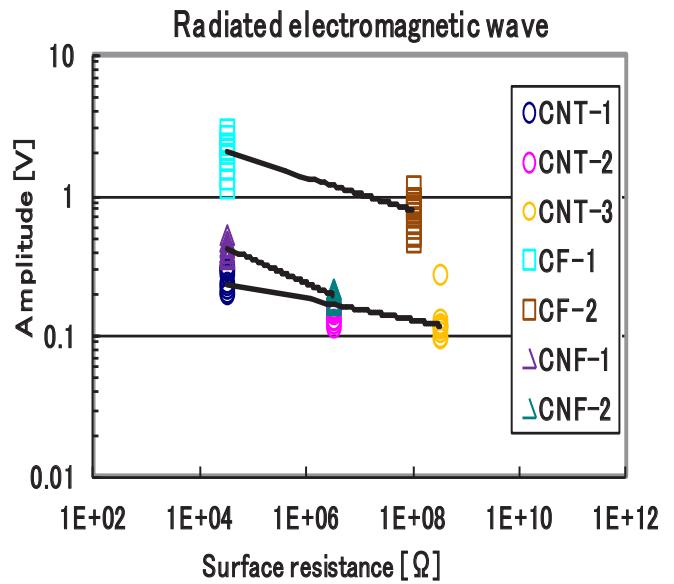


図 6 表面抵抗と放射電磁波強度

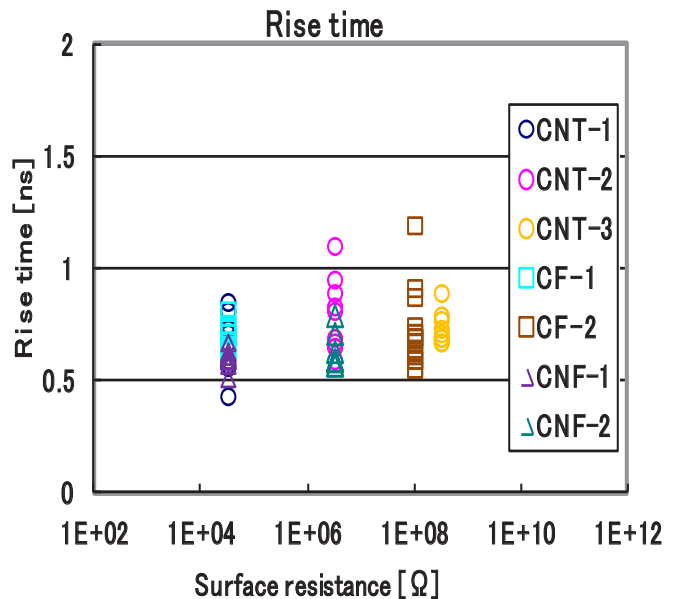


図 7 放射電磁波の立ち上がり時間

3.4 SPICE シミュレーション

図 8 に SPICE シミュレーションに用いた等価回路を示す。赤枠が導電性複合材料である。導電性複合材料の放電点での抵抗、体積抵抗、静電容量、及び放電経路のインダクタンスを変化させ、放電電流値との関係を調べた。

図 9 に導電性複合材料の放電点での抵抗と放電電流値との関係を示す。放電電流値は放電点での抵抗 (Point resistance) に大きく依存していることが分かる。

図 10 に導電性複合材料の体積抵抗と放電電流値との関係を示す。放電電流値は体積抵抗には依存していない。

図 11 に導電性複合材料の静電容量と放電電流値との関係を示す。放電電流値は静電容量が大きくなると依存性は小さくなる。

図 12 に放電経路のインダクタンスと放電電流値との関係を示す。インダクタンスが小さくなると依存性は小さくなる。

これらのことから、CF の放電電流値が大きいのは、静電気対策としての体積抵抗が CNT と同等であっても、表面へのフィラーの露出があり、放電点での抵抗 (Point resistance) が小さい箇所が多く存在するためであると考えられる。

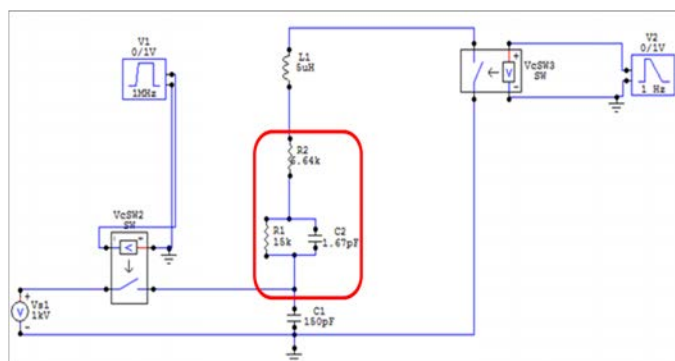


図 8 SPICE シミュレーションの等価回路

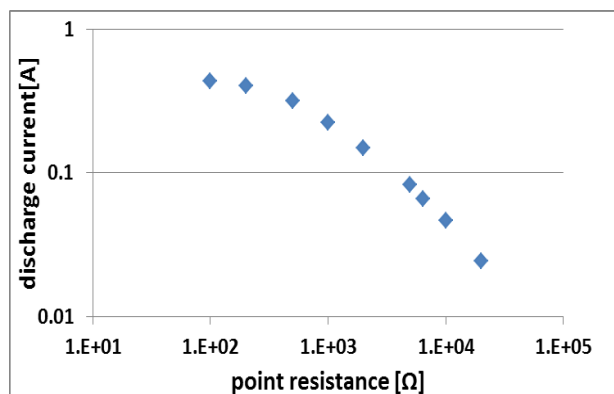


図 9 放電点での抵抗と放電電流値

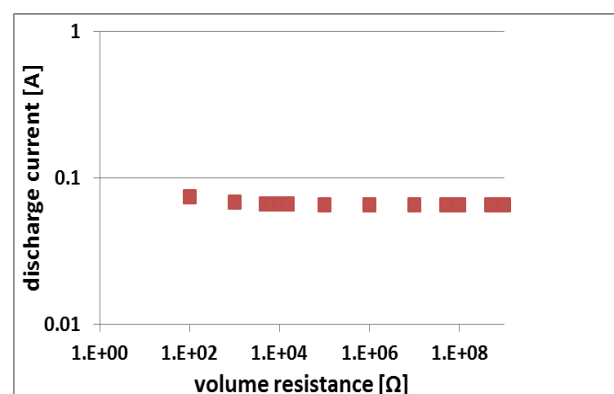


図 10 体積抵抗と放電電流値

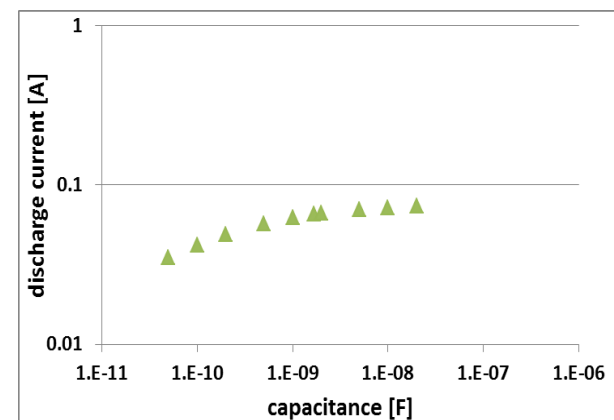


図 11 静電容量と放電電流値

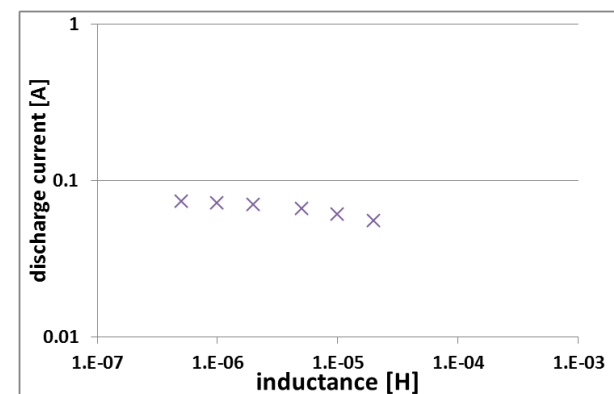


図 12 インダクタンスと放電電流値

4. まとめ

導電性ポリカーボネート樹脂の誘導帯電に伴う放電特性と放射電磁波の測定を行い以下のことが明らかとなった。

- (1) CNT(油化電子 HipersiteW2000)は、CFやCNFと比較し、放電電流値が小さい。
- (2) CNTは残留電圧も低く、ばらつきも小さい。
- (3) CNTは放射電磁波強度も小さい。
- (4) CNTの放電電流値が小さいのは、静電気対策としての体積抵抗がCNTと同等であっても、放電点での抵抗(Point resistance)が大きいためである。

参考文献

- 1) H.Tian and J.K.Lee: IEEE Trans. Magn., Vol.31, No.5, 2624, 1995.
- 2) A.Wallash: IEEE Trans. Magn., Vol.33, No.5, 2911, 1997.
- 3) Lam C., Salhi E., and Chim S.: EOS-19 , 386 , 1997.
- 4) A. Wallash and Y.K.Kim: IEEE Trans. Magn., Vol.34, No.4, 1519, 1998.
- 5) M. Takahashi, T. Maeda, M. Sakai, H. Morita, and M. Matsuzaki: IEEE Trans. Magn., Vol.34, No.4, 1522, 1998.
- 6) Chung F.Lam, Caleb Chang, and Rahmat Karimi: EOS/ESD Symposium Proceedings, EOS-20, 360, 1998.
- 7) A. Wallash: EOS/ESD Symposium Proceedings, EOS-22, 349, 2000.
- 8) Yong Shen, RingoLeung, and Jennifer ZF Sun: EOS/ESD Symposium Proceedings, EOS-22, 355, 2000.
- 9) Takayoshi Ohtsu, Hitoshi Yoshida and Noriaki Hatanaka: EOS/ESD Symposium Proceedings, EOS-23, 173, 2001.
- 10) Takehiko Hamaguchi, Takayuki Ichihara and Takayoshi Ohtsu: EOS/ESD Symposium Proceedings, EOS-24, 119, 2002.
- 11) Chris Moore and Albert Wallash: EOS/ESD Symposium Proceedings, EOS-21, 309, 1999.
- 12) A.Wallash: IDEMA Symp.,1998.
- 13) A. Wallash and M. Honda: EOS/ESD Proceedings,EOS-19,pp.382-385. 1997.
- 14) M. Honda and Y. Nakamura: EOS/ESD Proceedings, EOS-9, pp.96-103. 1987.
- 15) Akira Morinaga, Chiaki Ishikawa, Takayoshi Ohtsu, Norifumi Miyamoto and Shinji Narishige: IEEE Trans. Magn., Vol.38, No.5, 2262, 2000.
- 16) Takayoshi Ohtsu,"Study on ESD/EMI Phenomena for Magnetic Reproducing Head", IEEJ Trans.FM, Vol.130 , No5, 473-478 (2010)
- 17) Takayoshi Ohtsu," Study on ESD Phenomena of Magnetic Head by 1ns Pulse ESD", APEMC, Beijing, China (2010)
- 18) Ken Kawamata et al," Influence of the Surface Condition of Electrodes on Radiated EM Field Intensity due to Micro Gap Discharge", APEMC , Beijing, China (2010)
- 19) Takahiro Yoshida et al," Effect of the Shapes of Metal Electrodes on ESD Current and Radiation Noise" APEMC, Beijing, China (2010)
- 20) EMC 電磁環境学ハンドブック,佐藤利三郎氏監修

宇宙環境計測ミッション装置 (SEDA-AP) プラズマモニタ (PLAM) の計測結果

Kiyokazu Koga and Haruhisa Matsumoto

宇宙航空研究開発機構
研究開発本部
宇宙環境グループ

Abstract—In order to support future space activities, it is very important to acquire space environmental data on the causes of degraded space components and spacecraft anomalies. Such data is also useful for spacecraft design and manned space activities. Space Environment Data Acquisition equipment - Attached Payload (SEDA-AP) measures the space environment around the International Space Station (ISS) while attached to the Exposed Facility (EF) of the Japanese Experimental Module (“Kibo”). SEDA-AP was launched on July 16, 2009, and then attached to EF on July 25 by using Kibo’s robotic. Initial checkout began on August 4 and successfully ended on September 17.

The Plasma Monitor (PLAM) is one of the detectors in SEDA-AP. PLAM measures the potential, density, and electron temperature of space plasma by means of Langmuir probe analysis. Such plasma measurement is important for analyzing the charging status of surface materials and the potential of the ISS.

This paper reports on the mission objectives, instrumentation, and measurement status of PLAM.

Index Terms—Plasma monitor, Kibo, ISS, Exposed facility, SEDA-AP

I. INTRODUCTION

Space Environment Data Acquisition equipment – Attached Payload (SEDA-AP) was developed to measure the space environment around the International Space Station (ISS). Space environmental data is very important to avoid the risks posed by the space environment, such as total dose, single event anomalies, surface charging, and the degradation of materials. SEDA-AP measures these aspects of the space environment by using eight types of instruments as follows:

1) Neutron Monitor (NEM)

Measures neutrons by using the Bonner Ball Detector and the Scintillation Fiber Detector.

2) Heavy Ion Telescope (HIT)

Measures the energy distribution of heavy ions, lithium, carbon, oxygen, silicon and iron by using a silicon semiconductor detector.

3) Plasma Monitor (PLAM)

Measures the plasma density and electron temperature by

means of Langmuir probe analysis.

4) Standard Dose Monitor (SDOM)

Measures the energy distribution of high-energy light particles such as electrons, protons, and alpha particles by using a system that combines three semiconductor detectors (SSDs) and a scintillator.

5) Atomic Oxygen Monitor (AOM)

Measures the amount of atomic oxygen in ISS orbit from changes in resistance in response to variations in carbon film thickness.

6) Electric Device Evaluation Equipment (EDEE)

Measures single event effects and the degradation of electronic devices used on Kibo.

7) Micro-Particles Capture (MPAC)

Captures micron particles that exist in ISS orbit by using silica aerogel and a golden plate.

8) Space Environment Exposure Device (SEED)

Measures the degradation of materials for space use caused by the space environment, such as high energy radiation, atomic oxygen, and UV.

SEDA-AP is attached to port #9 of the Exposed Facility (EF) of the Japanese Experimental Module (“Kibo”). Figure 1 shows a photo of Kibo and SEDA-AP.



Fig. 1. Photo of “Kibo” and SEDA-AP (modified NASA image)

Figure 2 shows a diagram of SEDA-AP and the location of each instrument.

K. Koga and H. Matsumoto are with the Japan Aerospace Exploration Agency, Tsukuba, Ibaraki 305-8505.

PLAM is designed to measure the floating potential and plasma properties of density and electron temperature.

This paper reports on the instrumentation of PLAM and the initial results on orbit.

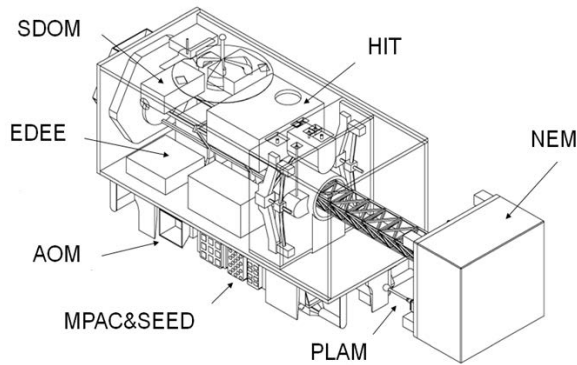


Fig. 2. Diagram of SEDA-AP

II. OVERVIEW OF SEDA-AP OPERATION

SEDA-AP is one of the first missions of Kibo's Exposed Facility (EF), and was launched aboard the Space Shuttle as a part of Kibo construction #2 (mission 2JA) on July 16, 2009. SEDA-AP is mounted in the Experiment Logistics Module-Exposed Section (ELM-ES), along with Monitor of All-sky X-ray Image (MAXI) and the Inter-orbit Communication System (ICS), in the Space Shuttle's cargo bay.

SEDA-AP was attached to Kibo on July 25 by using Kibo's JEM Remote Manipulator System (JEMRMS). Initial checkout began on August 4 and successfully ended on September 17. After initial checkout, SEDA-AP began conducting space environment measurements.

III. DESCRIPTION OF PLAM INSTRUMENTS

PLAM measures the plasma density, temperature, and floating potential by using a Langmuir probe. Table I lists the four measurement modes. Figure 3 shows a diagram and a photo of the PLAM sensor. PLAM design is based on the plasma measurement instruments of the Space Flyer Unit (SFU).^[1]

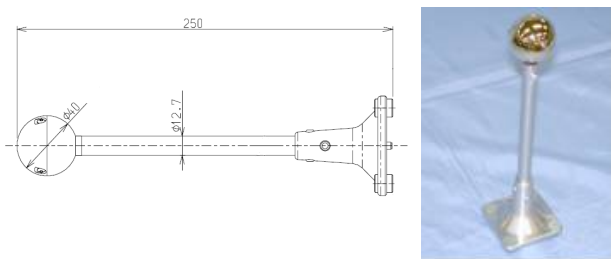


Fig. 3. Diagram (left) and photo (right) of the PLAM sensor (dimensions in mm)

The PLAM sensor employs a gold-plated sphere as its probe, having a radius of 40 mm and a length of 250 mm. Gold was selected as the surface coating material, given its uniform work function and stability in the atomic oxygen environment of ISS orbit. As the probe contains no built-in heater, there is no active cleaning mode. PLAM has five measurement modes. Mode 0 (a repetition from Modes 1 to 4) is used for nominal cases of measurement. A mechanical relay is used to change the modes.

Table I.
Measurement modes of PLAM

Mode No.	Probe mode	Time of measurement (sec.)	Applied voltage
0	LP, FP ^{*)}	64	Repetition from Modes 1 to 4
1	LP	16	-2 to +2V sweep/16 sec.
2	LP	16	-50 to +50V sweep/16 sec.
3	LP	16	+10V fixed
4	FP	16	(Voltage measurement)

^{*)} LP: Langmuir Probe, FP: Floating Probe

A. Mode 1

A voltage sweep is conducted from -2 to +2V (sawtooth wave) relative to the chassis ground and structure of SEDA-AP (as well as the ISS). The sweep time is 16 seconds, with 320 sampling steps (at equal intervals) and 8-bit quantization. Mode 1 has two types of current measurement mode, high gain (from -0.2 μ A to +2 μ A), and low gain (from -0.04 mA to +0.4 mA).

B. Mode 2

A voltage sweep is conducted from -50 to +50 V relative to the chassis ground. The sweep time, sampling steps, quantization, and current mode are the same as in Mode 1.

C. Mode 3

Voltage is fixed to +10V. There are 512 sampling steps (at equal intervals) with 8-bit quantization. The current mode is same as in Modes 1 and 2.

D. Mode 4

The sphere is isolated from the chassis ground by a high impedance circuit (at approximately $10^9\Omega$). There are 512 sampling steps (at equal intervals) with 8-bit quantization.

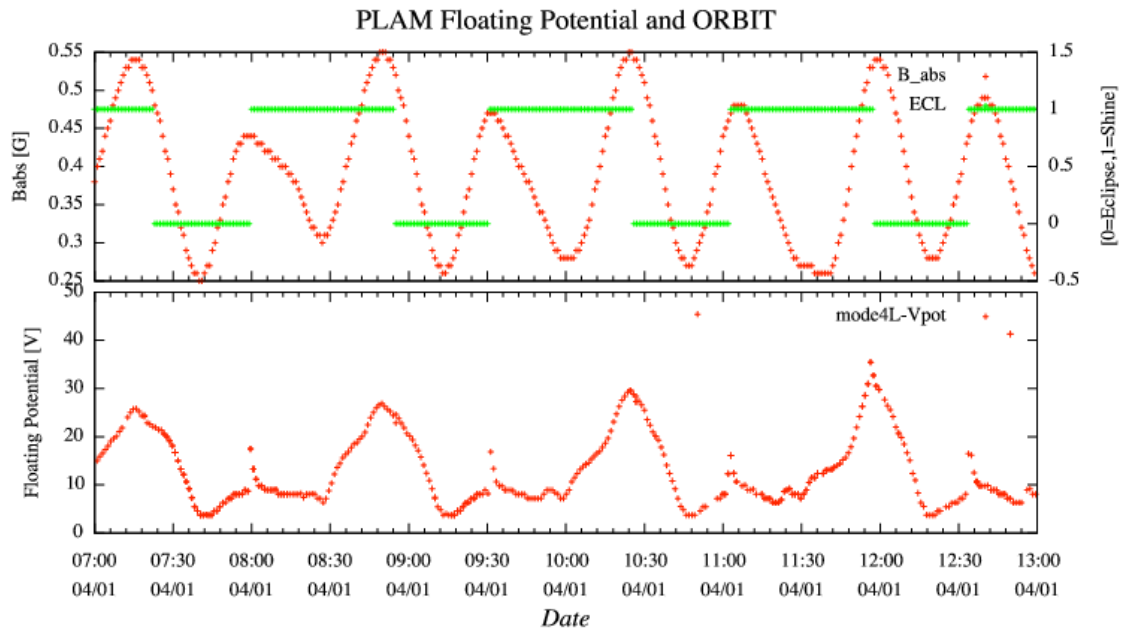


Fig. 4. Floating potential and orbit data

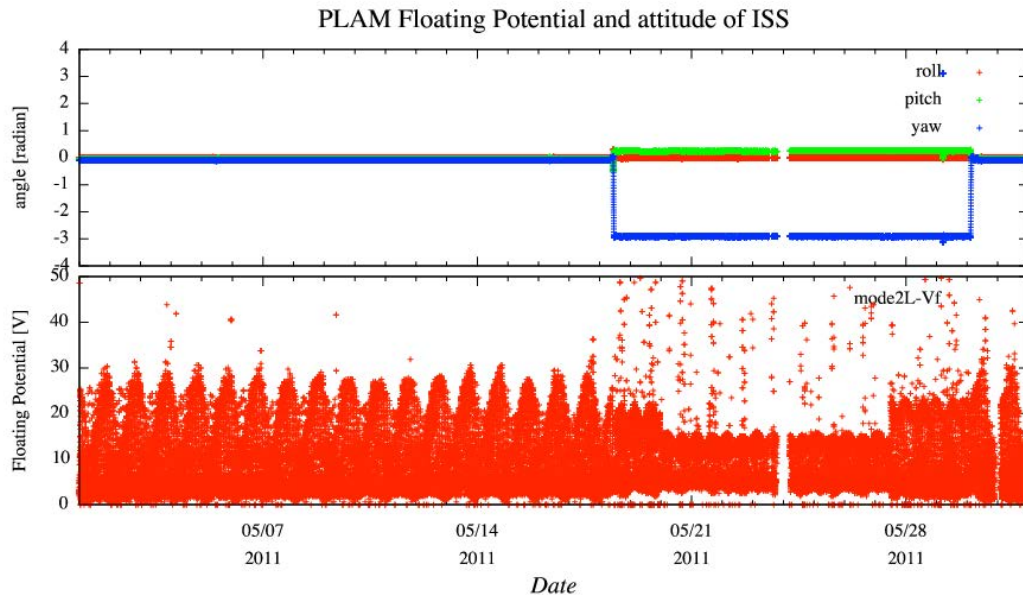


Fig. 5. Floating potential and attitude data

IV. FLIGHT DATA

Initial checkout was successfully completed on August 6, 2009. PLAM was then placed into continuous measurement mode. Data processing is based on general Langmuir Probe theory.^[2]

A. Floating potential

Floating potential is obtained from Modes 1, 2, and 4. Figure 4 shows data covering six hours on April 4, 2011.

Floating potential is shown in the lower part of the figure. Mode 4 (floating probe mode) obtains Vpot. L and H denote Low and High gain mode, respectively. The upper part of the figure shows the absolute value of the magnetic field (red line); the green lines show a solar eclipse [0=eclipse, 1=shine]. When the ISS exits an eclipse, floating potential is increased by the power generated by the PV array module. Variations in floating potential are synchronized with the absolute value of the magnetic field due to induced electromotive force. These results are in good agreement with data obtained by the Floating Potential Measurement Unit (FPMU) onboard the ISS.^[3]

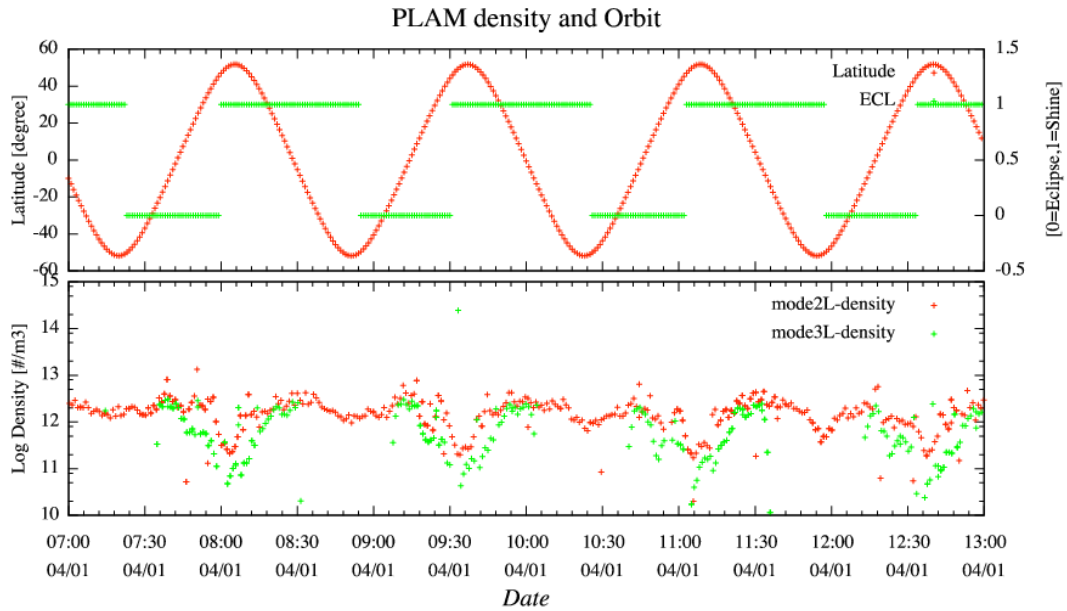


Fig. 6. Plasma density and orbit data

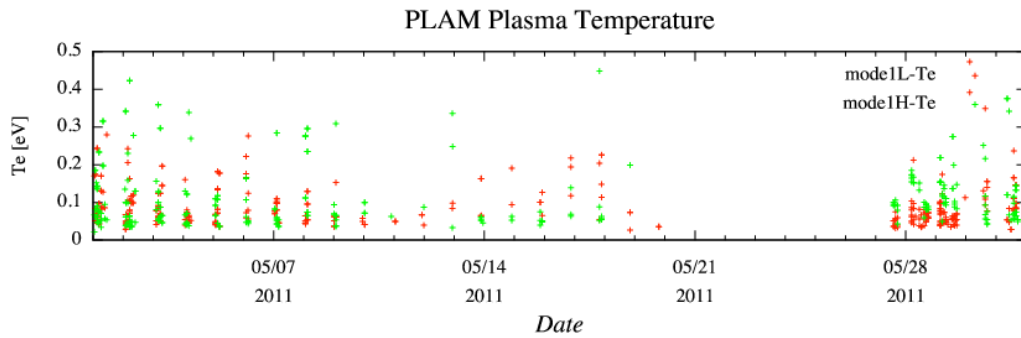


Fig. 7. Plasma Temperature data

Figure 5 shows one month of data on floating potential and attitude of the ISS in May 2011. The lower part of the figure shows floating potential; the upper part shows roll, pitch, and yaw. V_f is obtained by determining the voltage at which the current changes polarity in Mode 2 (Langmuir Probe mode). The Space Shuttle was docked at the ISS from May 18 to May 30. During this period, the attitude of the ISS was changed from +XVV (yaw=0) to -XVV (yaw= $-\pi$) to avoid space debris from striking the insulation tiles of the Space Shuttle. A lower potential resulted from this change in attitude. The data on floating potential is erratic during this period, as the location of PLAM was changed from ahead of the ISS to behind it.

B. Plasma density

Plasma density is obtained from Modes 1, 2 and 3. Figure 6 shows the plasma density and orbit data of ISS covering six hours on April 4, 2011 (same period as in Fig. 2). The lower part of the figure shows the plasma density obtained from Modes 2 and 3 at low gain. The upper part shows the latitude and solar eclipse and sunshine. There is good agreement

regarding the plasma density obtained by Modes 2 and 3.

C. Plasma temperature

Plasma temperature is obtained from Modes 1 and 2. Given the roughness of the voltage sampling rate in Mode 2, the accuracy is very low. In Mode 1, the applied voltage is narrow ($\pm 2V$); therefore, data on plasma temperature can only be obtained when V_f is under 2V. Figure 5 shows one month of Mode 1 data obtained in May, 2011. V_f is almost greater than 2V, thereby limiting available data. The data obtained in Mode 1 is now being evaluated and its quality improved.

V. SUMMARY

PLAM has successfully been engaged in continuous measurement since August 2009. The data on floating potential and plasma density are in agreement with another observation data obtained at the ISS. Given the currently limited and low quality data on plasma temperature, we will continue making efforts to resolve this problem. For future work, we will

compare the data on plasma density and temperature with that of the International Reference Ionosphere (IRI) model and data on floating potential through $V_{ISS} \times B \cdot l$ analysis.

ACKNOWLEDGMENT

The authors wish to thank Dr. S. Sasaki of JAXA and Dr. H.O. Ueda of MUSCAT Space Engineering Co., Ltd. for their valuable assistance.

REFERENCES

- [1] Sasaki, S., et al. "Study of Spacecraft Environment on SFU." The Institute of Space and Astronautical Science report, S.P. 11, p.79-96, 1990-2003.
- [2] Amemiya, H., et al. "Probe Measurements: Fundamentals to Advanced Applications." Journal of Plasma and Fusion Research, Vol. 81, No.7, (2006), p.482-525.
- [3] Kenneth, H., et al. "Charging of the International Space Station as Observed by the Floating Potential Measurement Unit: Initial Result." IEEE Trans. plasma science, Vol. 36, No.5, October 2008, p.2280-2293.

超小型衛星鳳龍式号の高電圧技術実証試験結果と不具合検証

○松本直希、九州工業大学 衛星開発プロジェクト、増井博一、趙孟佑(九州工業大学)

In orbit demonstration of high voltage technology of Horyu2 and Verification of Anomaly Investigation

○Naoki Matsumoto, KIT Satellite Project, Hirokazu Masui, Mengu Cho(Kyushu Institute of Technology)

Key Words: Nanosatellite, Verification, Reliability, High voltage technology

Abstract

HORYU-II is a 30cm-cubic Nano satellite weighing 7.1kg developed by Kyushu Institute of Technology aiming to demonstrate highest voltage technology, so far. The demonstration test has still been carried out. However, recently due to some failures we could not communicate with the satellite from June to July. Latter, the failure reason has been identified by Failure Tree Analysis (FTA) and verification test. In this report, we explain the high voltage technology demonstration test along with the verification of the anomaly investigation.

1. 目的および背景

人工衛星は通信容量の増大、打ち上げコストの削減などから大型化や多機能化が進んでいる。その一方で、消費電力は増加傾向にあり発電電力を効率よく送電するために高電圧化されている。しかし、高電圧化により衛星が太陽電池上での放電が発生し易くなり、衛星のシステム損傷を招いている。この放電はプラズマとの相互作用により発生し、発電電圧が高いほど起こる確率が高くなると言われている。図1に衛星の衛星バス電圧と発生電力の関係を示す。

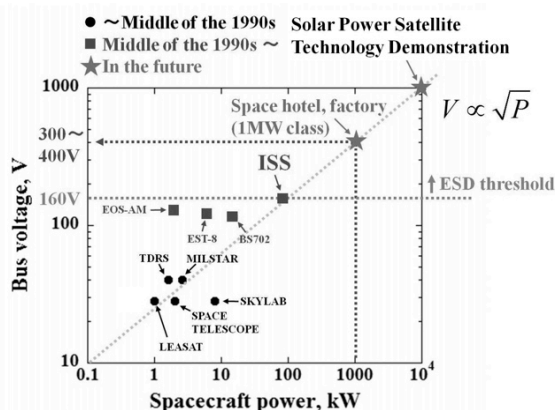


図1 衛星バス電圧と発生電力の関係

現在の運用されている衛星は放電閾値よりも低い発電電圧で運用することで放電によるリスクを回避している。現在までに運用された衛星の中で最も発電電力が高い衛星は発電電圧 160V、発電電力 1kW の ISS である。しかし、1MW クラスの宇宙機になると 300V の発電電圧が必要であり今後の大型宇宙システ

ムの開発には高電圧技術が必須となる。また、プラズマだけでなく太陽電池上での放電は宇宙空間に存在するサブストームなどの高エネルギー電子により衛星が帯電し太陽電池のカバーガラスなどの絶縁体と衛星構体(導体)間に電位差が生じることで発生する。図2に衛星の故障原因の割合を示す。[1]

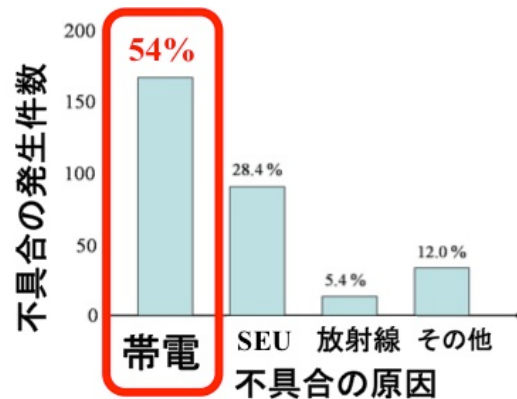


図2 衛星の故障原因の割合

図2からも分かるように帯電が不具合の原因の中で最も多いことが分かる。高電圧環境下では周辺プラズマや高エネルギー電子により衛星が帯電すると放電のリスクは高くなる。よって、将来の宇宙開発において衛星の帯電を緩和する素子や衛星の帯電を観測する装置が求められている。

2012年5月18日に高電圧技術実証衛星鳳龍式号が打ち上げられ、高電圧技術実証試験が行われている。鳳龍式号で行う高電圧技術実証試験は(1)軌道上での300V 発電(2)帯電緩和素子(ELF: Electron emitting Film)の軌道上実証(3)表面電位計(Trek)の軌道上実証

の3つである。しかし、2012年6月から約1ヶ月間衛星との通信とのデータのやりとりや通信ができなくなってしまった。不具合発生を受け衛星開発プロジェクトで故障箇所や故障原因の検証が行われた。

本稿では鳳龍式号の高電圧技術実証試験結果と不具合検証について報告する。

2. 高電圧技術実証衛星鳳龍式号

超小型衛星鳳龍式号は九州工業大学で開発された超小型衛星である。図3に高電圧技術実証衛星鳳龍式号を示し、仕様を表1に示す。

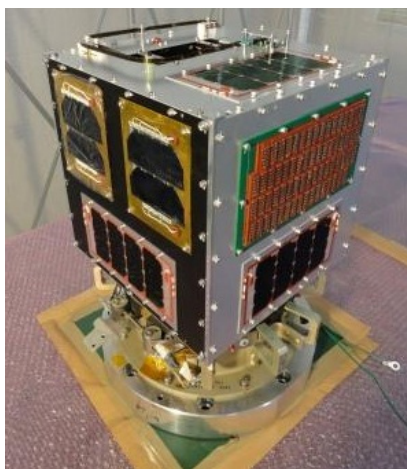


図3 高電圧技術実証衛星鳳龍式号

表1 鳳龍式号仕様

サイズ	29.6cm×32.0cm×35.0cm
重量	7.1kg
無線周波数	Uplink: 145MHz 帯 Downlink: 437.375MHz
発電電力	2.2W(最小)
運用年数	1年
軌道	太陽同期軌道 (680km, 98.2deg)
姿勢制御	永久磁石とヒステリシスダンパーによる受動制御

鳳龍式号は約30cm立方、重量7.1kgの超小型衛星であり、2012年5月18日にH2Aロケットに打ち上げられた。鳳龍式号に搭載されているミッションは以下の通りである。

- 低軌道での300V発電
- 放電抑制用フィルムの劣化実証
- 帯電緩和素子(ELF)の軌道上実証
- 表面電位計(Trek)の軌道上実証
- カメラによる画像撮影
- デブリセンサの軌道上実証

鳳龍式号のメインミッションは低軌道での300V発電であり、カメラによる画像撮影とデブリセンサの

軌道上以外の4つのミッションは高電圧技術実証試験である。今回は高電圧技術実証試験に絞って報告する。

3. 高電圧技術実証試験概要

3.1 300V 発電[2] [3]

この試験は「300V 発電」と「放電抑制」の2つの試験に分けられる。300V 発電試験は鳳龍式号に搭載した300V 発電用太陽電池アレイの低軌道での発電電圧とSCM(Surface Charging Monitor)の帯電電位を測定する。発電用図4に300V 発電用太陽電池アレイとSCMを示す。

300V発電用太陽電池アレイ

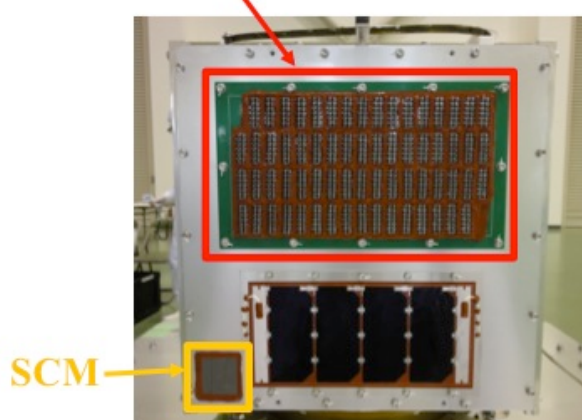


図4 300V 太陽発電用太陽電池アレイとSCM
300V 発電太陽電池アレイは京セミ株式会社製の球状太陽電池スフェラーを66個直列に接続したものを2個作り、さらにそれらを直列に接続した構成になっている。また、300V 発電用太陽電池上での放電を防ぐために金属露出部分はRTVで覆われている。スフェラーアレイ1個当りの発電電圧7V(開放電圧)で無指向性である。図5にスフェラーアレイを示し、スフェラーアレイ1個当りのスペックを表2に示す。300V 発電太陽電池アレイは最大約450Vの発電が可能だが測定回路により350Vまでしか発電できないようになっている。



図5 スフェラーアレイ

表2 スフェラーアレイ 1 個当りのスペック (AM1.5)

開放電圧	7.27V
短絡電流	2.3mA
最大出力	13.5mW
最適動作電圧	6.00V
最適動作電流	2.2mA

SCM は 300V 発電太陽電池の帯電電位を測定するために搭載している。SCM はすでに軌道上実証実績のある衛星表面の帯電電位を測定する素子である。SCM は銅の上にフッ素樹脂をコーティングした物で図 6 に SCM と 300V 発電太陽電池と SCM の関係を示す。

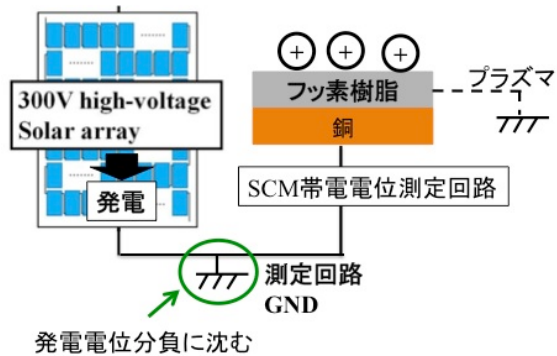


図6 300V 発電太陽電池と SCM の関係

300V 発電太陽電池が発電すると周辺のプラズマとの相互作用により発電回路が発電電位分負に沈む。そして SCM 表面のフッ素樹脂がプラズマ電位と同電位であると仮定するとフッ素樹脂表面は測定回路のグラウンドに対する SCM 表面電位は発電電位分正に帯電する。これにより 300V 発電太陽電池のプラズマに対する帯電電位が測定可能となる。そして 300V 発電太陽電池の発電電圧と SCM の帯電電位がほぼ一致することが予想される。300V 発電ミッションでは 300V 発電太陽電池と SCM の帯電電位を比較する。

放電抑制試験では太陽電池上での放電抑制技術である放電抑制フィルムと半導電性コーティングの軌道上実証を行う。試験は以下の太陽電池の放電回数を比較する。

- フィルム太陽電池
- 半導電性コーティング太陽電池
- ノミナル太陽電池

図 7.8 にフィルム太陽電池と半導電性コーティング太陽電池を示す。

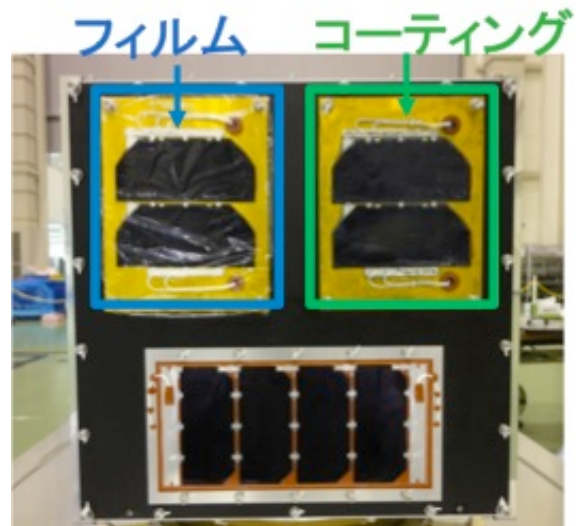


図7 フィルム太陽電池と半導電性コーティング太陽電池

フィルム太陽電池は図 8 に示すようにフィルム (ETFE: Ethylene-Tetra Fluoro Ethylene) を太陽電池全体に覆うように構成されている。フィルムはイオンバリアの役目を果たし、

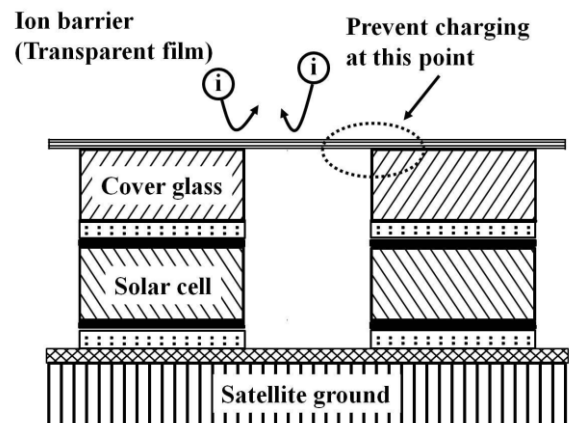


図8 フィルムの放電抑制原理

半導電性コーティング太陽電池は半導電性コーティング材を太陽電池全体に塗布したものである。図 9 に半導電性コーティング太陽電池の放電抑制原理を示す。塗布されたコーティング材によりカバーガラスに帯電した電荷を衛星構体に逃がすことにより帯電緩和をして放電を抑制する。また電界集中を防ぐ効果もある。

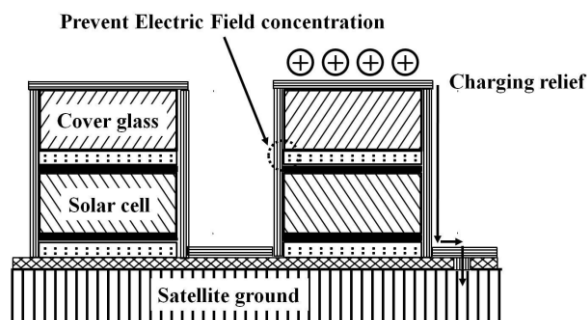


図9 半導電性コーティングの放電抑制原理

300V 発電での太陽電池の発電電圧や SCM の帯電電位、放電抑制試験による太陽電池の放電回数は全て専用の測定回路で測定する。全体回路図を図10に示す。

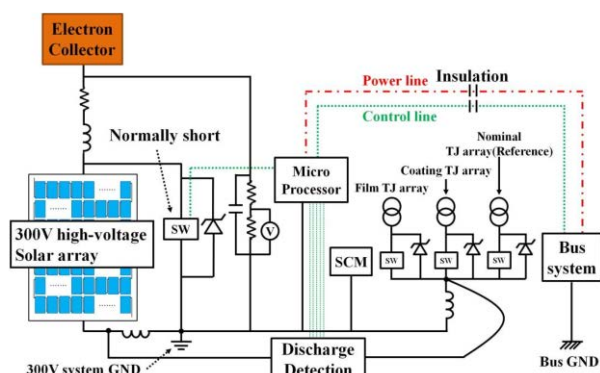


図10 300V ミッション用測定回路図

測定回路はバス系からの ON 信号が来ない限り動作しないように設計されている。地上局からの信号を受けると測定回路に搭載された CPU が太陽電池に繋がれたスイッチを ON にし、開放状態にする。図9中の電子コレクタは周辺プラズマの電子を収集し測定回路を発電電位分負に沈ませるために搭載している。300V 発電ミッションには7つの試験モードがあり、地上局からのコマンドで試験モード送信することで CPU が試験モードを切り替えることができるように設計されている。300V 発電ミッションの試験モードを表3に示す。

表3 300V 発電ミッション試験モード

	モード名
Mode1	初期動作確認
Mode2	300V 発電
Mode3	ノミナル太陽電池での放電試験
Mode4	フィルム太陽電池での放電試験
Mode5	コーティング太陽電池での放電試験
Mode6	オーロラ帯での放電試験
Mode7	フィルム劣化試験

3.2 帯電緩和素子(ELF)の軌道上実証[4] [5]

ELF(Electron emitting Film)とは九州工業大学で開発された帯電緩和素子である。ELF は銅板の上にフ

ッ素樹脂をコーティングされた構造をしており、電界放出によって衛星の帯電を緩和する。ELF は受動的に動作し太陽電池と同様に帯電し、閾値電圧に達する前に ELF から電子が放出され、カバーガラス・衛星構体間の電位差を小さくすることで放電を防止する仕組みとなっている。

本試験は衛星の極域通過時に ELF の電界放出電流と SCM の帯電電位を測定する。鳳龍式号に搭載されている ELF,SCM を図11に示す。鳳龍式号に搭載される ELF,SCM のサイズは 3cm×3cm、重量はそれぞれ 3g である。

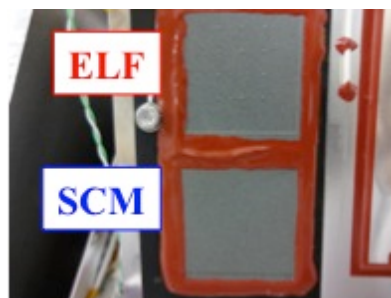


図11 ELF&SCM

SCM は 300V 発電試験と同じサンプルを搭載しているが 300V 発電試験とは異なり、ELF の軌道上実証試験では ELF 表面の絶縁体の帯電検証に使用されている。図12に ELF と SCM の帯電時の関係を示す。

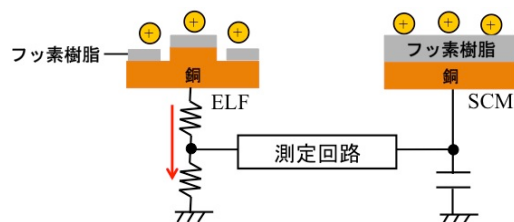


図12 ELF と SCM の帯電時の関係

図12より ELF と SCM はほぼ同じ構造をしている事が分かる。ELF が電界放出電流を流している時 ELF 表面のフッ素樹脂は銅板に対し正に帯電している。この時 SCM 表面のフッ素樹脂も同様に帯電する。この両者の関係を確認する事で ELF の軌道上実証を行う。ELF,SCM の動作は鳳龍式号に搭載されている測定回路で測定されている。測定回路は ELF の電界放出電流と SCM の帯電電位を 0~5V の出力電圧に変換する。導出式は以下のようになっている。

$$I_{elf} = \frac{V_{out}}{3.8} \times \frac{10^6}{10^5} [\mu A] \quad (1)$$

$$V_{SCM} = \frac{(V_{out} - V_{offset})}{1.23} \times \frac{(1G\Omega + 510k\Omega)}{510k\Omega} \times \frac{1050}{1000} [V] \quad (2)$$

I_{elf} は ELF の電界放出電流、 V_{SCM} は SCM の帯電電位、 V_{out} は測定回路の出力値である。つまり、測定回路の出力値から ELF の電界放出電流と SCM の帯電電位

求めることができる。この回路では ELF の電界放出電流は最大 $9\mu\text{A}$ 、SCM の帯電電位は $-0.84\text{kV}\sim 1.875\text{kV}$ まで測定可能となっている。

3.3 表面電位計(Trek)の軌道上実証[6]

この試験は軌道上での表面電位計の軌道上実証を行う。この表面電位計は TREK 社製非接触型表面電位計(Trek Model 820)に基づいて開発された。鳳龍式号に搭載している表面電位計を図 13 に示す。

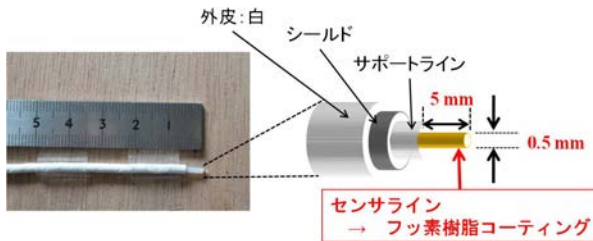


図 13 鳳龍式号用表面電位計プローブ

図のようにプローブは4層構造になっており、最下層のアルミ芯線部分を帯電面に接触させることで電位計測を行う。表面電位計プローブはこのアルミ芯線部分に絶縁体であるフッ素樹脂をコーティングし、この絶縁コーティング部分を宇宙環境に暴露している。試験は極域で行い、極域通過時の衛星構体電位を基準とした絶縁コーティングプローブの帯電電位を表面電位計基板により計測し3.2で述べたSCMとの帯電電位を比較する。表面電位計基板出力値と帯電電位の関係を図 14 に示す。

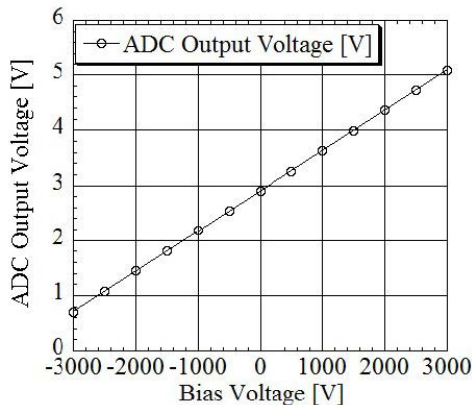


図 14 プローブの帯電電位と回路の出力値の関係
この試験は ELF の軌道上実証試験と同時にやっている。本誌では ELF と Trek の同時に測定した結果を示す。ELF と Trek の実証試験は高エネルギー電子が発生しているときに起こっている。軌道上での情報は以下の Web サイトを参考にしている。

1. NICT の宇宙天気予報
(<http://swc.nict.go.jp/contents/>)
2. オーロラ予測サイト
(<http://www.gi.alaska.edu/AuroraForecast>)

3. NOAA Space Weather

(<http://www.swpc.noaa.gov/pmap/index.html>)

4. 高電圧技術実証試験結果

4.1 300V 発電

まず 300V 発電試験の試験結果を述べる。試験時の衛星の軌道を図 15 に述べる。

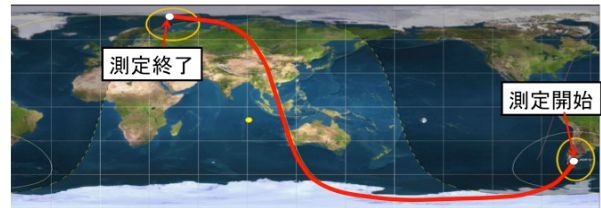


図 15 300V 発電試験時の衛星の軌道

300V 発電試験は日照時に試験を行っている。次に 300V 発電試験結果を図 16 に示す。図 16 より測定開始から 300V 発電用太陽電池の発電電圧と SCM の帯電電位が 300V を上回っている事が分かる。また 300V 発電中の太陽電池上での放電は確認されなかった。このことから軌道上での 300V 発電に成功した。

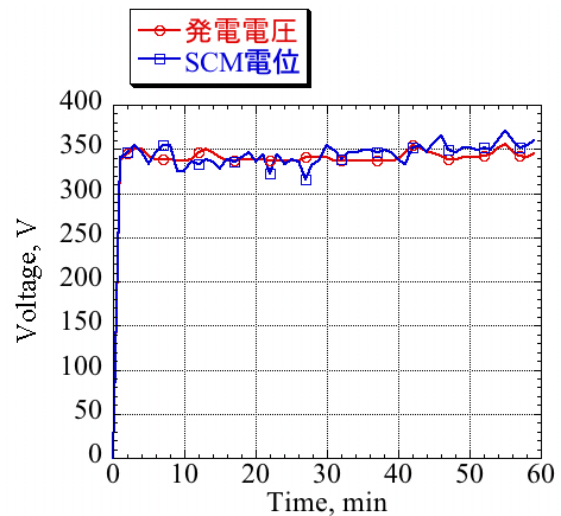


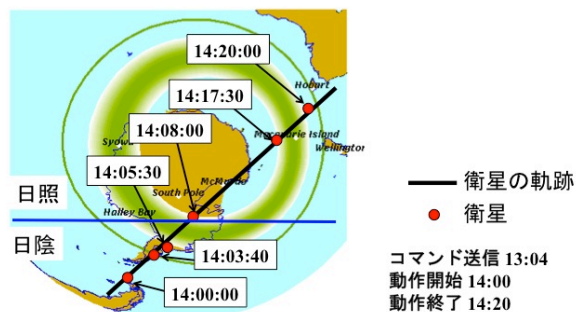
図 16 300V 発電試験結果

次に放電抑制試験結果を表 4 に示す。ノミナルアレイでの放電検出には成功している。300V ミッション用の PIC マイコンが瞬時停止したことも確認されている。現在 PIC の瞬停が太陽電池による放電が発生したものか、基板内の放電かはっきりしておらず現在検証を行っている。フィルムとコーティングについては放電抑制試験を実施中である。

4.2 帯電緩和素子(ELF),表面電位計(Trek)の軌道実証

ELF, Trek の軌道上実証試験での試験時の衛星の軌道とオーロラの状態を図 17 に示す。図 17 から測定

開始後から3分40秒～8分の間にELF,SCM,Trekが帯電することが考えられる。また、測定開始から8分以降はオーロラ域を抜け、また日照に入るため、光電子電流や電離層イオン密度が増加してくるので、ELF,SCM,Trekは帯電しないと予想される。



オーロラ活動 : 4(Active)

図17 ELF, Trek 実証試験時の衛星の軌道
次にELFの電界放出電流、SCM, Trekの帯電電位の変化を図18に示す。図18より測定開始から約7分から8分後にELFから電界放出が行われ、SCMが正に帯電していることが分かる。これは電界放出が行われた時間も図12に示したオーロラ帯に入っている時間内に起こっていることが分かる。測定開始から約8分後にELFからの電界放出電流とSCMの帯電が測定されなくなったのは衛星が日照に入り光電子電流とプラズマ環境が支配的になったためELF,SCMが十分に帯電しなかったことが考えられる。オーロラ帯通過中に測定開始から約3分後にELFから電界放出電流が測定できたにも拘らずSCMが負帯電になっていることが分かる。ELFから十分に電気放出が行われると、帯電緩和が一気に進み、SCM表面の絶縁体電位が衛星構体より負に帯電する(順電位勾配)こともあり得る。また、ELF,SCM動作時にTrekが全く帯電していなかった。これはELF,SCMには高エネルギー電子が当たっていたがTrekプローブには高エネルギー電子が当たっていなかったためと思われる。しかし、これらの現象が発生した原因は今回のデータからだけでは判断できない。

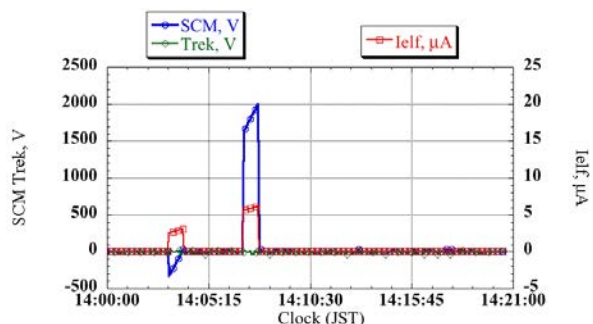


図18 ELFの電界放出電流とSCM, Trekの帯電電位の変化

5. 不具合検証

5.1 不具合解析

鳳龍式号が2012年5月18日に打ち上げられて以降、順調に運用が行われていたが2012年6月5日鳳龍式号に不具合が発生した。確認された事項は以下の通りである。

1. ハウスキーピングデータ値が変化しない
2. 地上からのコマンドを受け付けない
3. リセットコマンドを送っても衛星の状態が変わらない

さらに2012年6月30日にはビーコンだけしか聞こえなくなりハウスキーピングデータも取得されなくなってしまう。しかし、2012年7月3日に衛星が不具合から復帰した。その後、衛星から取得したハウスキーピングを解析したところバッテリー残量が約3%であることが分かった。このことから衛星の不具合発生から復帰までの流れは以下のように推測した。

1. なんらかの原因で消費電流が増加し電力収支が負になった。
2. バッテリーが空になり衛星の電源が落ちた。
3. バッテリーが充電され衛星が再起動した。

故障箇所についてはOBC基板、その中でもMAINマイコン(H8)またはマイコンにリセットをかける素子(スイッチ、スリーステットバッファ)で異常が起きたのではないかと考え、不具合原因の特定を行った。不具合発生箇所については固定されたハウスキーピングデータから蝕明け10~20分後であると推定した。不具合発生地点はブラジル南東沖の南大西洋異常帯であることが分かった。故障原因については以下の5つが考えられる。

1. 熱サイクルによる素子ハンダ部の不良が発生
 2. 内部帯電によってOBC基板上で放電が発生
 3. 外部に異物が混入し、基板状態で短絡が発生
 4. リセット素子が放射線の影響をうけて故障
 5. マイコンがシングルイベント(SE)により暴走
- これらの故障原因の検証試験として原因1については熱サイクル試験、原因3については帯電放電試験、原因4,5についてはSEE試験を行った。

5.2 熱サイクル試験

本試験では予備のOBC基板を窒素ガス中で熱サイクルにかけた後に

1. 顕微鏡写真を撮影しハンダの割れを確認する
2. 電気性能試験を行い電氣的の不具合がないか確認する

を行った。試験条件は、温度範囲は-10~+40℃、1サイクル15分の計600サイクルである。これは不具合までのハウスキーピングデータから衛星内部の温度は-5~+25℃であり、その条件よりも厳しい熱負荷を加えるためである。試験結果は熱サイクルをかけてもハンダの割れや電氣的な不具合は見られなかった。よって、熱サイクルにより不具合が起こったのではないと考えられる。

5.3 帯電放電試験

試験回路・試験環境を図19に示す。帯電試験はOBC基板に電子ビームを3分間照射しその後表面電位計で基板の表面電位を測定することで基板の電荷の抜けを測定した。放電試験については基板に電子ビームを照射し表面電位計で基板の表面電位を電流プローブで放電電流波形を測定し基板の放電閾値電圧を求めた。基板に照射されている電子ビームの電流密度はラングミュアプローブで測定した。

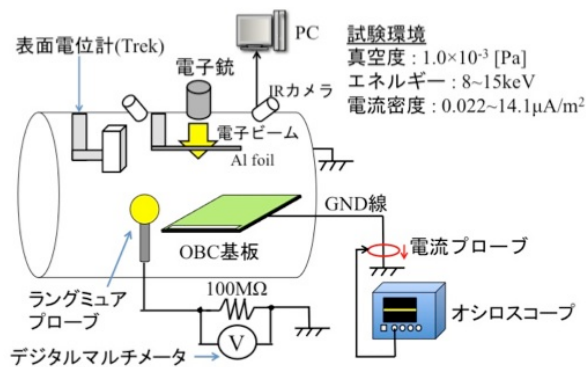


図19 帯電放電試験回路・試験環境

次に帯電放電試験結果について述べる。まず帯電試験結果である基板の表面電位の変化を図20に示す。

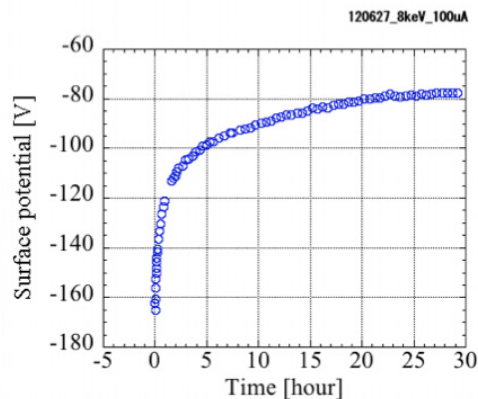


図20 基板の表面電位の変化

図20より30時間経っても基板にたまった電荷が抜けていないことが分かる。また、基板の表面電位をあげていったところ約-3.5kVで放電を確認した。しかし、今回の試験での電子ビームの電流密度は最大

約 $1.4 \times 10^{-5} \text{ A/m}^2$ であり鳳龍式号と同じ軌道を通るGOSATのLPT(Low Particle Telescope)が計測している500keVから1.6MeVの電子フラックスのデータを解析したところ、打ち上げから6月5日迄の間、OBC基板は $1 \times 10^{-10} \text{ A/m}^2$ 程度の電子電流を浴びていたことが判った。このことから軌道上の電流密度よりも遥かに大きい電流密度で試験を行っていた。そこでOBC基板の単位面積当りのキャパシタンスを $4.4 \times 10^{-7} \text{ F/m}^2$ と仮定すると打ち上げから不具合発生までの間での基板の帯電電位は-353Vとなり放電閾値-3.5kVを下回っていることが分かった。よって内部帯電による不具合に発生は低いと考えられる。

5.4 SEE試験

試験回路図を図21に示す。試験は京都大学の原子炉研究所の設備を借りて行った。Main・COMの二つのマイコン(H8)とリセットに関する素子のプラスチックパッケージを取り除いた状態でOBC基板に再実装し、電源・通信の各予備基板と共に照射試験装置に入れ、OBC基板の素子にカリフォルニウム252を平均LET78.7~102.5MeV、フラックス $23 \text{ 1/cm}^2 \cdot \text{sec}$ で照射した。その際のOBC基板の動作や消費電流を測定することでシングルイベントの検証を行った。

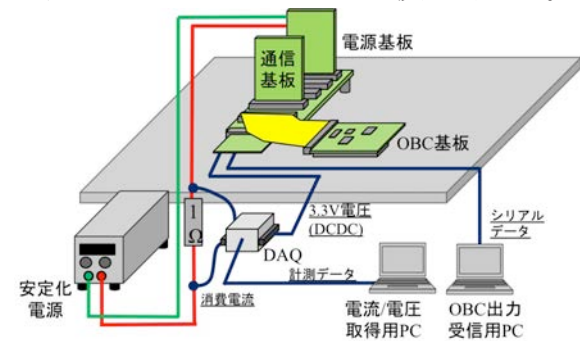


図21 SEE試験回路図

試験結果はリセットに関する素子にカリフォルニウムを照射した場合シングルイベントは確認されなかったがマイコンに照射した場合、シングルイベントが確認された。図22にマイコンに放射線を照射したときの消費電流の変化を示す。まずMainマイコンに照射した場合、Mainが暴走し、消費電流が増加した。次にCOMマイコンに照射するとCOMが暴走しCOMの動作が停止を確認した。また、マイコンが暴走を始めると、外部PCからリセットコマンドを送っても、リセットがかからないことも、この図には示したのとは別の照射時に確認された。しかし、図21中の安定化電源を再起動させると、マイコンは元の状態に戻った。

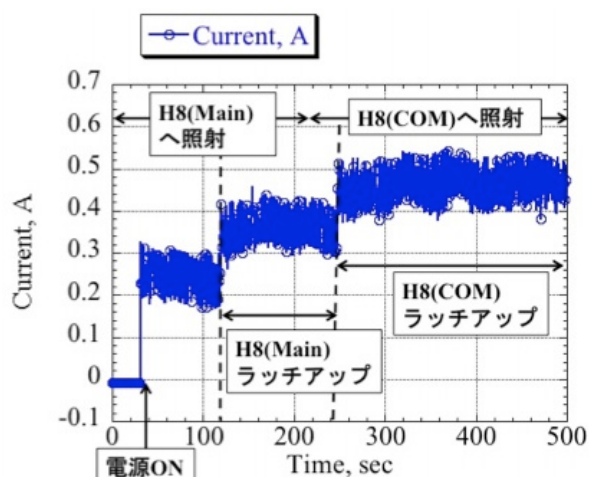


図 22 カリフォルニウム照射中の消費電流の変化

SEE 試験から今回発生した不具合と似た現象を確認できた。よって、今回鳳龍式号で発生した不具合発生までの流れは以下のような物であると思われる。

- 6/5 マイコンが放射線を浴びて Main マイコンがラッチアップを起こし、リセットも受け付けない状態となった。
- 6/30 COM マイコンがラッチアップを起こし、電力収支が負になった。
- 7/3 バッテリーが枯渇し衛星の電源が落ちた。

6. 結論と今後の予定

鳳龍式号が打ち上げられて以降高電圧技術実証試験を行い、それぞれの素子の動作を確認した。しかし、まだ検証が終了していない点や新たに確認された点も見られた。今後も軌道上での試験・データ取得や地上実験を行っていく。

不具合検証については今回発生した不具合の原因は放射線によるシングルイベントが発生し消費電流が増加したことである可能性が最も高い。鳳龍式号には故障対策として電源供給ラインに過電流防止回路を挿入しており動作閾値を 0.5A にしていた。しかし、SE 発生時の消費電流がそれを下回っていたため動作しなかったものと思われる。また、リセットで SE から回復すると思っていたが、打ち上げ前には未検証のままであった。今回の不具合検証において設計段階で様々な故障モードを想定した設計を行い、それを実際に検証しておくことの必要性を再認識した。

7. 参考文献

- 1) Proposal of development of a next-generation

spacecraft surface-charging monitor Fig.1

- 2) 吉行竜哉; ”高電圧技術実証衛星“鳳龍式号”のミッションペイロードの開発”, 九州工業大学修士論文, 2012
- 3) A.Bogorad, et al., “Integrated environmental monitoring system for spacecraft”, IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, Vol42 No.6, p2051-p2057, December, 1995
- 4) Minoru Iwata, Arifur R. Khan, Hideyuki Igawa, Kazuhiro Toyoda, and Mengu Cho, Tatsuhito Fujita, “Development of Electron-emitting Film for Spacecraft Charging Mitigation”, J. Spacecraft and Rockets, vol. 49, no.3, (546-552), 2012
- 5) 松本直希; ”衛星帯電防止用受動型電子エミッタの軌道上実証実験用回路の開発”, 日本航空宇宙学会西部支部講演集(2011), No1, p163, 2011
- 6) 西村裕樹; ”宇宙機表面電位モニタリングへの地上用電位計測技術の応用”, 九州工業大学 修士論文, 2012

アニール効果を考慮した総吸収線量計測データについて

○ 鋤田大日(鹿児島大学)、木本雄吾(宇宙航空研究開発機構)、越石英樹(宇宙航空研究開発機構)

The measurement total dose data considered the annealing effect

Dainichi Sukita (Kagoshima University) and Yugo Kimoto (JAXA), Hideki Koshiishi (JAXA)

Key Words: Total Dose, Annealing effect, RADFET

Abstract

Evaluation of total dose in spacecraft design has to have sufficient accuracy in order to avoid shortening spacecraft's lifetime, leading an improvement of models used in spacecraft design so as to have higher reliability by observing actual space radiation environment. However measured total dose data shall be underestimated due to annealing effect. In this presentation, total dose data corrected annealing effect and non-corrected data measured by TSUBASA satellite are discussed.

1. 目的及び背景

衛星設計時における総吸収線量(トータルドーズ)の評価は、過少評価による衛星寿命の短縮を防ぐために十分な精度が求められる。更に評価の信頼性を上げるためには実放射線環境の計測による評価モデルの精度向上が必要である。実環境で吸収線量を左右する現象は、太陽高エネルギー陽子イベント、放射線帯の高エネルギー陽子、磁気嵐による高エネルギー電子の増加が主に挙げられる。

このような環境の中で計測する線量計は、宇宙機が曝される熱・衝撃などの環境に適合することや小型で省電力であることが要求される。そのような要求の中で RADFET は 1 つ当りの重量が非常に軽く、単純な回路で構成されているために 1970 年代から衛星搭載の線量計として利用されてきている。しかしこのデバイスを用いた計測では、アニール効果の影響を受けるために計測値は実際の値よりも過少評価されている可能性がある。本講演では、アニール効果を補正した総吸収線量計測データを示すとともに、補正していない計測データとの比較考察を行う。

2. RADFET について

RADFET(RADiation sensitive Field Effect Transistor、図 1)は MOS 型トランジスタと同じ構造で、高エネルギー粒子の入射量によって閾値電圧が変化することを利用して被ばくした総線量を計測する機器である。

簡単に RADFET の原理を紹介する。ゲート酸化膜に入射した高エネルギー粒子は正孔と自由電子を生成し、生成された正孔はゲート酸化膜に蓄積されて

いく。この生成された正孔の量を電氣的に測定することで RADFET に入射した総線量を計測できる。RADFET の場合、蓄積された正孔の量はトランジスタの閾値電圧の変化に現れる。入射する線量が多くなるにつれて、RADFET の閾値電圧も大きくなる。このことから RADFET のゲート酸化膜の厚さはより多くの正孔を蓄積させるために一般的な MOS 型トランジスタに比べて約 400nm と厚めに設計されており、放射線に対する感受性を高めている。

今回用いた RADFET の計測の流れは、20 分間 RADFET を放射線環境に曝した後(図 2: Exposure mode)、10 μ A の電流がソース・ドレイン間に流れる状態でのゲート電圧を計測するという流れを繰り返している(図 2: Measure mode)。つまり記録データは 20 分おきに計測されることになり、計測されたゲート電圧は 12bit で量子化されて記録される。実際に換算すると、ゲート電圧は 0.005[V]刻みで記録されている。

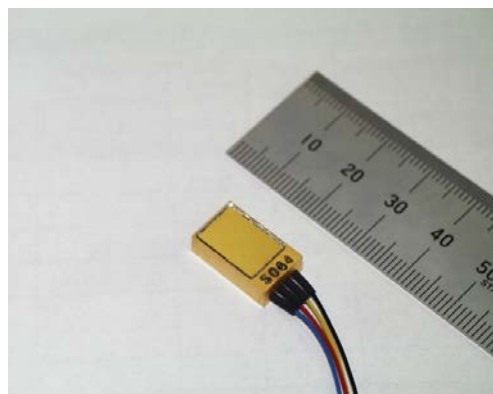


図 1 RADFET の外観

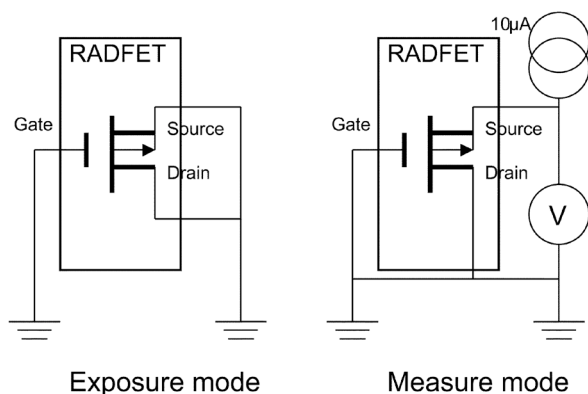


図2 RADFET の計測モード

3. アニール効果について

アニール効果とは半導体と接する絶縁体に電子がトンネル効果によって流れ込む現象である[1]。RADFET は絶縁体であるゲート酸化膜に蓄積された正孔の量を電氣的に測定することで総線量を計測する。しかしゲート酸化膜に電子が流入すると酸化膜内の正孔と再結合し正孔の数が減少してしまう。このため計測・算出される総線量の値は真の値に比べて少ない値になることが予想されている。実際にいくつかの研究では実験的にアニール効果は確認されているが[2]、今までの RADFET を用いた線量計測ではこのアニール効果を補正していないために過少評価されたデータをそのまま結果として利用していた可能性がある。

4. MDS-1 について

今回の研究では JAXA が 2002 年 2 月から 2003 年 9 月にかけて運用した MDS-1(つばさ)の宇宙環境計測データを使用した。MDS-1 は民生コンポーネントの宇宙機実証を目的とした衛星で、放射線環境の過酷な静止遷移軌道(GTO)に投入され約 1 年半運用された。以下に MDS-1 の主要緒元を示す[3]。

運用期間	2002/02/04 ~ 2003/09/27
打ち上げ時重量	480kg (打上時)
形状寸法	1.2m × 1.2m × 1.5m
軌道	近地点 500km 遠地点 36000km 傾斜角 28.5° 周期 10h35m
姿勢制御方式	スピン安定方式 周期 5rpm

表 1 MDS-1(つばさ)の主要緒元

積算吸収線量計は、宇宙放射線粒子による MDS-1 内部の各点における総被曝量(積算吸収線量)を、MDS-1 機体各部に配置したセンサで計測する。積算吸収線量計は積算吸収線量計回路部(DOS-E: Dosimeter Electronics、図 3)積算吸収線量計センサ(DOS-S Dosimeter sensor)、および 2 台の積算吸収線量計センサシールドモジュール(DOS-SSM: Dosimeter sensor shield module、図 4)で構成されており、民生部品・衛星バスコンポーネント実験機器内部及び MDS-1 構体パネルの合計 56 箇所で積算吸収線量を計測する。

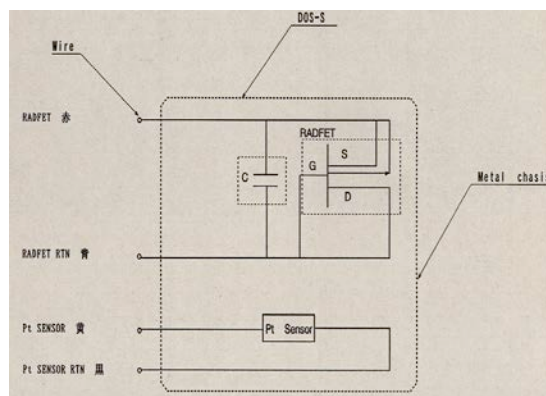


図3 DOS-S の構成



図4 DOS-SSM の外観

DOS-SSM は太陽方向(スピン軸方向)と、スピン軸に垂直な方向にそれぞれ厚さが 0.7mm、3.0mm、6.0mm、10.0mm のアルミの半球シールドを設置しての中に DOS-S が配置された。また、DOS-S や DOS-SSM の各 RADFET には白金温度センサが RADFET と対で配置されており(図 3 参照)、それぞれの RADFET が設置されている箇所の温度環境を記録できるようになっている。

5. アニール補正

RADFET のアニール応答は先行研究[4]において地上実験で計測されていたので、そのデータを用いてアニール効果の応答関数を導き出した。その応答関数を用いて、ある時間の総線量値はそれ以前の入力とアニール応答関数の畳み込みであると仮定し、逆畳み込みを用いてアニール効果を補正した。応答関数は、放射線を照射し終わった時点での RADFET 閾値電圧を基準として時間 T [hr] が経過した時の閾値電圧の相対値を Y とすると、以下の応答関数が得られた。

$$Y = 0.86 T^{-0.034}$$

Y : RADFET 閾値電圧の照射終了時に対する相対値

T : 照射終了からの経過時間[hr]

今回使用した計測データは20分間隔で総線量が計測されているので、上記の応答関数を用いて離散的な逆畳み込みを行い、20分間隔の補正線量値を算出した。

6. 線量率データの補正結果・考察

補正を行わない線量率のデータは、データ点の前後の差をとることで計算することができる。補正していない線量率データは図5のように計測期間を通じてほぼ一定の線量率を示している。また運用期間が太陽活動極大期であったにもかかわらず、太陽フレアイベントなどによる影響があまり現れていない。図5のグラフに複数の線が見えるのは、計測値が量子化されて記録されているので線量率にもその影響が出ているためである。

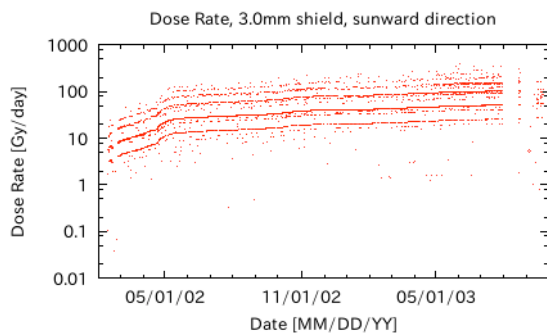


図5 アニール補正前の線量率(3.0mm Al 遮蔽)

補正していない線量率を一日平均してグラフ化すると図6に示すように大まかな線量率の増減が確認できた。また、2002年4月下旬に発生したフレアによる線量率増加も確認できた。しかし、この結果では数時間間隔の線量率の変化を追うことは難しい。

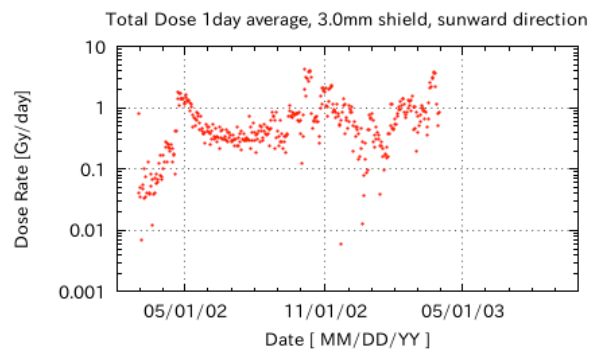


図6 アニール補正前の線量率(3.0mm Al 遮蔽、一日平均値)

計測データに対してアニール補正を行うと図7のような結果が得られる。補正前後のグラフを比較すると補正前には見えなかった線量率の詳細な連続的な変化が得られるようになった。ただし、量子化の影響は補正することはできず、図7の線量率が30~40[Gy/day]辺りの箇所には依然としてその影響が残っている。しかし図6のような補正前の線量率を一日平均してプロットしたグラフと比較しても、より詳細な線量率の変化が得られることが分かった。このことから、実環境における RADFET の計測データにアニール効果が効いており、逆畳み込みを用いてアニール効果を補正することでより詳細な線量率を導くことができると分かった。

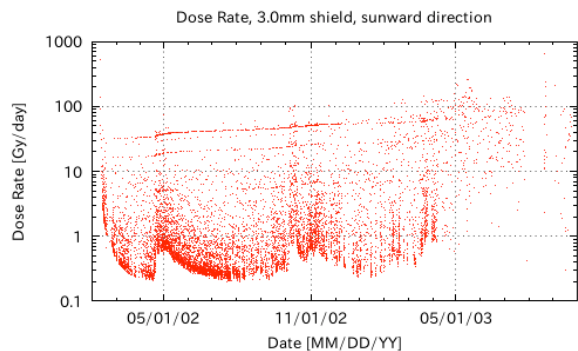


図7 アニール補正後の線量率(3.0mm Al 遮蔽)

7. 総線量データの補正結果・考察

図8に総線量の補正前後のグラフを示す。計測終了時の総線量はアニール補正前が577.8[Gy]、補正後は1189.3[Gy]とほぼ倍になっていた。他のアルミニウム遮蔽(0.7mm、6.0mm、10.0mm)においても同様に補正前後で計測終了時の総線量値は約2倍になった。

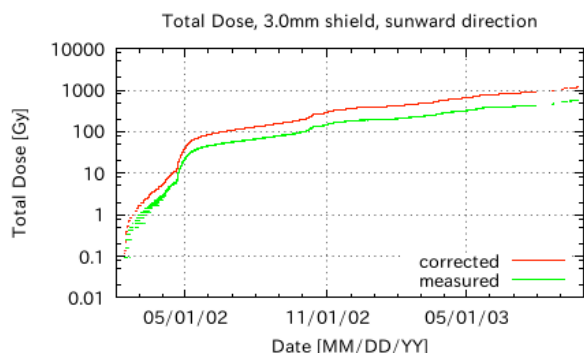


図 8 アニール補正前後の総線量値(3.0mm Al 遮蔽)

ただしこの結果ではアニール効果のみを補正しているため、RADFET の温度特性や記録時の量子化による影響は依然として残っていると思われる。

またアニール効果を補正したところ総吸収線量が一番多かった箇所は、衛星構体パネルの表面に設置された箇所(0.7mm アルミ遮蔽、4024.8[Gy])で、逆に最も少なかった場所は衛星内部にある磁力計コントロール基盤内(205.4[Gy])でその差はおよそ 200 倍であった。

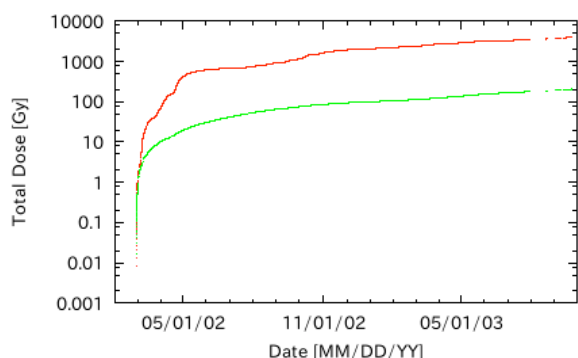


図 9 総吸収線量の最大箇所と最少箇所の比較

現在の衛星設計においては衛星外部・内部に関わらず同じ耐放射線対策が施された部品を使っているため、特に衛星内部の部品は実際の放射線環境と比較すると過大評価されている可能性がある。

8. 温度変化による影響の可能性と今後の課題

今回の計測データを解析すると、アルミ遮蔽厚が 0.7mm の場合だけ 2002 年 8 月頃のデータから線量率のデータがうまく補正できていなかった。これは 2002 年 8 月から衛星が食運用を始めた為に、衛星の温度変化が激しくなり、そのために RADFET が正確な値を記録できなかったのではないかと考えている。

その根拠として 0.7mm アルミ遮蔽が施された RADFET の温度変化と記録された閾値電圧の関係を

調べると、衛星が地球の影に入り温度が急激に下がる時に RADFET の閾値電圧が一時的な上昇を記録していた。その変化の様子を図 10 に示す。図 10 に示したグラフの期間は RADFET の平均的な閾値電圧が一定だったため、宇宙環境による影響は少ないと判断し、この期間を一例として載せる。

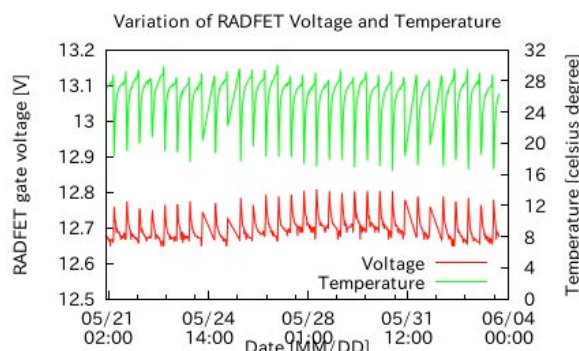


図 10 衛星内部温度と RADFET の閾値電圧の関係
(2003 年 5 月 21 日～2003 年 6 月 3 日)

図 10 から見て取れるように、RADFET 周辺の温度が下がると RADFET の閾値電圧は一時的に上昇している。そこで図 10 のデータを用いて、衛星が食に入った時の温度の減少量と、同じ時刻の RADFET における計測電圧の上昇量を計算し、図 11 に示す。

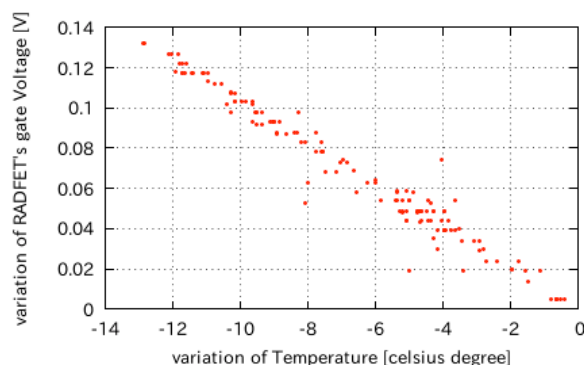


図 11 温度変化と閾値電圧変化の関係
(2003 年 5 月 21 日～2003 年 6 月 3 日のデータ)

図 11 の結果を見る限り温度変化と閾値電圧の一時的な上昇量には線形な関係がみられる。この影響を補正していないので、アルミ遮蔽厚が 0.7mm の RADFET ではアニール補正を行っても食運用期間中では正確な線量率が得られなかったのではないかと考える。

この問題を解決するための今後の課題として、温度変化による RADFET の閾値電圧の補正式を求める

必要がある。また本研究でのデータは、アニール効果の応答関数を除いて、すべて実宇宙放射線環境での計測データから得たものである。つまり時々刻々と予測不能に変化する放射線環境における計測値から求めた結果なので、より正確で詳細な RADFET の温度特性を知るためには、地上の実験室で温度を変化させて RADFET の閾値電圧変化を計測するなどの実験を行うことでより正確な RADFET の特性を得る必要がある。

9. まとめ

今回の研究では RADFET を用いた線量計測においてアニール効果が計測結果に効いていることを確認し、また逆畳み込みを用いてアニール効果を補正することが可能であることを示した。また、計測環境の温度変化も RADFET の計測結果に影響している可能性も発見した。

参考文献

- 1) F.B. McLean, A Direct Tunneling Model of Charge Transfer at the Insulator-semiconductor Interface in MIS devices, HDL-TR-1765, 1976
- 2) S. Stanic, Y. Asano, H. Ishino, Radiation monitoring in Mrad range using radiation-sensing field-effect transistors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A 545, 252-260, 2005
- 3) Hideki Koshiishi: Space Environment Data Acquisition Equipment on board TSUBASA satellite, Space Radiation, Vol.4, No.2 (2004)
- 4) Yugo Kimoto: A total dose measurement technique using RADFETs in spacecraft environment, Dr thesis of Kagoshima University , 2007

データ同化に基づく放射線帯モデルパラメータの推定

外山晴途(1)、三好由純(1)、上野玄太(2)、越石英樹(3)、松本晴久(3)、塩川和夫(1)

(1) 名古屋大学太陽地球環境研究所

(2) 統計数理研究所

(3) 宇宙航空研究開発機構研究開発本部

1. 序論

内部磁気圏には、放射線帯と呼ばれる高エネルギー粒子が地球磁場によって捕捉されている領域がある。放射線帯を形成する高エネルギー粒子は、そこを飛翔する実用衛星に重大な障害を与えることが知られており、衛星障害を未然に防ぐためには放射線帯粒子フラックス変動の正確な予測を行うことが、宇宙天気研究、宇宙天気予報の重要な課題となっている。

シミュレーションに用いられているパラメータを推定する手法の一つに、「データ同化」という方法がある。これは、ベイズ統計に基づいて観測や実験データを取り込み、モデルの結果を修正・改良する技法である。これにより、シミュレーションで用いられる各種パラメータ最適な値を時々刻々と推定することが可能となる。

放射線帯電子フラックスの時間変化は、一般に以下の Fokker-Planck 方程式で記述される動径方向拡散を用いてモデル化されている。

$$\frac{\partial f}{\partial t} = L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left(\frac{D_{LL}}{L^2} \frac{\partial f}{\partial L} \right) + \text{Source} - \text{Loss} \quad (1)$$

ここで、 f は位相空間密度、 L は L 値、 t は時間、 D_{LL} は拡散係数である。放射線帯電子フラックスの時間変化は、電子の加速過程・輸送過程・消失過程のそれぞれのバランスによって作り出されている(Reeves et al. 2003)。

放射線帯電子の正確な予測を行うためには、この Fokker-Planck 方程式に含まれる各パラメータを信頼性の高いものにすることが必要であり、そのためにデータ同化が用いられてきた。これまでの放射線帯データ同化研究では、アンサンブルカルマンフィルタを用いて動径方向拡散以外の加速メカニズムである内部加速や消失過程の推定(Koller et al. 2007)や、拡張カルマンフィルタを用いた消失過程の推定(Kondrashov et al. 2007)が行われてきた。これらの研究では、動径方向拡散係数を、Brautigam and Albert(2000)が提案する Kp 指数に基づく経験的な値を用いている。

これに対して、本研究においては新たに開発した粒子フィルタに基づくデータ同化を行い(Miyoshi et al. 2006)、従来の研究では推定されてこなかった拡散係数の時間変化の推定を試みる。同時に消失項も推定し、動径方向拡散と消失過程のダイナミックな変化を推定する。

2. データ同化

本研究では、2002 年につばさ衛星が計測した 2 つの異なるエネルギーにおける電子フラックスデータを用いることによって、Fokker-Plank 方程式の拡散係数および、消失項の消失時定数を決めるホイッスラーモード波動強度の時間変化の推定を試みる。すなわち、モデルとして消失項を含んだ以下の Fokker-Planck 方程式を用いて、この式の中の拡散係数 D_{LL} と τ_w を推定する。

$$\frac{\partial f}{\partial t} = L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left(\frac{D_{LL}}{L^2} \frac{\partial f}{\partial L} \right) - \frac{f}{\tau_w} \quad (2)$$

拡散係数 D_{LL} は、通常以下の式で表すことができる (Brautingham and Albert, 2000)。本研究では D_0 を推定する。

$$D_{LL} = D_0 L^{10} \quad (3)$$

また、 τ_w を含む項は、プラズマ圏におけるホイッスラーモードヒスによるピッチ角散乱により電子が大気へ降り込むことによる消失を表す消失項である (e.g., Lyons et al., 1972, Abel and Thorne, 1998, Albert, 1994)。ここで、 τ_w と電子の波動強度の間には以下のような関係がある (Lyons et al., 1972)。

$$\tau_w = B_{\text{wave}}^{-2} \tau_0(E) \quad (4)$$

(4) で、 $\tau_0(E)$ はホイッスラーモード波動と電子とのピッチ角散乱係数から与えられる量であり (Albert, 1994)、背景プラズマ密度や磁場強度によって変化する。本研究では、この τ_w に含まれる B_{wave} の推定を行う。

データ同化にあたっては、Miyoshi et al. (2006) によって開発された粒子フィルタにもとづくデータ同化のコードを使用し、粒子スモーカーによって平滑化分布を導出している。ここで、一般状態空間モデルとの対応を述べておく。一般状態空間モデルは以下のモデルで与えられる (例えば、樋口, 2011)。

$$\mathbf{x}_t = \mathbf{f}(\mathbf{x}_{t-1}, \mathbf{v}_t) \quad [\text{システムモデル}]$$

$$\mathbf{y}_t = \mathbf{h}(\mathbf{x}_t, \mathbf{w}_t) \quad [\text{観測モデル}]$$

ここで、 \mathbf{x}_t は状態変数ベクトル、 \mathbf{v}_t はシステムノイズ、 \mathbf{y}_t は観測ベクトル、 \mathbf{w}_t は観測ノイズを表し、 \mathbf{f} は一期先の予測を計算する演算子 (今の場合、Fokker-Plank 方程式)、 \mathbf{h} は状態変数ベクトルと観測ベクトルを変換する演算子である。本研究では、位相空間密度、拡散係数、波動強度を状態変数ベクトル \mathbf{x} に含まれる変数とし、また、つばさ衛星が観測した differential フラックスを観測ベクトル \mathbf{y} に含まれる変数としている。

3. 結果

3.1 400 keV 電子フラックス、800 keV 電子フラックスのデータを用いた同化計算

図1は、400 keV の電子について、Brautigan and Albert(2000)に基づく拡散係数および、 $B_{\text{wave}}=10$ pT を用いて計算した結果である。図1(a)は、シミュレーションで求められた differential flux、図1(b)は Kp 指数、図1(c)は Dst 指数となっている。

これに対して図2は、同じ400 keV の電子についてデータ同化結果を行った結果である。図2(a)は、データ同化によって計算された differential flux、図2(b)は、つばさ衛星の観測データ、図2(c),(d)が Kp 指数、Dst 指数となっている。

図1(a)で示した経験的なパラメータで計算した differential flux は、 $L<3$ の領域にフラックスが集積している様子がわかる。これは、図2(b)で示した観測のデータと比べると、時間変化の様子およびフラックスの量が大きく異なっていることが分かる。これに対して、データ同化によって計算された differential flux は（図2(a)）、放射線帯の基本的な構造である外帯・スロット領域がよく再現されている。また、磁気嵐時にフラックスが一度減ってから増加する様子なども再現されている。

図3に、800 keV の電子フラックスについてデータ同化を行った結果を示す。400 keV の場合と同様に、磁気嵐時に外帯電子フラックスが1回減ってから増大する様相が再現されている。また、外帯でまずフラックスが増加し、その後スロット領域へとフラックスが拡散し、スロット領域のフラックスが増加していく様相も再現できている。一方、 $L=5\sim6$ 付近の値は、観測されたフラックスに対してデータ同化から再現されたフラックスは小さい値になっていることが分かった。

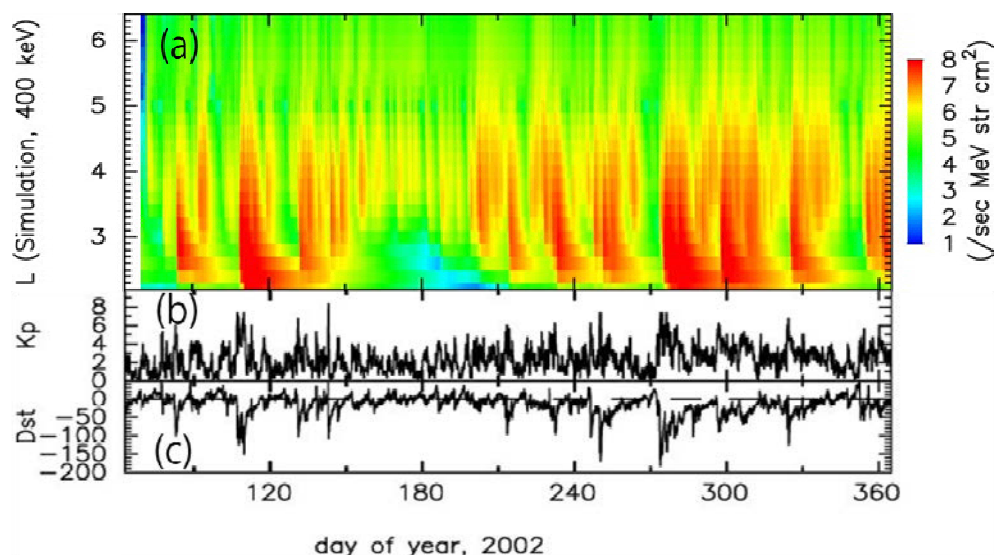


図1. 経験的なモデルによる計算結果。上から(a)400 keV 電子の differential flux の L-time ダイアグラム、(b)Kp 指数、(c)Dst 指数を表す。

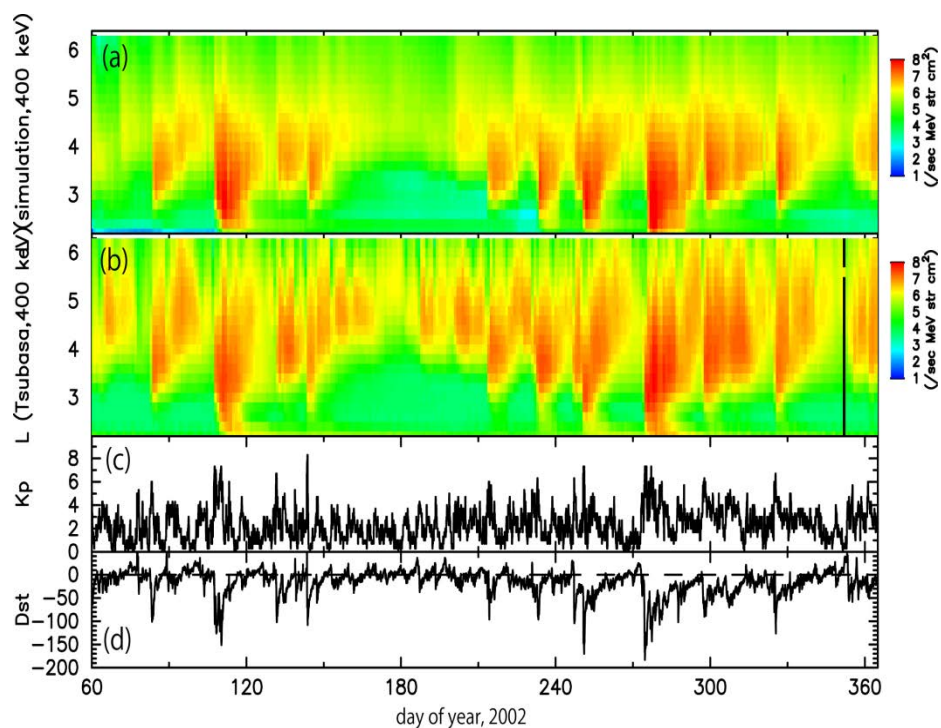


図 2. 電子 400 keV でのデータ同化結果。上から(a)400 keV 電子の differential flux のデータ同化結果、(b)400 keV 電子のつばさ衛星の differential flux 観測データ、(c)Kp 指数、(d)Dst 指数を表す。

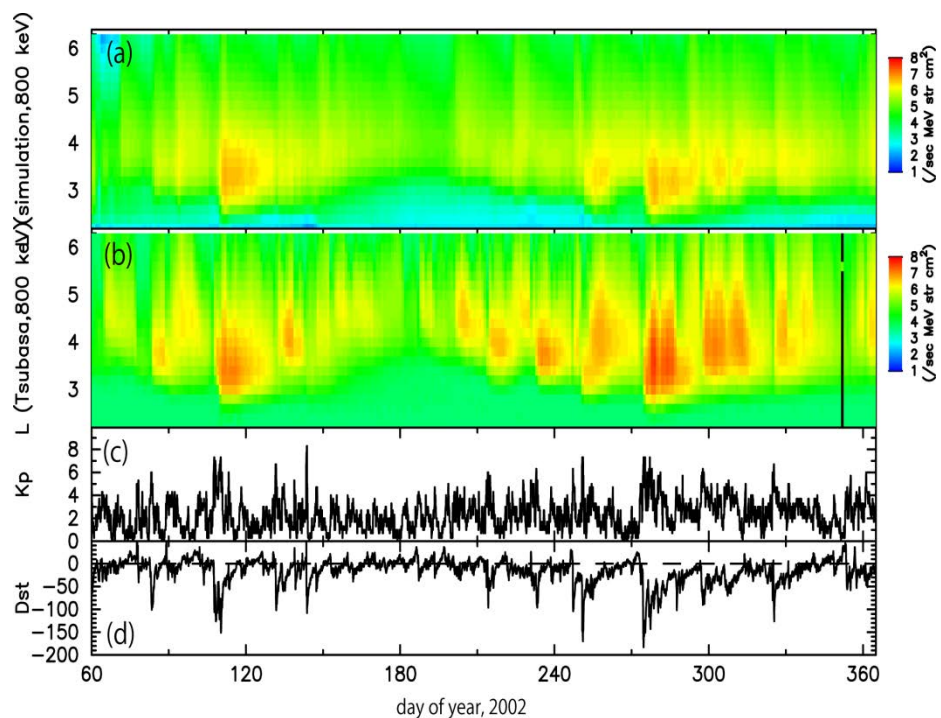


図 3. 電子 800 keV でのデータ同化結果。上から(a)800 keV 電子の differential flux のデータ同化結果、(b)800 keV 電子のつばさ衛星の differential flux 観測データ、(c)Kp 指数、(d)Dst 指数を表す。

3.2 推定されたパラメータの評価

次にデータ同化によって推定されたパラメータが、どのような依存性を持っているかを調べた。図 4(a)は、400 keV の電子フラックスデータのデータ同化計算結果から推定された拡散係数と、800 keV の電子フラックスデータのデータ同化計算から推定された拡散係数とを比較したものである。それぞれの点は、同じ日(DOY)についてそれぞれの推定値を表し、紫の直線は得られた分布を主成分分析によってフィッティングしたものである。800 keV のフラックスデータで推定された拡散係数の値は、400 keV のフラックスデータで推定されたものより大きく、拡散係数がエネルギーに依存していることが分かる。式(3)で示したように、現在シミュレーションで用いている拡散係数はエネルギーに依存していないことを前提としている。データ同化の結果から得られたエネルギーに依存した拡散係数は、(2)式で表現されていないエネルギーに依存した物理過程が放射線帯電子変動に寄与している可能性も示唆するものであり、興味深い。図 4(b)は、400 keV の電子フラックスデータのデータ同化計算から推定された波動強度および 800 keV の電子フラックスデータのデータ同化計算から推定された波動強度との対応を示したものである。両者の推定値は比較的一致しているが、推定された波動強度はおおよそ数 pT 付近に集中していることがわかる。これは、過去の衛星観測の研究結果からは、プラズマ圏ヒスの典型的な強度は数十 pT とされており(Meredith et al., 2004 など)、これに比べて低い値になっている。

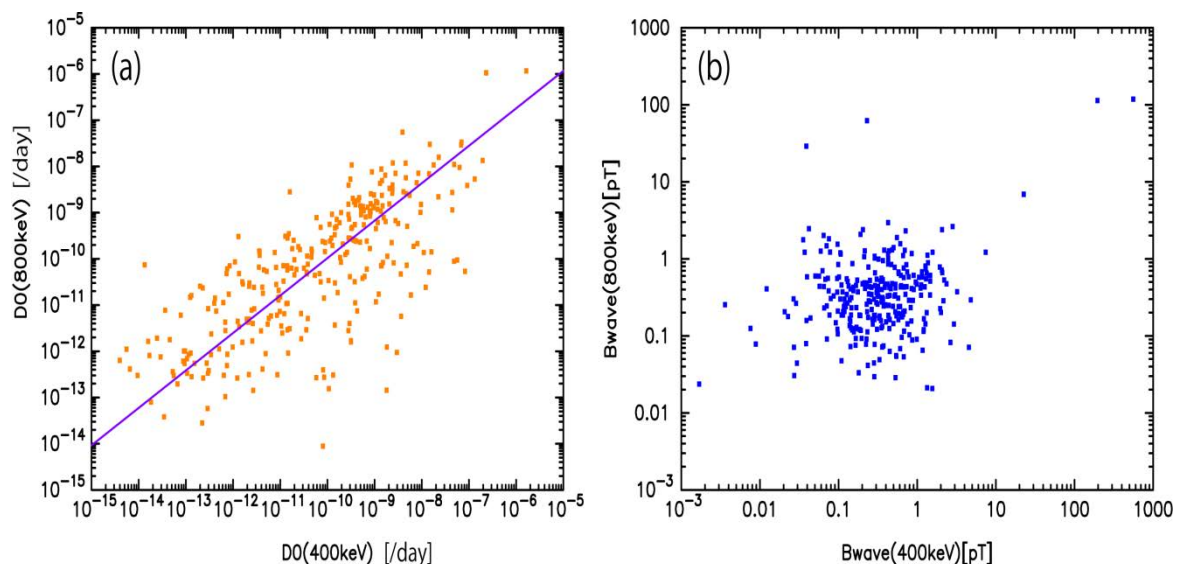


図 4. (a)データ同化によって推定された拡散係数（左図）。横軸は 400 keV の電子フラックスデータのデータ同化から推定された拡散係数の値、縦軸は 800 keV の電子フラックスデータのデータ同化から推定された拡散係数の値を示す。紫の直線は、主成分分析によるフィッティングを表している。(b)データ同化によって推定された波動強度（右図）。横軸は 400 keV の電子フラックスデータのデータ同化から推定された波動強度の値、縦軸は 800 keV の電子フラックスデータのデータ同化から推定された波動強度の値を示す。

3.3 400 keV 電子フラックスと 800 keV 電子フラックスのデータを同時に用いた同化計算

次に、2つのエネルギーの電子データを同時に観測ベクトルとしてデータ同化を行い（以後、統合計算と呼ぶ）、2つのエネルギーの電子フラックスの変化を同時によく再現しうる拡散係数、波動強度の推定を行った。

図 5 (a)は、この統合計算によって推定された 400 keV 電子フラックスである。図 5(b)の観測データと比較したところ、データ同化の結果から推定されたフラックスと観測データとの残差は、それぞれのエネルギーの電子フラックスを独立に用いてデータ同化を行ったときに比べて小さくなり、データ同化の結果を改善していることが分かった。しかし、 $L>5$ の領域に注目した場合には、400 keV 電子フラックス、800 keV 電子フラックスをそれぞれ独立に用いたデータ同化計算と同様、統合計算においても観測結果との差が有意に大きく、うまく再現できていないことも明らかになった。

外帯の外側の領域でデータ同化によって推定されたフラックスが、観測に比べて常に低く推定されることは、(2)式に含まれていない物理過程の重要性を示唆するものと思われる。これまでの研究から、外帯に動径拡散以外にホイッスラーモードコーラスによる電子加速過程が存在していることが指摘されており [e.g., Miyoshi et al., 2003, 2007, Horne et al., 2005]、動径方向拡散以外の効果を評価することは重要である。

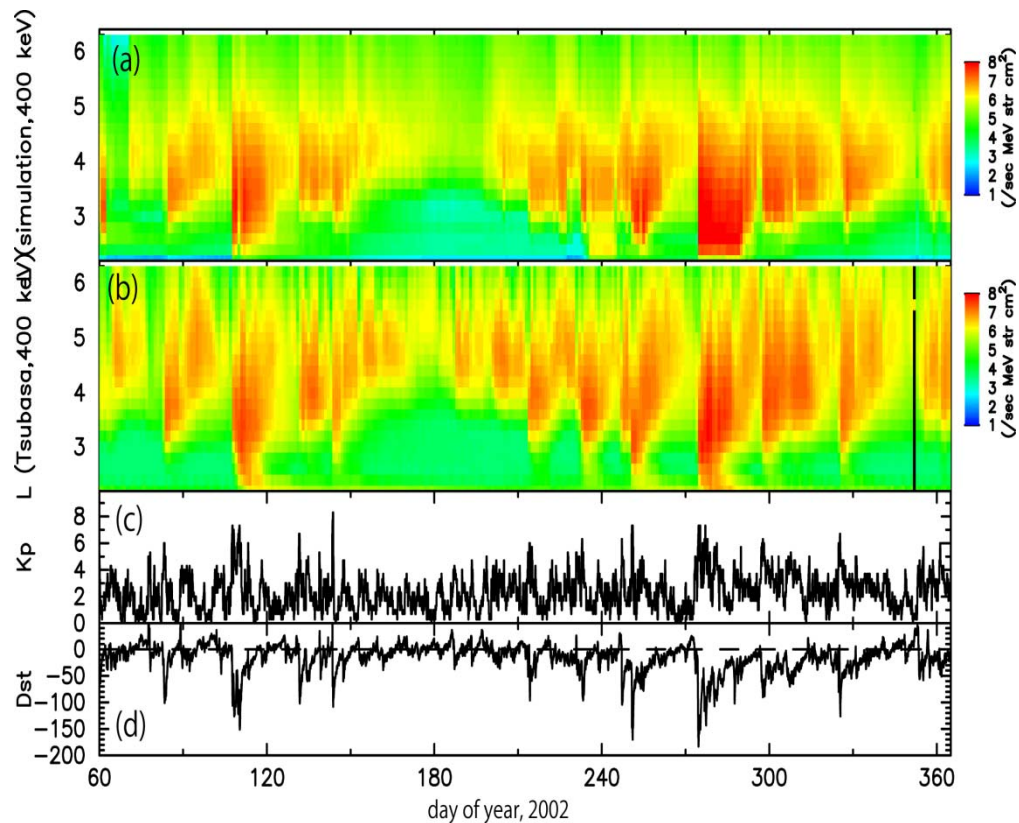


図 5. 統合計算によって得られた 400 keV でのデータ同化結果。上から(a)400 keV 電子の differential flux のデータ同化結果（統合計算）、(b)400 keV 電子のつばさ衛星の differential flux 観測データ、(c)Kp 指数、(d)Dst 指数を表す。

4. まとめ

本研究では、つばさ衛星が観測した 400 keV 電子、800 keV 電子フラックスのデータを用いて、粒子フィルタによるデータ同化計算から、放射線帯の動径方向拡散モデルの拡散係数およびプラズマ波動強度の推定を行った。

データ同化を行った結果、磁気嵐時の外帯の消失とその後の増加、またスロット領域においてフラックスが増加する様子がよく再現された。一方、外帯外側の $L=5\sim6$ においては、データ同化から推定される電子フラックスが、観測値に対して低い値になっていることが分かった。また、2つのエネルギーから独立に推定された拡散係数の値はよい相関をもつものの、その強度には 800 keV で推定した値のほうが 400 keV で推定した値より大きく、エネルギーによる依存性が見られた。また、推定された波動強度は数 pT 程度であり、過去の衛星観測から知られている典型的なプラズマ圏ヒスの波動強度に比べて 1 桁程度低い値として推定された。

今後、現在のモデルに含まれていない内部加速項を組み込むモデル開発を行い、データ同化計算を試みることで、動径方向輸送、内部加速、消失項が、いつ、どの領域で、どのように変化しているかを推定し、放射線帯電子変化の物理を明らかにしていきたい。

<参考文献>

- Brautigam, D. H. and J. M. Albert, Radial diffusion analysis of outer radiation belt electrons during the October 9, 1990, magnetic storm, *J. Geophys. Res.*, **105**, A1, 291–309, 2000
- 樋口知之・上野玄太・中野慎也・中村和幸・吉田亮, データ同化入門, 朝倉書店, 2011
- Horne, R. B., R. M. Thorne, S. A. Glauert, J. M. Albert, N. P. Meredith, and R. R. Anderson (2005), Timescale for radiation belt electron acceleration by whistler mode chorus waves, *J. Geophys. Res.*, **110**, A03225, doi:10.1029/2004JA010811.
- Kondrashov, D., Y. Shprits, M. Ghil, and R. Thorne, A Kalman filter technique to estimate relativistic electron lifetimes in the outer radiation belt, *J. Geophys. Res.*, **112**, A10227, doi:10.1029/2007JA012583, 2007
- Koller, J., Y. Chen, G. D. Reeves, R. H. W. Friedel, T. E. Cayton, and J. A. Vrugt (2007), Identifying the radiation belt source region by data assimilation, *J. Geophys. Res.*, **112**, A06244, doi:10.1029/2006JA012196, 2007
- Lyons, L. R., and R. M. Thorne, Pitch-Angle Diffusion of Radiation Belt Electrons within the Plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, **77**, NO. 19, PP.3455-3474, doi:10.1029/JA077i019p03455, 1972
- Meredith N. P., R. B. Horne, R. M. Thorne D. Summers, R. R. Anderson, Substorm dependence of plasmaspheric hiss, *J. Geophys. Res.*, **109**, A06209, doi:10.1029/2004JA010387, 2004
- Miyoshi, Y., A. Morioka, H. Misawa, T. Obara, T. Nagai, and Y. Kasahara (2003), Rebuilding process of the outer radiation belt during the 3 November 1993 magnetic storm: NOAA and Exos-D observations, *J. Geophys. Res.*, **108**(A1), 1004, doi:10.1029/2001JA007542.
- Miyoshi, Y., G. Ueno, V. Jordanova, G. Reeves, and T. Goka (2006), Data assimilation of radiation belt electrons, *Eos Trans. AGU*, 87(52), Fall Meet. Supp., Abstract SM53A-1444
- Miyoshi, Y., A. Morioka, R. Kataoka, Y. Kasahara, and T. Mukai (2007), Evolution of the outer radiation belt during the November 1993 storms driven by corotating interaction regions, *J. Geophys. Res.*, **112**, A05210, doi:10.1029/2006JA012148.

日本における地磁気誘導電流の極端値評価の試み

藤田茂・遠藤新（気象大学校）

源泰祐（地磁気観測所）

はじめに

1989年3月13日の磁気嵐は、カナダのハイドロケベック社の変電所の変圧器に過剰な地磁気誘導電流（Geomagnetically Induced Current, GIC）を流し変圧器を破壊したため、カナダ南部では大規模な停電を引き起こした。さらに2003年にも同種の停電事故がスウェーデンで発生している。磁気嵐等による磁場擾乱が大きくなり GIC 災害の怖れがある高緯度地域では、これらの停電災害への対応のため、GIC の予測などの研究が進んでいる（例えば、HILF 報告書、2010）。一方、日本のような低緯度域では、磁気嵐の磁場変動も高緯度域の 1/10 以下程度の大きさしかないため(Pulkkinen et al., 2012)、GIC による停電の危険性は低いと考えられ、調査は進んでいるとは言い難い。貴重な研究例としては Watari et al. [2009]が北海道の道東地域において 100km の送電線間の変電所変圧器に流れる GIC を計測したことが挙げられる。この観測では、10nT/min の磁場変化に対して、約 4A 程度の GIC しか検出されず、一般に 200A と言われる変圧器の許容電流に比べると微々たる量であった。このことから、日本は GIC 災害には無縁と考えてもよさそうである。しかしながら、この観測が実施された時期は太陽活動が記録的に小さかった時期であることから、この研究の結果から日本は安全と言い切ることは残念ながら問題があろう。

現在の社会は電力に強く依存しており、大規模な停電が発生すると、社会的な大災害となり得る。特に、1000年に一度と言われる2011年3月11日の東日本大震災を経験した日本においては、数100年～1000年に一度のイベントであっても、それが大きな災害を起こすなら、想定外と無視してはいけないという考えが重視されており、GIC 災害もこのような問題の一つである。特に、我々は数100年～1000年に一度の地磁気変化がどのくらいの大きさを持つものなのか十分に知っていない。

研究方法

我々の研究の究極の目的は、日本において数100年～1000年に一度起こると想定される最大の GIC もしくは誘導電場を得ることである。これを研究するには、太陽研究グループと宙空系から固体系に至る地球電磁気・地球惑星圏学会の分野横断的な協力が必要である。即ち、この目的を達成するには、

- 1) 数100年～1000年に一度の大規模太陽フレアの大きさ、
- 2) 太陽フレアが作り出した大規模な CME の太陽風・磁気圏・電離圏間の伝搬と地球

表面に作り出す磁場擾乱の強度とスペクトル、

3) 磁場擾乱が引き起こす地表誘導電場と GIC、

の3つの点を解明する必要がある。また、研究のアプローチも

A) 過去データの統計解析による最大現象の推定、

B) 理論的考察による最大現象の推定、

C) 太陽・太陽風・磁気圏電離圏・地上磁場・誘導電場・GIC を計算する数値シミュレーション、
(太陽・太陽風・磁気圏電離圏はプラズマ流体であり、地上磁場・誘導電場・GIC の部分は電磁誘導の手法になる。また、GIC を求めるには入手が難しい送電システムのインピーダンスが必要なので、現実的には誘導電場を求めることが目的になる。))

の3つがある。本論では3-A を主に説明し、3-C の電磁誘導計算を行うために必要な考察を行う。

気象庁地磁気観測所における地磁気急変化現象の出現頻度と誘導電場の推定

自然現象には規模と頻度の間に指数則が成り立つものが多い。たとえば、地震のマグニチュードと頻度には簡単な関係が見られ、マグニチュードが 1 大きいと発生頻度はおよそ 1/10 になる。これはグーテンベルグ・リヒター則として知られている。そこで、地磁気誘導電場や GIC を引き起こすと考えられる地磁気急変化現象の頻度分布を調べることにした。

気象庁地磁気観測所では、観測した地磁気変化から地磁気現象を読み取り、そのレンジやクラスを決定・公表している。今回の解析では、女満別（北海道大空町、43°54' 36" N, 144°11' 19" E）で観測された地磁気現象のうち、1957 年から 2012 年までの 55 年間に観測された 1590 個の ssc(磁気嵐の急始部分 Storm Sudden Commencement)、si(Sudden Impulse)SI,SSC を利用した。この期間を用いた理由は、デジタル化された地磁気現象リストが整備されているからである。その頻度分布を調べると、やはり指数則がえられた。この結果から、大胆に 1000 年に一度の規模の ssc, si を推定すると、1000nT/min となる。この値は 1989 年 3 月イベントの約 10 倍であり、もしこの程度の磁気変化があると、日本でも変電所の変圧器の許容電流を超す GIC があり得るという推定もある。また Watari et al. [2009]の結果を単純に 1000nT/min の現象にあてはめると、推定される GIC は 400A となり、やはり許容電流を上回る。なお、本報告の詳細は別の所で発表する予定である。

Watari et al. [2009]は、北海道道北で GIC 観測を行った。これが日本全国で普遍的な結果なら、この結果を利用して GIC を推定することが可能であるが、はたしてそれが可能であろうか？この際に問題になるのが、地中の電気伝導度の分布である。もし、地下電気伝導度分布が日本で一様であるなら、同じ磁場変化に対しては女満別と柿岡で観測されている地電位差も同じになるであろう。しかしながら、実際は柿岡の東西成分は女満別のそれに比べて 10 倍も大きな電場を示す。一般に、日本においては北海道の地下電気伝導度の分布はほぼ水平に一様な深さだけの一次元分布を示すことに対して、特に関東におい

ては極めて不均一であることが知られている。このことによって、地磁気変化によって生じる誘導電場も地域特性があり、特に関東地方では場所によっては思いがけない大きな誘導電場とそれに伴う GIC があり得るかもしれない。即ち、巨大 GIC や誘導電場を推定する際には、地下電気伝導度分布を考慮した研究が必要である。Network-MT (Uyeshima et al., 2001) による日本の地下電気伝導度分布推定の完成が待たれる。

最後に

我々は、日本における GIC または誘導電場の極端値を知らない。この状態は放置しておくべきではなかろう。幸いなことに、宙空系では太陽や磁気圏電離圏環境を取り扱う宇宙天気研究が 10 年以上前から取り組まれており、宙空系においてはかなりの知見が得られてきている。今回は宙空系だけでなく固体系の電磁気も含めた分野横断的な研究体制を組み、地球電磁気学会に期待されている役割を果たすべきであろう。

最後に、防災の上で災害の予知としては 2 種類のありかたがあることを指摘したい。まず通常のオペレーションで対応可能な災害-例えば日ごろ我々が日本で遭遇している気象災害やほとんどの衛星障害など-にとっては、発災の場所と大きさ、さらに準備をするために必要なリードタイムが取れる情報を発表することが重要である。一方、極めて規模が大きいが頻度が低い大災害に対しては、発生時刻の予測も重要であるが、それよりも災害に対応するインフラストラクチャの整備が必要となる。今回の大規模 GIC 現象の推定は後者の防災に相当するものである。ただし、本研究は、あくまで日本における最大規模の地磁気変動に対する GIC または誘導電場の客観的な推定値を求めることが目的であることを確認しておく。本論では災害についても言及したが、責任ある防災対応は給電業者および行政機関に委ねられるべきものである。

参考文献

- North American Electric Reliability Corporation and the U.S. Department of Energy (2010), High-Impact, Low-Frequency Event Risk to the North American Bulk Power System: A Jointly-Commissioned Summary Report of the North American Electric Reliability Corporation and the U.S. Department of Energy's November 2009 Workshop, 120 pp., North Am. Elec. Reliab. Corp., Washington, D. C.
- Pulkkinen, A., E. Bernabeu, J. Eichner, C. Beggan and A. W. P. Thomson (2012), Generation of 100-year geomagnetically induced current scenarios, *Space Weather*, **10**, S04003, doi:10.1029/2011SW000750.
- Uyeshima, M., H. Utada and Y. Nishida (2001), Network-magnetotelluric method and its first results in central and eastern Hokkaido, NE Japan, *Geophys. J. Int.* **146**, 1-19.

- Watari, S., M. Kunitake, K. Kitamura, T. Hori, T. Kikuchi, K. Shiokawa, N. Nishitani, R. Kataoka, Y. Kamide, T. Aso, Y. Watanabe, and Y. Tsuneta (2009), Measurements of geomagnetically induced current in a power grid in Hokkaido, Japan, *Space Weather*, **7**, S03002, doi:10.1029/2008SW000417.

低地球軌道環境における FEP 劣化に対する窒素分子寄与の可能性

田川雅人、大藪高詩、安田茂、横田久美子

神戸大学大学院工学研究科 神戸市灘区六甲台町 1 - 1
Voice & Facsimile: 078-803-6126, Email: tagawa@mech.kobe-u.ac.jp

Possibility of N_2 -induced erosion of fluoropolymer was discussed based on the ground-based experiment and flight data. Multiple composition beams with velocity of 8 km/s were formed with $Ar+O_2$ target gas by the laser detonation source. The energy and composition of the beam, thus formed, were analyzed by time-of-flight measurements with a quadrupole mass spectrometer. It was found that atoms in different masses, O-atom and Ar, are accelerated to similar velocities, i.e., different translational energies (4.5 eV O-atom and 9 eV Ar). This is suitable for simulating sub-low Earth orbit neutral gas environment. Erosion yields of fluoropolymer by O-atom and by Ar were evaluated individually. It was found that the erosion yields of fluoropolymer by 9 eV Ar in the ground-based experiment and those by 9 eV N_2 in LEO measured by MISSE-2 showed good agreement. In contrast, erosion yield of fluoropolymer by 5 eV O-atom in the ground-based experiment and that in the orbit were not consistent. These results strongly suggested that the erosion of fluoropolymer is due not by O-atom, but by Ar and N_2 .

1. INTRODUCTION

Materials used at the exterior surface of a spacecraft encounter severe space environment which includes high vacuum, thermal cycling, ultraviolet and radiation exposures, and collision with neutral atoms. It is well known that many polymeric materials, which cover spacecraft for thermal control purposes, are eroded in space especially by the collision with atomic oxygen. After this phenomenon was discovered by early space shuttle mission, effect of O-atom collision on material erosion has been studied intensively [1]. However, effect of other neutral gas components in upper atmosphere such as N_2 , Ar, O_2 and He has been ignored for the last 30 years. This is reasonable since more than 95% of the gas atoms/molecules collide with spacecraft surface is O-atom at the altitude of 400-500 km where STS and ISS are orbiting. The development of very low altitude satellites (for example GOCE by ESA or SLATS by JAXA), which are orbiting the altitude of 200 km or below, requires the knowledge of material response in the environment of simultaneous hyperthermal collisions both of O-atom and N_2 .

Recent understanding of the fluorinated polymer erosion suggested that the fluorinated polymer is more sensitive to the collision energy of gas molecules even they are chemically inactive [2-5]. If N_2 collision owed a part of fluorinated polymer degradation in LEO, it would be remarkably increased with decreasing altitude because of the N_2 density increased more rapidly than that of O-atom density.

In this study, we present data/discussions regarding the fluoropolymer erosion in a neutral gas environment in sub-low Earth orbit (LEO) region.

Origin of fluoropolymer degradation in space is also discussed based on the experimental results.

2. EXPERIMENTS

Figure 1 shows the laser-detonation O-atom beam source used in this study. This hyperthermal beam source has been developed at Kobe University in order to study material degradation in LEO at 400-500 km [6-8]. This type of the source is known as a Physical Sciences Inc. (PSI)-type source [9], and uses pulsed supersonic valve (PSV) and carbon dioxide laser (10.6 μm , 5-7 J/pulse). The laser light was focused on the nozzle throat with a concave Au mirror located 50 cm away from the nozzle. The PSV introduced target gas into the nozzle and the laser light was focused on the gas cloud in the nozzle. The energies for the dissociation and acceleration were provided by the inverse Bremsstrahlung process. The hyperthermal beam, thus generated, was characterized by a time-of-

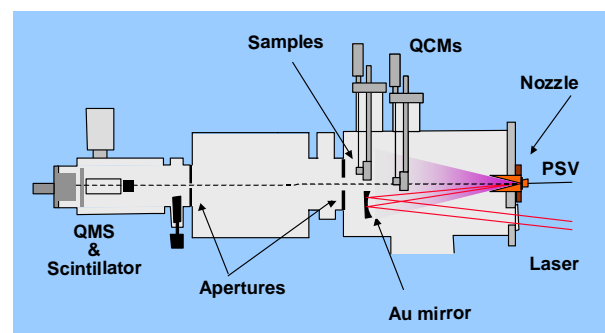


Figure 1 Laser detonation beam source used in this study. Time-of-flight mass spectrometer was used to analyse a beam.

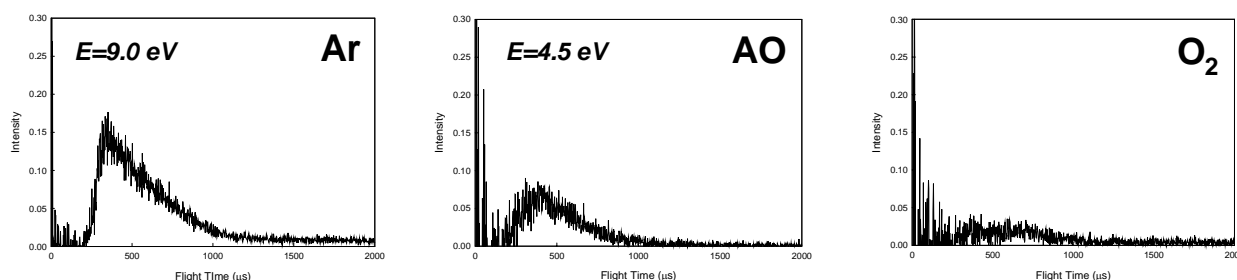


Figure 2 Time-of-flight spectra of $m/z=16, 32$ and 40 compositions in the beam formed by the target gas consist of $50\%Ar+50\%O_2$. With higher energies, O_2 component becomes weak.

flight (TOF) distribution measured by the quadrupole mass spectrometer with scintillation detector which is installed in the beam line. Translational energies of the species in the beam were calculated using TOF distributions with the flight length of 238 cm. A high-speed chopper system was not used in this study [8].

Three types of mixed gases were used in this study; $50\%N_2+50\%O_2$, $50\%Ar+50\%O_2$, and $70\%Ar+30\%O_2$. $100\%O_2$ gas was also used as a reference. Hyperthermal multiple composition beams were formed by the conditions as follows; high voltage for piezoelectric actuator: 900 V, PSV opening duration: 0.4 ms, pressure in the target gas supply line: 0.3 MPa, and laser power 5-7 J/pulse.

Material degradation was evaluated by real-time measurement of mass loss by a quartz crystal microbalance (QCM) [10]. 5 MHz polymer-coated QCM sensors were equipped at the bottom of the rotatable mount in order to measure the flux of the beam. Samples used in this study are two types of polymers; polyimide and fluorinated polymer. A polyimide amide acid was coated on a quartz crystal and curing treatments at $150^\circ C$ for 1 hr. and $300^\circ C$ for 1 hr. were carried out in order to form the polyimide structure with a thickness of approximately $0.1-2.0 \mu m$. In contrast, fluorinated polymer was prepared by the plasma-assisted physical vapor deposition technique developed at the Technology Research Institute of Osaka Prefecture [11]. The resonant frequency of QCM was recorded in every 10 seconds with the frequency resolution of 0.1 Hz. All beam exposure experiments were carried out at room temperature with normal incidence.

4. RESULTS & DISCUSSION

4.1 TIME-OF-FLIGHT SPECTRA

In order to simulate the high-energy collision of N_2 in sub-LEO environment, Ar, which is monoatomic molecule, is mixed to O_2 gas on behalf of N_2 . This is due to avoid the unexpected decomposition of N_2 molecules into N atoms. Figure 2 shows TOF spectra of $m/z=16, 32$ and 40 compositions in the beam formed

by the target gas consist of $50\%Ar+50\%O_2$. It is obvious that O_2 signal is very weak and hardly detected whereas O-atom and Ar peaks are clearly observed. The promotion of O_2 decomposition is suggested in the target gas of $Ar+O_2$. Promotion of the decomposition reaction in the $Ar+O_2$ target gas is due to the high-energy collision between O_2 and Ar. Average energies of these components are 4.5 and 9.0 eV for O-atom and Ar, respectively. This is ideal for the sub-LEO simulation from the viewpoint of collision energy.

4.2 MASS-LOSS MEASUREMENTS

Real-time mass-loss measurements of polyimide and fluoropolymer under the simultaneous exposure to O-atom and Ar beams were carried out. The experiment was performed using two QCMs, which are coated by polyimide and fluoropolymer. Spatial distribution of O-atom flux was compensated using two polyimide-coated QCMs at both positions (L- and R-positions). It was measured that O-atom flux in the R-position, where polyimide-coated QCM locates, is 1.28 times greater than that of the L-position. On the other hand, spatial distribution of Ar flux, which could not be measured by polyimide, was assumed the same of O-atom distribution.

Erosion yield (Ey) of fluoropolymer by 4.5 eV O-atom and 9 eV Ar were calculated by the following equation;

$$Ey = [S \times C] / [A \times F \times d] \quad (1)$$

where S is the slope of frequency change (Hz/s), C is the constant for 5 MHz QCM ($-2.002E-8$ g/Hz), A is the area of sample (cm^2), F is the flux (atoms/ cm^2) and d is the density of the material (g/ cm^3). O-atom flux was measured from the erosion of polyimide with standard erosion yield of $3.0E-24$ cm^3 /atom with $100\%O_2$ target gas (translational energy of the O-atom in the calibration was 4.5 eV). In contrast, Ar flux was measured with TOF spectra intensities with a relative sensitive factor of AO, 3.76. Densities and area of the materials are 1.4 g/ cm^3 and 0.28 cm^2 for polyimide and

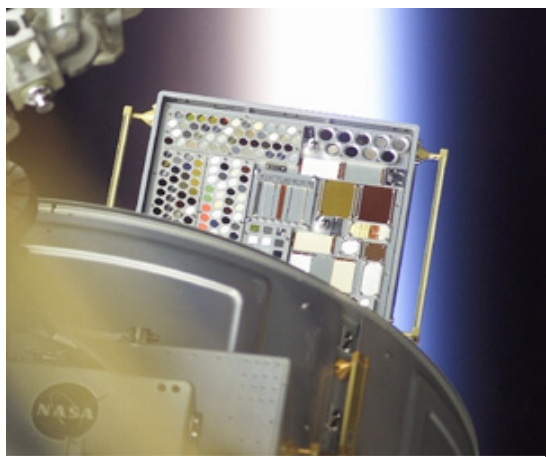


Figure 3 MISSE-2 PEC-1 pallet in orbit (upper left corner is the PEACE polymer tray).

2.1 g/cm³ and 0.38 cm² for fluoropolymer. From the slope of polyimide at R-position, flux of O-atom is measured to be 7.8E+13 atoms/cm²/s. The O-atom flux at the position-L, where the fluoropolymer QCM was located, was estimated to be 6.1E+13 atoms/cm²/s. On the other hand, the Ar flux was estimated to be 3.8E+13 atoms/cm²/s. By using equation (1), Ey of fluoropolymer by 9 eV Ar was calculated to be 2.8E-24 cm³/atom, which is close to the Ey of polyimide by 4.5 eV O-atom. On the other hand, Ey of fluoropolymer by 4.5 eV O-atom is calculated to be 1.7E-24 cm³/atom.

4.3 COMPARISON WITH MISSE-2 DATA

The Ey data measured in this study was compared with the MISSE-2 flight data. A fluorinated ethylene propylene (FEP) specimen was exposed to space environment from August 16, 2001 to July 30, 2005 by MISSE-2 PEACE polymer experiment (Figure 3). Following data on the FEP erosion was reported by de Groh; mass loss: 0.01248 g, density: 2.144 g/cm³, exposed area 3.447 cm², Kapton equivalent O-atom flux: 8.43E+21 atoms/cm² [12]. As a result, erosion yield of FEP is calculated to be 1.9E-25 cm³/atom. However, N₂ fluence during the exposure was not reported. Therefore, N₂ fluence was estimated by the MSIS-E90 atmospheric model in this study. The N₂ fluence during MISSE-2 exposure was calculated to be 6.1E+20 molecules/cm². The accuracy of this estimation was confirmed by the comparison of O-atom fluences calculated in the same condition and actually measured during the MISSE-2 mission. The O-atom fluence calculated by MSIS-E90 was 8.8E+21 atoms/cm², which is within the error of 5 % from the measured value in the MISSE-2 mission with Kapton-H. With this N₂ fluence, the erosion yield of FEP by N₂ was calculated to be 2.8E-24 cm³/atom, which is the same value of the ground-based data obtained in this study described in the section 4.2 (Table 1). This result strongly suggests that the erosions of fluoropolymer

Table 1 Erosion yield of fluoropolymer calculated in this study (on ground and in orbit).

Experiment	FEP Erosion yields (cm ³ /atom)	
	AO	N ₂ or Ar
MISSE-2	1.9E-25	2.8E-24
Multiple Beam	1.7E-24	2.8E-24

and FEP are due not by the 5 eV O-atom but by the 9 eV N₂ or Ar. The consistency of erosion yields also suggests that the N₂ effect in LEO could be simulated by Ar in the ground-based simulation.

5. CONCLUSIONS

Possibility of N₂-induced erosion of fluoropolymer was discussed based on the ground-based experiment and flight data. It was found that the erosion yields of fluoropolymer by 9 eV Ar in the ground-based experiment and those by 9 eV N₂ in LEO measured by MISSE-2 showed good agreement. In contrast, erosion yield of fluoropolymer by 5 eV O-atom in the ground-based experiment and that in the orbit were not consistent. These results strongly suggested that the erosion of fluoropolymer is due not by O-atom, but by Ar and N₂.

ACKNOWLEDGMENTS

A part of this work was supported by the Grant-in-Aids for Scientific Research from JSPS.

REFERENCES

- [1] For example, "Materials degradation in low earth orbit," Srinivasan, V., and Banks B. A., Eds., TMS, Warrendale, 1990 or "Materials issues in the space environments," MRS Bulletin, Vol.35, No.1 (2010).
- [2] Troya D., Schatz G. C., Theoretical study of reactions of hyperthermal O(³P) with perfluorinated hydrocarbons, Protection of Materials and Structures from Space Environment, J. I. Kleiman Ed., Springer, Leiden, The Netherlands, 2006, pp.365-375.
- [3] Tasic U., Hein P., Troya D., Theoretical study of the dynamics of Ar collisions with C₂H₆ and C₂F₆ at hyperthermal energy, J. Phys. Chem. A, Vol. 111 (2007) pp.3618-3632.
- [4] Zhang J., Lindholm N. F., Brunsvold A. L., Upadhyaya H. P., Minton T. K., Tagawa M.,

- "Erosion of FEP Teflon and PMMA by VUV radiation and hyperthermal O or Ar atoms", ACS Appl. Mater. Interfaces, Vol. 1, No.3 (2009) 653-660.
- [5] Tagawa M., Yokota K., Kishida K., Okamoto A., Minton T. K., "Energy dependence of hyperthermal oxygen atom erosion of a fluorocarbon polymer: relevance to space environmental effect", ACS Advanced Materials and Interfaces, Vol.2, No.7 (2010) pp.1866-1871.
- [6] Tagawa M., Yokota K., Atomic oxygen-induced polymer degradation phenomena in simulated LEO space environments: How do polymers react in a complicated space environment?, Acta Astronautica, Vol.62 (2008) pp.203-211.
- [7] Tagawa M., Muromoto M., Hachiue S., Yokota K., Matsumoto K., Suzuki M., Hyperthermal atomic oxygen interaction with MoS₂ lubricants relevance to space environmental effects in low earth orbit - effects on friction coefficient and wear life-, Tribology Letters, Vol.18, No.4 (2005) pp.437-443.
- [8] Tagawa M., Yokota K., Kishida K., Okamoto A., Ishizawa J., Minton T. K., "Effect of ultraviolet emission from the oxygen plasma on the accelerated erosion phenomenon of fluorinated polymer in the atomic oxygen ground tests", High Performance Polymers Vol.22 No.2 (2010) pp.213-224.
- [9] Caledonia G. E., Krech R. H., Green D. B., A high flux source of energetic oxygen atoms for material degradation studies, AIAA Journal Vol.25, No.1 (1987) pp.59-63.
- [10] Matijasevic, V., Garwin, E. L., and Hammond, R. H., Atomic Oxygen Detection by Silver-Coated Quartz Deposition Monitor, Review of Scientific Instruments, Vol. 61, 1990, pp.1747-1749.
- [11] Okamoto A., Matsunaga S., In Book of Abstracts, the 45th Annual Symposium Vacuum Society of Japan, 2004 pp 72 (in Japanese).
- [12] de Groh K. K., Banks B. A., Dever J. A., Jaworske D. A., Miller S. K., Sechkar E. A., Panko S. R., "NASA Glenn research center's materials international space station experiments (MISSE 1-7)," Proc. Internal. Symp. SM/MPAC&SEED Experiment, Tsukuba, Japan, March 2008 pp.91-119.

帯電電位ワーストケース評価法の国際標準化

豊田和弘（九州工業大学）

五家建夫（東京都市大学）

2012.11.6

第9回宇宙環境シンポジウム

1

宇宙機帯電放電に関する国際標準

- ISO-11221
 - 宇宙機太陽電池アレイの地上帯電放電試験法
 - 帯電解析方法は？
- 宇宙機帯電に影響する宇宙環境の国際標準はない
 - 国際標準の提案

2

既存の規格

衛星設計に関する提案が主

- JAXA
 - JAXA-JERG-2-211A
- NASA
 - NASA-HDBK-4006
 - NASA-HDBK-4002A
 - NASA_STD_4005
- ESA
 - ECSS-E-ST-20-06C

帯電電位評価法が必要

3

国際標準開発事業

(宇宙機帯電電位見積りに関する国際標準化)

- ISO提案
 - ISO/TC20/SC14/WG4
- 2012年度 ～ 2014年度
 - 宇宙プラズマ環境調査
 - 宇宙機表面材料帯電物性計測
 - 二次電子、光電子、体積抵抗
 - 経年劣化による変化
 - 放射線、紫外線、原子状酸素
 - MUSCATによる帯電電位解析
 - ISO草稿
 - ワークショップ

4

何を国際標準化するか

- 帯電電位ワーストケースの評価方法
 - 帯電解析ソフトにより計算
 - MUSCAT、NASCAP-2K、SPIS
 - 宇宙プラズマ環境
 - GEO、PEO、LEO
 - 宇宙用表面材料帯電物性
 - 二次電子、光電子、抵抗など
 - 経年劣化
 - 紫外線、原子状酸素、放射線、熱サイクル

5

これまでの活動内容

- ブラジル会議 ISO/TC20/SC14/WG4
 - 日本から帯電ワーストケース評価法の提案
 - アメリカ秋期会議でワークショップを開催することが決定
- 国内委員会
 - 国内専門家の協力

6

これまでの活動内容

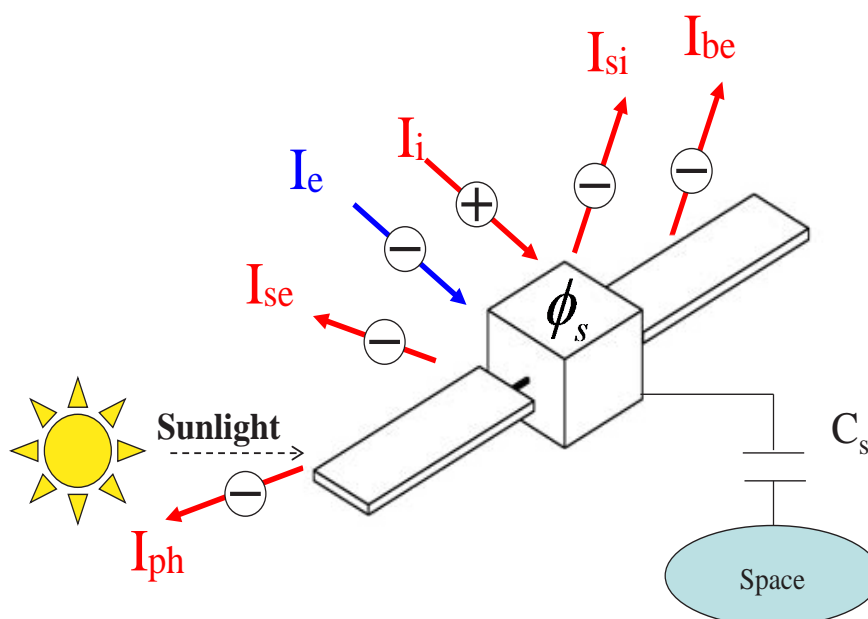
- アメリカ秋期会議およびワークショップ
 - 帯電環境とワーストケースを分けて標準化
 - 来年1月に日本でワークショップ
 - ラウンドロビン試験の条件決定
 - ワorkshop後の春期会議で日本から提案



7

ワーストケースとは？

衛星電位 ϕ_s がいくら負になっても放電は起きない

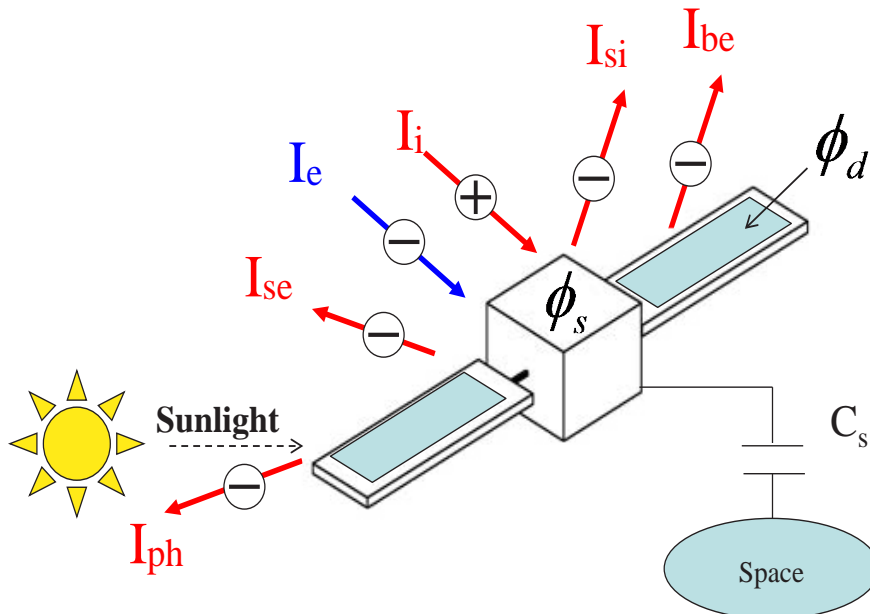


$$I_{\text{net}} = I_i + I_{se} + I_{si} + I_{be} + I_{ph} - I_e$$

8

ワーストケースとは？

乖離電圧 $\phi_d - \phi_s$ が閾値を上回ると放電発生



$$I_{\text{net}} = I_i + I_{\text{se}} + I_{\text{si}} + I_{\text{be}} + I_{\text{ph}} - I_e$$

9

ワーストケースとは？

- 乖離電圧が最大になる環境
 - 宇宙プラズマ環境
 - 材料帯電物性
- 乖離電圧増加速度
 - 放電回数に影響

10

予定

Items	2012	2013	2014
プラズマ環境	プラズマ環境データ調査		
材料帯電特性計測	バージンサンプル	経年劣化サンプル	継続
ワーストケース計算	パラメトリック試験 ラウンドロビン試験	経年劣化考慮	継続
国際標準化	NWIP 骨子	Revise draft for WD	Revise draft for CD
ワークショップなど	1st Workshop (2013年1月)	2nd Workshop to revise draft for WD	3rd Workshop to revise draft for CD

11

予定

- ワークショップ 1 月末
 - 東京
 - ラウンドロビンシミュレーションの計算条件決定
- 春期大会
 - モスクワ
 - NWI提案

12

電子ビーム照射による帯電計測から宇宙機表面材料の物性評価について

Electrical Properties of Satellite Surface Materials Evaluated from Electron-Beam Charging Measurements

藤井 治久

Haruhisa Fujii

奈良工業高等専門学校 電気工学科

Nara National College of Technology, Department of Electrical Engineering

fujii@elec.nara-k.ac.jp

奥村 哲平・高橋 真人

Teppei Okumura and Masato Takahashi

宇宙航空研究開発機構 研究開発本部

Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA), Aerospace Research and Development Directorate

1. はじめに

地球近傍の宇宙環境には高エネルギー荷電粒子やプラズマが存在し、軌道に投入された宇宙機は、それらとの相互作用により帯電放電現象を来すことが知られている⁽¹⁻³⁾。帯電放電現象が発生すると宇宙機は種々の悪影響を受けるため、この帯電放電現象は宇宙機の信頼性にとって大きな脅威になっている。そのため、宇宙機の開発においては、その帯電放電現象を如何に防止・抑制するかということが重要な課題となっており、これまで種々の抑制・防止技術に関する研究開発がなされてきた。その中で、宇宙の荷電粒子環境（特に、電子環境）を模擬した地上設備を用いた宇宙機材料の帯電放電機構の解明を目指した研究や、宇宙環境の中で宇宙機の帯電状況を予測するための帯電解析手法の開発などが精力的になされて来た。

この宇宙機帯電解析手法の開発において、わが国では、NASA の NASCAP・NASCAP-2K⁽⁴⁾や ESA の SPIS⁽⁵⁾ に対抗し、独自の帯電解析プログラム MUSCAT (Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool) が九州工業大学 趙教授らによって開発され⁽⁶⁾運用されている。この MUSCAT プログラムには、各種表面材料の体積抵抗率や2次電子放出係数、光電子放出係数、RIC (Radiation-Induced Conductivity)、光電導度などの物性値をデフォルトとして入力しておく必要があるが、現時点では必ずしも十分な物性値が入力されている状況ではない。そこで、筆者らがこれまで行ってきた電子ビーム照射による各種表面材料の帯電特性データ（照射中並びに照射後）から、電気的物性値として重要な体積抵抗率や2次電子放出係数を導出し、MUSCAT プログラムに反映させることを目的として研究を行っている⁽⁷⁾。ここでは、その一環として、代表的な表面材

料である 127 μm テフロン[®]FEP (Fluorinated Ethylene Propylene copolymer) フィルムを対象に検討した結果について述べる。

2. 考え方

宇宙環境中の電子流を模擬した電子ビーム照射による絶縁性表面材料の帯電現象は、図1に示したようになる。

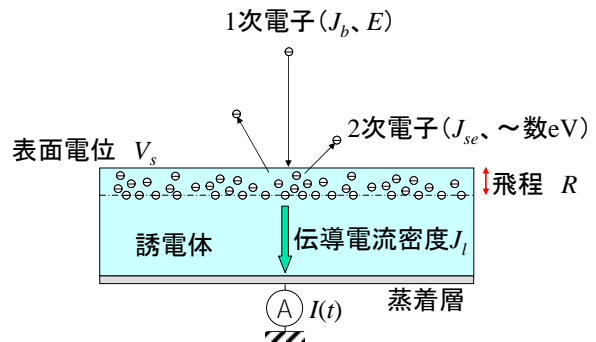


図1 絶縁性表面材料の帯電現象

エネルギー E 、ビーム電流密度 J_b で絶縁性表面材料に電子ビームを照射すると、そのエネルギーに応じて表面から深さ R （飛程）付近に電子が蓄積すると共に、表面から2次電子（後方散乱電子を含める）が放出される。この蓄積された電子によって、表面材料が表面電位 V_s に帯電する。この表面電位 V_s によって、材料内部に電界が生じ、伝導電流 J_l が流れる。したがって、表面材料裏面に設けられた蒸着電極から電流計を通して電流 $I(t)$ を計測すると、この $I(t)$ は、伝導電流成分と表面電位 V_s の変化による変位電流成分とから成り、次式で表される。

$$I(t) = a \left\{ C \frac{dV_s(t)}{dt} + J_l(V_s(t)) \right\} \quad (1)$$

ここで、 a は電子が照射される面積、 C は材料の静電容量である。

一方、一次電子が照射されることにより、表面から放出される2次電子電流密度を J_{se} とすると、電流の連続性から、(1)式の $I(t)$ は、

$$I(t) = a\{J_b - J_{se}(E, V_s(t))\} \quad (2)$$

と表すことができる。また、この2次電子放出特性は、2次電子放出係数 δ で議論され、この係数 δ は、入射1次電子数に対する2次電子数の比として、次式で表される。

$$\delta = \frac{J_{se}}{J_b} \quad (3)$$

この2次電子放出係数 δ は、一般に、図2のような特性になり⁽⁸⁾、あるエネルギー領域 ($E_I < E < E_{II}$) では1より大きくなる。したがって、 $E > E_{II}$ なるエネルギーの電子が照射されると、図3(a)のように、材料は負に帯電するが、 $E < E_{II}$ なるエネルギーの電子が照射されると、2次電子の戻りがなければ、材料は正に帯電することになる。しかしながら、表面から放出される2次電子のエネルギーは数 eV であると考えられている⁽⁹⁾ ので、材料が数 V の正に帯電すると、図3(b)に示すように、2次電子が材料表面の正電荷の静電力を受けて引き戻されることになり、正帯電が緩和されることになる。したがって、このような2次電子の引き戻しがないようにすることができれば、入射電子と2次電子を分離した帯電計測を行うことができると考えられる。そのため、図3(c)に示すように、 $E - V_b < E_{II}$ となるように、試料全体を負にバイアスし (バイアス電圧 V_b)、バイアスされた裏面電極電位からの帯電電位を計測すれば、2次電子放出に基づく正帯電電位を求めることができる。

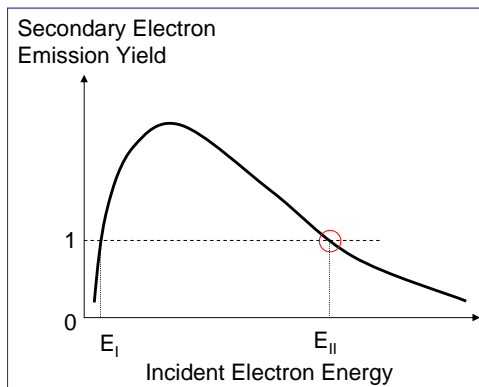


図2 一般的な2次電子放出特性

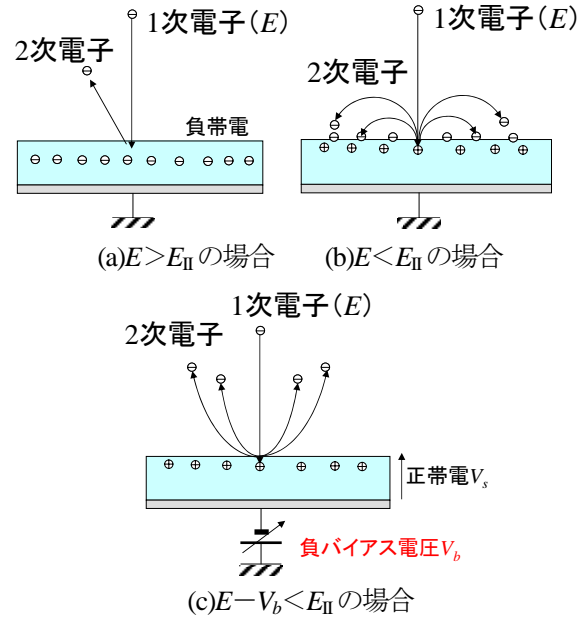


図3 絶縁性材料の帯電の様子

このように、2次電子による正帯電緩和を抑制した、電子ビーム照射による帯電特性計測に関わるモデルとして、図4に示す厚さ d 、比誘電率 ϵ_r の絶縁性材料の1次元帯電モデルを提案する。

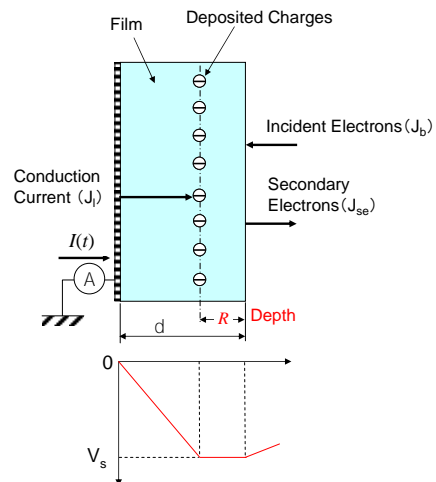


図4 電子ビーム照射による一次元帯電モデル

このモデルにおいて、電流計で観測される電流 $I(t)$ は、(1)式のように表現されるが、この1次元モデルにおいては、入射した電子が深さ R のところに一様に蓄積すると考えているので、(1)式右辺第1項の変位電流成分に影響を及ぼす単位面積当たりの静電容量 C は、

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{d - R} \quad (4)$$

として表すことができる。ここで、 ϵ_0 は真空中の誘電率 ($=8.9 \times 10^{-12} \text{ F/m}$) である。また、(1)式右辺第2項

の伝導電流成分 $J(t)$ は、非照射領域 ($(d-R)$ のバルク) の電界強度 $F(t)$ が、

$$F(t) = \frac{V_s(t)}{d-R} \quad (5)$$

であるので、

$$J_l(t) = \frac{1}{\rho_v} \cdot \frac{V_s(t)}{d-R} \quad (6)$$

と表すことができる。ここで、 ρ_v は材料の体積抵抗率である。

したがって、(1)式は、(4)、(6)式を代入することにより、

$$I(t) = a \left\{ \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{d-R} \cdot \frac{dV_s(t)}{dt} + \frac{1}{\rho_v} \cdot \frac{V_s(t)}{d-R} \right\} \quad (7)$$

となる。また、2次電子放出係数 δ は、(2)式より、

$$\delta = \frac{J_{se}}{J_b} = \frac{aJ_b - I(t)}{aJ_b} \quad (8)$$

と表すことができ、電子ビームを照射中 $I(t)$ は時々刻々と変化するので、 δ も時間 t の関数として $\delta(t)$ と表すことができる。この場合、試料表面に入射する電子の実効的な入射エネルギー $E_p(t)$ は、

$$E_p(t) = |-E - V_s(t)| \quad (9)$$

として、時々刻々と変化する。したがって、これらの $\delta(t)$ と $E_p(t)$ の関係を求めると、2次電子放出係数の電子エネルギー依存性を求めることができる。しかしながら、試料全体を V_b にバイアスした場合、電流計も V_b にバイアスしなければならず、その測定は困難を伴うので、バイアス時、(7)式における変位電流成分は帯電電位の時間変化から、また、伝導電流成分は帯電電位 V_s によるバルク電界強度 $F(t)$ から、それぞれの電流成分を求めることで、 $I(t)$ を評価する。そのためには、体積抵抗率 ρ_v を正しく評価しておかねばならない。

この体積抵抗率 ρ_v は、電子ビーム照射停止後の電位減衰特性から求めることができる。一般に、 V_{s0} に帯電した材料の表面電位 $V_s(t)$ は、

$$V_s(t) = V_{s0} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (10)$$

で減衰することが知られている⁽¹⁰⁾。この τ は減衰時定数であり、

$$\tau = \varepsilon_0 \varepsilon_r \cdot \rho_v \quad (11)$$

で表される。したがって、この時定数 τ を求めることができれば、(11)式より、

$$\rho_v = \frac{\tau}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \quad (12)$$

として体積抵抗率 ρ_v を求めることができる。

また、電流計で計測できる電流 $I(t)$ は、(7)式に示したように、照射電子の表面からの侵入深さ (飛程) R の影響を受ける。この電子の飛程 R を求める式は種々提案されているが、ここでは $E < 20 \text{ keV}$ の電子を対象としているので、 $E < 50 \text{ keV}$ 領域に対して提案された Gledhill の経験式⁽¹¹⁾

$$\begin{cases} R = \frac{r_p}{\rho} \\ \log(r_p) = -5.1 + 1.358 \cdot \log E \\ \quad + 0.215(\log E)^2 - 0.043(\log E)^3 \end{cases} \quad (13)$$

を適用する。ただし、 r_p : 実用飛程 [g/cm^2]、 E : 電子のエネルギー [keV] ($E < 50 \text{ keV}$)、 ρ : 密度 [g/cm^3] である。(13)式を用いて、FEP ($\rho = 2.15 \text{ g}/\text{cm}^3$)、ポリイミド (PI) ($\rho = 1.43 \text{ g}/\text{cm}^3$) における飛程 R を計算すると、図5のようになる。

以上の考え方に則して、127 μm 厚テフロン®FEP に対して行った検討結果を以下に述べることにする。

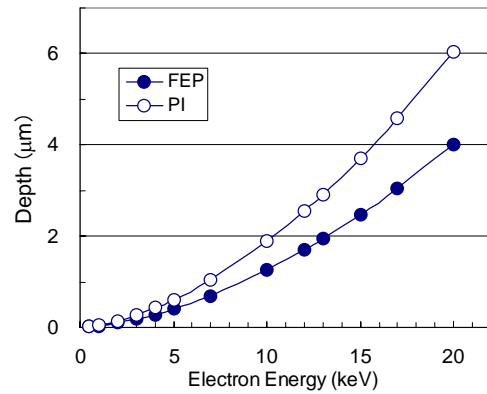


図5 FEP とポリイミド (PI) における電子侵入深さの照射エネルギー依存性

3. 実験方法

本研究に用いた実験系の概略を図6に示す。

試料を真空チャンバに取り付けた後、真空チャンバをロータリーポンプとターボ分子ポンプで $1.3 \times 10^{-4} \text{ Pa}$ 以下に真空引きした。その状態を約半日保持した後、エネルギー E 、電流密度 J_b の電子ビームを 60 分間試料に照射した。

電子ビーム照射中および照射停止後の試料の表面電

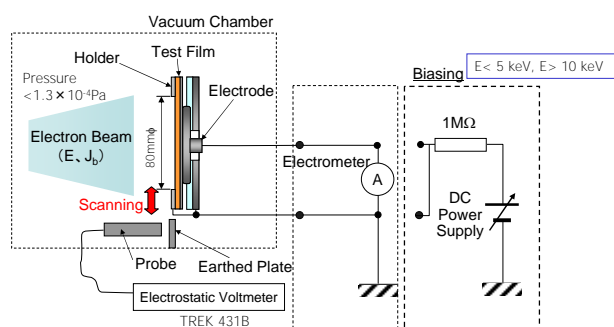


図6 実験系の概略

位は、非接触表面電位計（TREK 341B）に接続されたプローブ（TREK 3450E）を、直線運動導入機により、試料表面上 3～5mm の距離を保って挿引し計測した。また、試料裏面の金属蒸着層から電極を通して流れる電流 $I(t)$ を内部抵抗 $1M\Omega$ のペンレコーダ（横河電機 LR-8100）により計測した。

なお、本実験においては、 $E \leq 20\text{keV}$ の電子ビーム照射による帯電計測を行った。第2節で述べた考えの下、通常2次電子放出係数が1になるエネルギー E_{II} は 5keV 以下に存在すると考えられるので、 $E < 5\text{keV}$ の場合、電子加速電圧を -5kV 固定とし、直流安定化電源（菊水電子 PAD 1K-0.2L）により試料全体を負の電位 V_b にバイアスし電子のエネルギーを減速して試料に照射した。一方、 $E > 10\text{keV}$ の場合は、電子加速電圧を -10kV 固定とし、試料全体を正にバイアスすることにより電子を加速して試料に照射した。なお、これらバイアス時には、前節で述べたように、電流計測は行っていない。

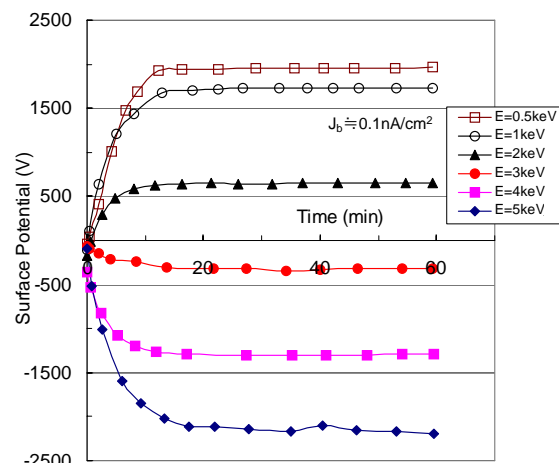
実験は全て室温（約 20°C ）で行った。

また、実験に供した表面材料は、 $127\mu\text{m}$ 厚銀蒸着テフロン®FEP フィルムである。大きさ約 $90\text{mm} \times 90\text{mm}$ の試料を試料ホルダに取り付け、直径 80mm の穴の開いた厚さ $1\text{mm}-100\text{mm} \times 100\text{mm}$ のアルミ板でカバーした。このため、電子ビーム照射領域は、 $4^2\pi$ ($=50.3$) cm^2 であった。

4. 実験結果

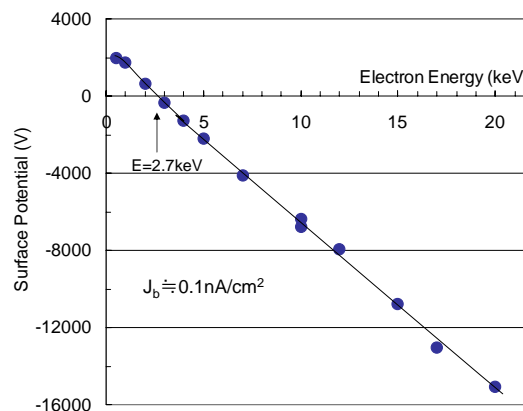
4.1 電子ビーム照射中の帯電特性

まず、電子ビーム照射中の帯電特性について述べる。図7は、 $E \leq 5\text{keV}$ で、ビーム電流密度が $J_b \approx 0.1\text{nA/cm}^2$ の場合の表面電位の時間特性を示している。何れのエネルギーの場合も、表面電位は時間と共に高くなっていくが、照射後 20 分程度ではば一定値に飽和する傾向にある。この飽和表面電位は照射エネルギー E に依存するということがわかる。しかしながら、 $E \geq 3\text{keV}$ の場合は負に帯電するが、 $E \leq 2\text{keV}$ の場合は正に帯電す

図7 $E \leq 5\text{keV}$ 、 $J_b \approx 0.1\text{nA/cm}^2$ で照射した場合の $127\mu\text{m}$ 厚 FEP フィルムの表面電位の時間特性

る。

このような表面電位-時間特性を $E \leq 20\text{keV}$ の種々のエネルギー E で取得し、60 分間の照射による表面電位を E の関数としてプロットすると、図8のようになる。表面電位は、照射エネルギーに対して直線的に変化し、 $E \approx 2.7\text{keV}$ よりも高いエネルギーでは負に帯電するが、 $E < 2.7\text{keV}$ では正に帯電するということがわかる。つまり、 $E \approx 2.7\text{keV}$ の照射では、FEP は帯電しないということになり、この $E \approx 2.7\text{keV}$ は図2における E_{II} で、2次電子放出係数が1になるエネルギーであると考えられる。

図8 $J_b \approx 0.1\text{nA/cm}^2$ で 60 分間電子ビームを照射したときの表面電位の照射エネルギー依存性

4.2 電子ビーム照射後の表面電位減衰特性

次に、このような種々の条件で電子ビームを 60 分間照射した後、すべての場合について、表面電位減衰特性を、表面電位計プローブを試料中央部に配置することにより長時間にわたって測定した。その表面電位減衰の測定結果の例を図9に示す。この図から、FEP の

電位減衰は非常に小さく、1本の直線で近似できるといことがわかる。また、負に帯電した $E=5, 7, 10\text{keV}$ の場合に比べ、正に帯電した $E=0.5\text{keV}$ の場合の減衰は早いことがわかる。

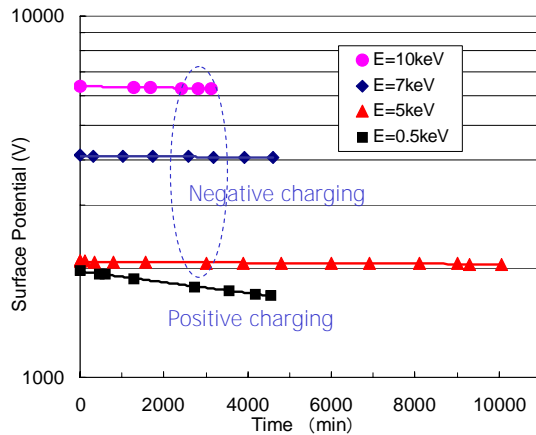


図9 電子ビーム照射後の表面電位減衰特性の例

このような表面電位減衰特性から、前節の(10)~(12)式を用いて求めた体積抵抗率を図10に示す。なお、テ

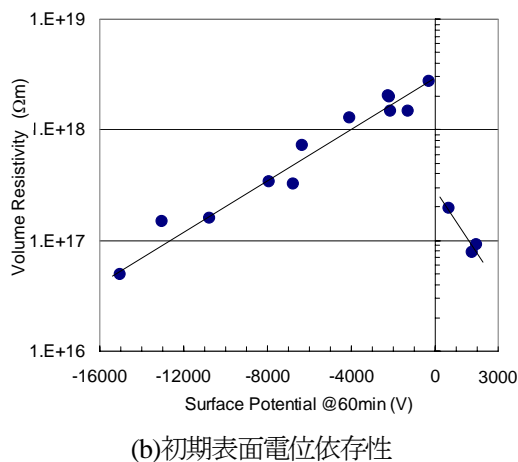
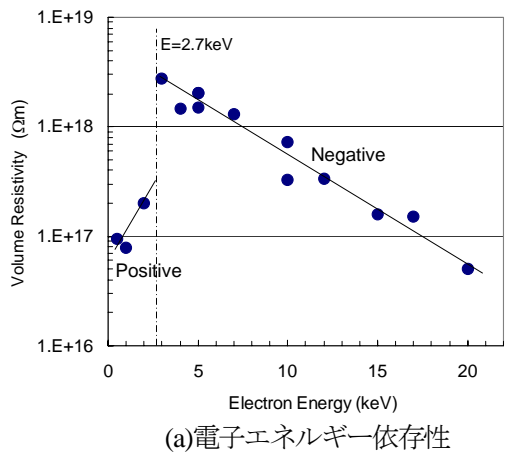


図10 電子ビーム照射後の電位減衰特性から得られたFEPフィルムの体積抵抗率

フロン®FEPの比誘電率は $\epsilon_r=2.1$ として求めた。図10(a)は、電子エネルギー E の関数として表したもので、また、同図(b)は60分間照射時点での表面電位(初期表面電位)の関数として表したものである。これらの図において、次のことがわかる。

- (1) $E > 2.7\text{keV}$ の場合、体積抵抗率は、電子のエネルギー E が高くなるにつれて、つまり初期表面電位が高くなるにつれて、低下する。
- (2) $E < 2.7\text{keV}$ の場合、体積抵抗率は、電子エネルギー E が低くなるにつれて、つまり初期表面電位が正に高くなるにつれて、低下する。
- (3) 負帯電時と正帯電時の体積抵抗率を比較すると、初期表面電位の絶対値が同程度であれば正帯電の方が1桁程度低くなる。

5. 実験結果の検討

ここでは、前節の実験結果から、物性値(体積抵抗率、2次電子放出係数)の検討を行う。

5.1 体積抵抗率

電子ビーム照射後の表面電位減衰特性から体積抵抗率を求めた結果、図10(b)に示したように、正・負帯電とも初期表面電位の増加と共に体積抵抗率が低下した。このことは、体積抵抗率に材料のバルク電界強度 F 依存性があることを示している。電子が照射されないバルクの電界強度 F は、第2節で述べたように、(5)式で表される。図5に示した電子の侵入距離 R を考慮して、図10(b)を電界強度 F の関数として示すと、図11のようになる。この図から、体積抵抗率の電界強度 F 依存性の近似式を求めると、負帯電の場合、

$$\rho_v = 2.89 \times 10^{18} \cdot \exp(3.13 \times 10^{-2} F) \quad [\Omega\text{m}] \quad (14)$$

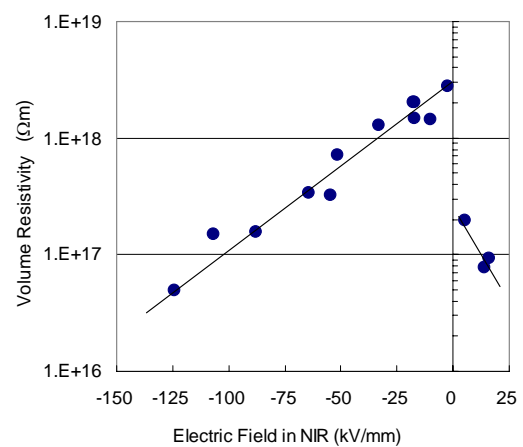


図11 FEPフィルムの体積抵抗率のバルク電界強度依存性

正帯電の場合、

$$\rho_v = 2.99 \times 10^{17} \cdot \exp(-8.36 \times 10^{-2} F) \quad [\Omega\text{m}] \quad (15)$$

で表される。このように、FEP の体積抵抗率は、正帯電の場合、負帯電よりも 1 桁程度小さくなる。これは FEP 内でホール電導が支配的である可能性を示しており、FEP 中ではホールの移動度が大きいためであると考えられる⁽¹²⁾。

5.2 帯電特性の評価

体積抵抗率ともう一つの物性値、2 次電子放出係数を求めるにあたっては、第 2 節で述べたように、電流計で計測する電流 $I(t)$ が重要である。しかし、試料全体をバイアスした場合その計測は困難であるため、ここでは、バイアスした場合の電流 $I(t)$ をシミュレーションによって求める。そのシミュレーションが妥当かどうかを、先ず $E=5\text{keV}$ の場合について検討する。

図 12(a)に、 $E=5\text{keV}$ 、 $J_b=0.14\text{nA/cm}^2$ の場合の電流特性のシミュレーション結果と実測値を示す。この図より、実験値とシミュレーション結果がほぼ一致することがわかる。図 12(b)に、計測電流の変位電流成分 (7) 式右辺第 1 項) と伝導電流成分 ((7) 式右辺第 2 項) の

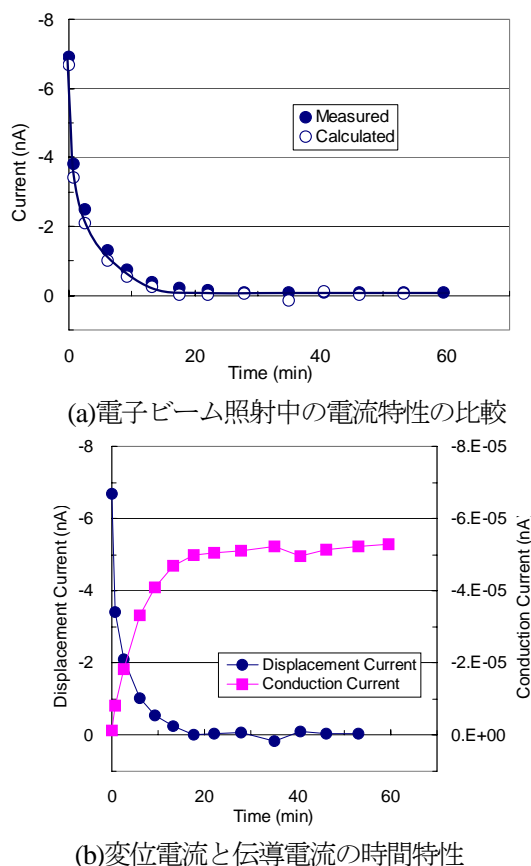


図 12 $E=5\text{keV}$ 、 $J_b=0.14\text{nA/cm}^2$ で照射された FEP フィルムの電流シミュレーション

シミュレーション結果を示すが、伝導電流成分は、FEP フィルムの体積抵抗率が極めて高いため、変位電流成分に比べ 5 桁程度小さくなり、表面電位の変化による変位電流成分だけで電流がほぼ決定するということである。このようにして、表面電位計測から電流を評価することができる。

$E < 5\text{keV}$ の場合は、電流計測を行っていないので、本評価手法を用いて $E=0.5\text{keV}$ の場合 (図 7) を例に、表面電位特性から電流を評価すると、図 13 のようになる。このように、 $E=0.5\text{keV}$ の場合は、次節で検討するように、2 次電子放出係数が 1 よりも大きくなるので、正に帯電し、変位電流成分、伝導電流成分共に正になるということがわかる。また、正帯電の場合は、5.1 節で述べたように、体積抵抗率が低くなるので、伝導電流成分は大きくなるが、変位電流成分に比べれば 3 桁程度小さく、無視できるレベルであることも理解できる。

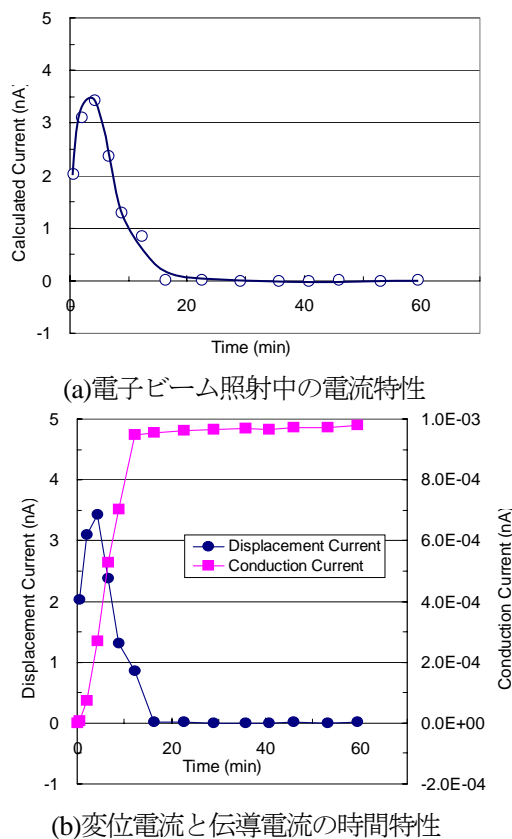
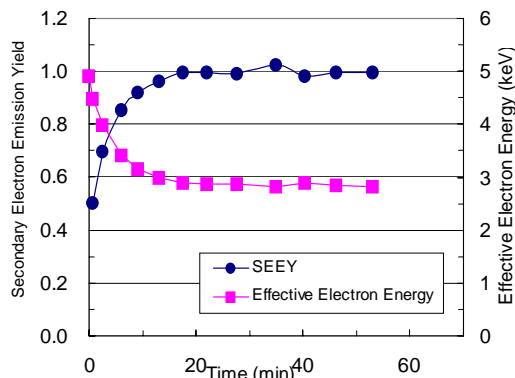


図 13 $E=0.5\text{keV}$ 、 $J_b=0.1\text{nA/cm}^2$ で照射された FEP フィルムの電流シミュレーション

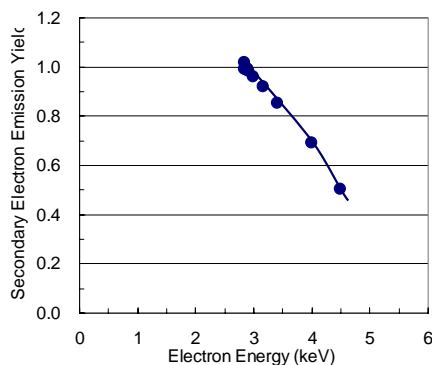
5.3 2 次電子放出係数

図 8 に示したように、 $E \leq 20\text{keV}$ のエネルギーの電子ビームを照射することにより、FEP フィルムの帯電特性を取得した結果、帯電の生じない照射エネルギー $E \approx 2.7\text{keV}$ が存在することがわかった。

次に、第2節で説明したように、(7)式により電流成分を評価し $I(t)$ を求め、(8)式と(9)式から、電子ビーム照射中の2次電子放出係数の時間変化と、実効的な入射電子エネルギーの時間変化を、 $E=5\text{keV}$ の場合について示すと、図14(a)のようになる。この図から、実効的な入射エネルギー E_p は時間と共に低下し、20分程度で 2.8keV 程度になる。一方、2次電子放出係数は、照射初期の0.5程度から時間と共に高くなり、20分程度でほぼ1になることがわかる。この特性から、 $E=5\text{keV}$ 照射時の入射エネルギーと2次電子放出係数の関係が同図(b)のように得られる。



(a)照射中の2次電子放出係数と実効的な入射エネルギーの時間特性



(b)2次電子放出係数の電子エネルギー依存性

図14 $E=5\text{keV}$ で照射中の2次電子放出係数

このような関係を、各エネルギーで照射した帯電特性から2次電子放出係数の照射エネルギー依存性を求めると、図15のようになる。少々バラツキは存在するが平均的な特性の傾向を図中破線で示すと、一般的な2次電子放出特性と同様の傾向になった（例えば、文献(13)）。この図から、FEPフィルムの最大2次電子放出係数 δ_{max} 、そのエネルギー E_{max} 、2次電子放出係数が1になる高エネルギー側のエネルギー E_H は、それぞれ、 $\delta_{max} \doteq 2.0$ 、 $E_{max} \doteq 1.2\text{keV}$ 、 $E_H \doteq 2.7\text{keV}$ となった。この図において、2次電子放出係数が1より大きくなる領域 ($E < 2.7\text{keV}$) が存在し、その領

域の最大エネルギー E_H では帯電が生じない。なぜなら、照射1次電子数と放出される2次電子数が等しくなるからである。

E_H よりも高いエネルギーの電子を照射すると、2次電子放出係数が1よりも小さいのでFEPは負に帯電し、そのため後続の照射電子はその負帯電によって減速される。減速されたエネルギーの電子照射は2次電子数を増加させることになる。こうして負に帯電したFEPに入射する実質的なエネルギーが E_H になったとき、負の帯電が収束し、つまり表面電位は $-(E - E_H)$ [kV] の電位で飽和することになる。

一方、 E_H よりも低いエネルギーの電子を照射すると2次電子放出係数が1よりも大きいので、FEPは正に帯電し、後続の照射電子は加速されることになる。加速された電子による2次電子放出係数は低下することになる。こうして正に帯電したFEPに入射する実質的なエネルギーが E_H になったとき、正の表面帯電が収束し、表面電位は $-(E - E_H)$ [kV] で飽和することになる。

上記のことは、実験結果をかなりうまく説明する。つまり、図7に示された種々エネルギーを変えた場合の飽和表面電位は、ほぼ $-(E - 2.7)$ [kV] である。

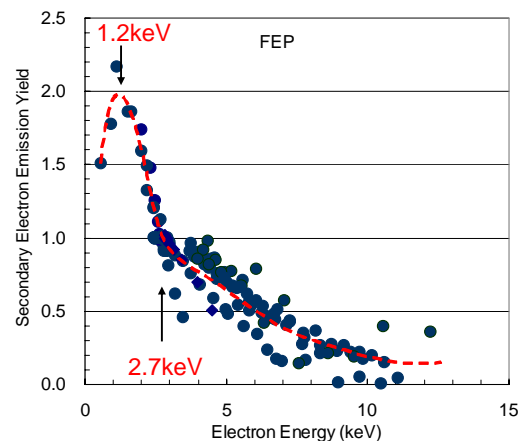


図15 FEPフィルムの2次電子放出係数の照射エネルギー依存性

6. まとめ

銀蒸着テフロンFEP熱制御材料に対して、宇宙環境プラズマ中の電子流を模擬した 20keV 以下のエネルギーの電子を照射することによって帯電特性を評価し、その結果から2次電子放出係数を導出した。また、電子ビーム照射停止後の電位減衰特性から体積抵抗率を検討した。その結果、次のような結果が得られた。

(1) 2.7keV よりも高いエネルギーの電子を照射すると負に帯電し、 2.7keV よりも低いエネルギーの電子を

照射すると正に帯電する。この閾値 2.7keV は、FEP フィルムの 2 次電子放出係数が 1 になるエネルギーである。

(2) 電子ビーム照射中の電流特性から、最大 2 次電子放出係数 $\delta_{max} \doteq 2.0$ 、そのエネルギー $E_{max} \doteq 1.2\text{keV}$ 、2 次電子放出係数が 1 になる高エネルギー側のエネルギー $E_{II} \doteq 2.7\text{keV}$ が得られた。

(3) 電子ビーム照射停止後の電位減衰特性から体積抵抗率を求めると $10^{17} \sim 10^{18} \Omega\text{m}$ となり、表面電位が高いほど体積抵抗率は低くなった。つまり体積抵抗率にはバルク電界依存性がある。また、正帯電の場合には、体積抵抗率は負帯電の場合に比べ 1 桁程度低くなり、ホール電導が支配的であることを示している。

文 献

- (1) H. B. Garrett: "The charging of spacecraft surfaces", *Rev. Geophys.*, Vol.19, pp.577-616 (1981)
- (2) 趙・藤井: 「宇宙環境での帯電放電現象についての研究動向と将来課題 第1回 宇宙環境と宇宙機の帯電電位」、日本航空宇宙学会誌、Vol.51、No.591、pp.109-117 (2003)
- (3) 藤井: 「宇宙塵・宇宙帯電と衛星技術」、静電気学会誌、Vol.25、pp.11-18 (2001)
- (4) V. A. Davis, L. F. Neergard, M. J. Mandell, I. Katz, B. M. Gardner, J. M. Hilton and J. Minor: "Spacecraft charging calculations: NASCAP-2K and SEE spacecraft charging handbook", AIAA2002-0626 (2002)
- (5) J.-F. Roussel, F. Rogier, G. Dufour, J.-C. Mateo-Velez, J. Forest, A. Hilger, D. Rodgers, L. Girard and D. Payan: "SPIS open source code, methods, capabilities, achievements and prospects", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.36, pp.2360-2368 (2008)
- (6) T. Muranaka, S. Hosoda, J. Kim, S. Hatta, K. Ikeda, T. Hamanaga, M. Cho, H. Usui, O. Ueda, K. Koga and T. Goka: "Development of Multi-Utility Spacecraft Charging Analysis Tool (MUSCAT)", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol.36, pp.2094-2102 (2008)
- (7) 藤井・奥村・高橋: 「衛星用熱制御 FEP フィルムの低エネルギー電子ビーム照射による帯電特性と 2 次電子放出」、電気学会論文誌 A、Vol.132、pp.790-796 (2012)
- (8) S. T. Lai: *Fundamentals of Spacecraft Charging*, (Princeton University Press), Chap.9, pp.84-90 (2012)
- (9) S. T. Lai: *Fundamentals of Spacecraft Charging*, (Princeton University Press), Chap.3, pp.18-24 (2012)
- (10) 浅野: 「静電気工学における電界・電位測定法」、静電気学会誌、Vol.10、pp.205-212 (1986)
- (11) B. Gross: "Radiation-induced charge storage and polarization effects", *Topics in Appl. Phys.*, Vol.33, pp.217-284 (1979)
- (12) B. Gross, G. M. Sessler, H. von Seggern and J. E. West: "Hole transit in Teflon films", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.34, pp.555-557 (1979)
- (13) R. F. Willis and D. K. Skinner: "Secondary electron emission yield behaviour of polymers", *Solid State Commun.*, Vol.13, pp.685-688 (1973)

電子線を照射した宇宙機用絶縁材料における内部帯電 および電気絶縁劣化評価

菊池寛*、谷貝健太、三宅弘晃、田中康寛（東京都市大学）

Study on Internal Charging Phenomena and Change of Electrical Properties in Electron Beam Irradiated
Insulating Materials for spacecraft

Yutaka Kikuchi*, Kenta Yagai*, Hiroaki Miyake, Yasuhiro Tanaka (Tokyo City University)

1. はじめに

人工衛星などの宇宙機は、温度変化の激しい宇宙環境において、機内の温度を一定に保つために、絶縁材料フィルムを積層したサーマルブランケットと呼ばれる積層の熱制御材料(MLI: Multilayer Insulator)が使用されている。しかし、MLIは銀河宇宙線と称される星間空間を飛び交う高エネルギー荷電粒子や放射線帯、プラズマ環境下などに曝されることによって、帯電およびそれに起因する放電現象が発生し、絶縁材料の劣化や宇宙機に搭載されている機器の誤作動・故障を引き起こすといわれている。特に宇宙環境に起因する静止衛星の事故のうち、過半数以上が帯電・放電現象が原因であるという報告もある[1]ことから、宇宙機を設計する際には、MLIなどに使用される絶縁材料等の帯電特性など、電気的特性の評価が重要な要因となっている。しかし、現在検討されている宇宙機設計のガイドラインでは高エネルギー荷電粒子が照射された絶縁フィルムの電気的特性変化は、あまり考慮されていない。

そのため、宇宙環境に起因する事故を防ぐためにも、放射線を照射した高分子絶縁材料内で生じる電荷蓄積のメカニズムを解明することが重要となっている。また、この帯電現象は表面帯電と内部帯電に分類され、表面帯電に関してはこれまでに多くの報告がなされているが、現状では内部帯電に関する報告例は少ない。そこで、本研究では、高エネルギー荷電粒子線の一つである電子線を照射した絶縁材料内部の電気的特性を調査することを目的としている。本稿では、宇宙機誘電体として多く用いられているポリイミド系およびフッ素系高分子絶縁材料に着目し、宇宙環境を模擬できる真空チャンバーと内部帯電計測装置を用いて電子線照射中における各種絶縁材料の空間電荷分布測定を行った。また、電子線を照射したことによる導電率の変化を調査するために、未照射、照射材料を用いた伝導電流測定を行ったので以下に報告する。

2. 実験装置

〈2・1〉電子線照射用真空チャンバー

図1に電子線照射用真空チャンバーの写真および概略図

を示す。電子の照射には電子顕微鏡用のタングステンフィラメントを用い、加速エネルギー100keVまでの電子線照射が可能であり、チャンバー内の真空度は約 1.0×10^{-5} Pa まで到達可能である。

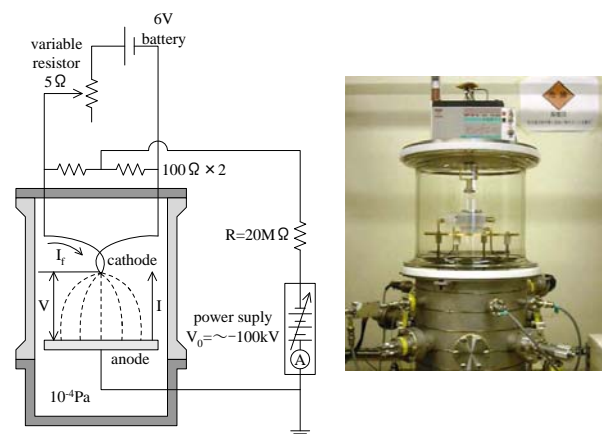


図1 電子線照射用真空チャンバー

〈2・2〉PIPWP 測定装置

図2にPIPWP測定装置の写真および概略図を示す。本装置には、電子線を試料に照射するための直径10mmの照射孔が照射側電極に設置され、試料表面に蒸着されたアルミ電極とともに、接地電極を構成している。また、下部電極として石英ガラス上面にNi-Crを蒸着して、信号検出電極として用いている。なお、この石英ガラスは、信号検出用の電極を接地導体から絶縁するために用いている。さらに、真空中で試料と電極の密着性を高めるために、ガラス上面に空気抜き用の溝を加工し、試料と電極間の空気を排気する構造にしている。現在、本測定装置の位置分解能は約6μmであり、厚さ60μm程度以上の試料であれば、位置分解能約10%で測定が可能である。[2]

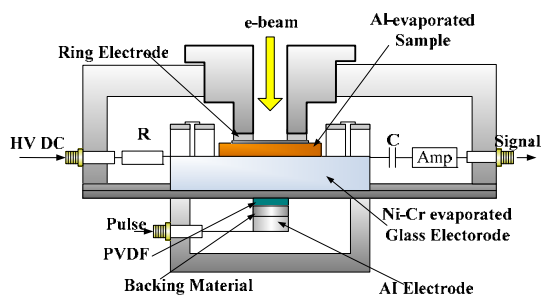
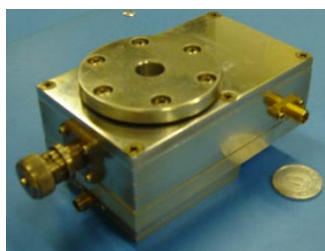


図 2 PIPWP 測定装置

〈2・3〉導電率測定装置

図 3 に導電率測定装置の写真および概略図を示す。装置は上部電極と下部電極(検出電極)、ガード電極の 3 つの電極で構成されている。測定試料には、上部電極を介して直流高電圧 V_{dc} が印加され、試料内部のみを通過した電流がデジタルエレクトロメータで測定される。導電率は、測定された電流密度の 120 分値を用いて算出した。

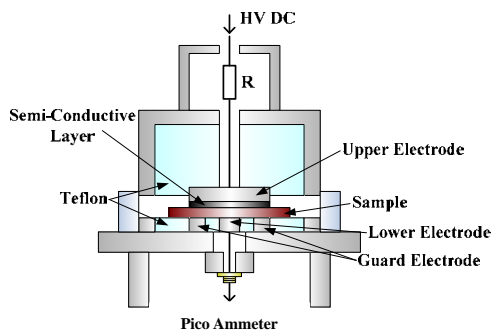
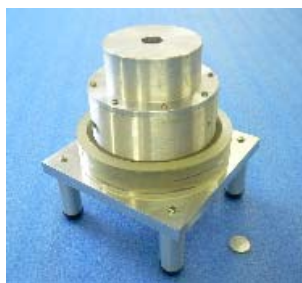


図 3 導電率測定装置

〈2・4〉PEA 測定装置

図 4 に PEA 測定装置の写真および概略図を示す。測定試料は直流高電圧電源とパルス発生器に接続された上部電極と下部電極で挟むことで、前述に示した PEA 法により空間電荷分布測定を行っている。

この測定装置では圧電素子に厚さ $17\ \mu\text{m}$ のニオブ酸リチウム(LiNbO_3)を用いており、パルス発生器は幅 $5\ \text{ns}$ 、電圧値 $500\ \text{V}$ である。したがって、本測定装置の位置分解能は約 $10\ \mu\text{m}$ となり、厚さ $100\ \mu\text{m}$ 以上の試料が測定可能となっている。また、印加可能電圧は最大で $15\ \text{kV}$ である。[3], [4]

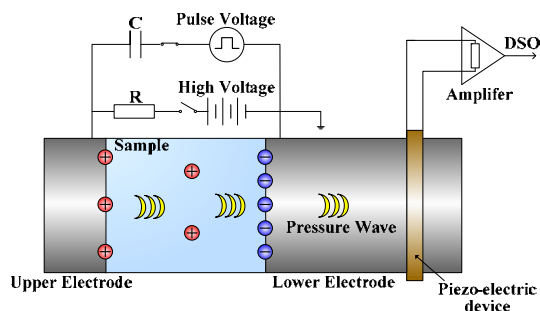
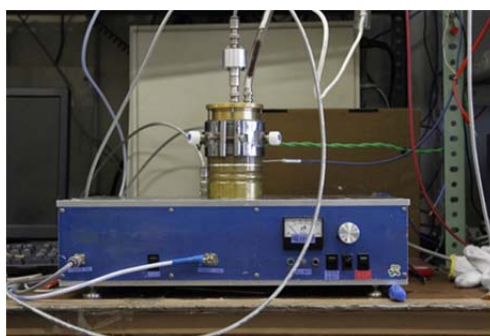


図 4 PEA 測定装置

3. 電子線照射中における空間電荷分布測定結果

〈3・1〉実験条件

表 1 測定試料

Sample	Density [g/cm ³]	Relative permittivity	Molecular architecture
FEP 100 μm	2.20	2.1	$\left[\begin{array}{c} \text{F} \quad \text{F} \\ \quad \\ -\text{C}-\text{C}- \\ \quad \\ \text{F} \quad \text{F} \end{array} \right]_n$
ETFE 100 μm	1.74	2.6	$\left[\begin{array}{c} \text{F} \quad \text{F} \\ \quad \\ -\text{C}-\text{C}- \\ \quad \\ \text{F} \quad \text{H} \end{array} \right]_n$
Kapton [®] 125 μm	1.42	3.5	$\left[\begin{array}{c} \text{N} \quad \text{O} \\ \quad \\ -\text{C} \quad \text{C}- \\ \quad \\ \text{O} \quad \text{N} \end{array} \right]_n$

表 1 に測定に使用した試料の厚さ、密度、比誘電率および、分子構造を示す。照射した電子線の加速エネルギーは 40 および 60 keV であり、電流密度を $40\ \text{nA/cm}^2$ 一定として真空チャンバー内の真空度 $2.0 \times 10^{-4}\ \text{Pa}$ 以下において空間電荷分布を測定した。また、測定された電荷分布波形の負電荷蓄積部を積分することにより試料内部に蓄積している電

荷量(蓄積総電荷量)を算出した。測定時間は照射中、照射後ともに 20 分間の測定を 30 秒間隔で行った。

図 5-(a)(b)(c)に加速エネルギー40, 60 keV における各試料の電子線照射中の空間電荷分布図を示し、図 6-(a)(b)(c)に図 5 に示した試料内の負電荷を積分して算出した蓄積総電荷量の経時変化を示す。図 5 において、電子線は図中右側から照射しており、赤線、青線、緑線、黒線はそれぞれ照射後 30 秒、20 分、および照射後 20 分経過時(測定開始 40 分後)の測定結果を示している。なお、照射面側から矢印で示されている破線の位置は、(1)式に示すフェーザの実験式[5]から算出した電子の最大飛程の位置である。(1)式で、E は加速エネルギー[MeV]、 ρ は被照射試料の密度[g/cm³]であり、R が最大飛程[μ m]を表している。

$$R=4070E^{1.38}/\rho \quad (1)$$

〈3・2〉 各試料における空間電荷分布

図 5 より、照射面から最大飛程の範囲内に負電荷が蓄積していることが分かる。なお、試料両電極界面の正電荷は、電子線照射によって試料内部に負電荷が蓄積したことで電

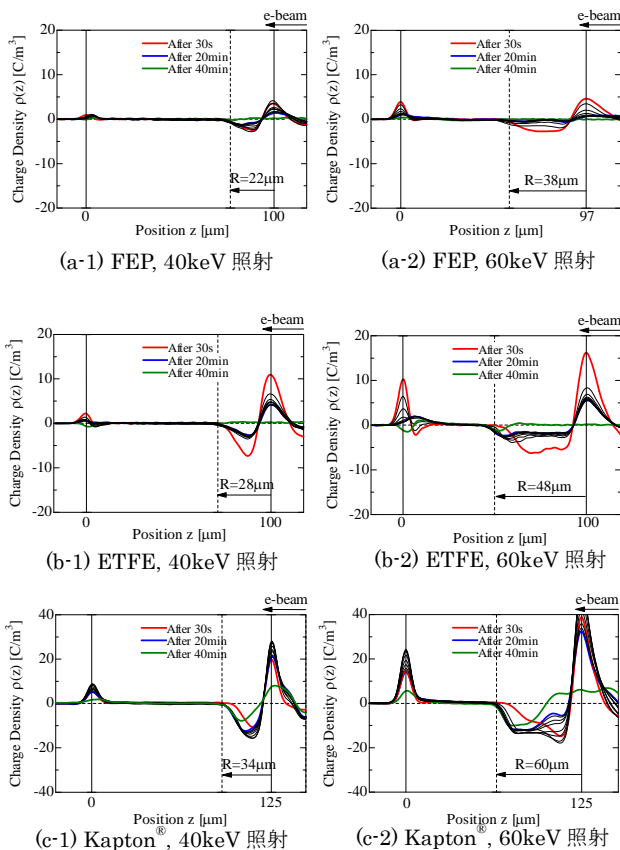


図 5 40, 60 keV 電子線照射中および照射終了 20 分後の空間電荷分布

極に誘電された電荷である。また、加速エネルギー60keV における電荷分布波形において、FEP、ETFE では電子が侵入した範囲内でほぼ均一に分布しているのに対し、Kapton®で2つのピークが観測された。

〈3・3〉 各試料における蓄積総電荷量の経時変化

蓄積する電荷量とその経時変化については図 6 に示す。同図より、すべての試料において負電荷の蓄積が照射中にもかかわらず飽和値に達した後に減少しており、FEP, ETFE においては電子線照射終了後には負電荷の蓄積は観測されないのに対し、Kapton®は電子線照射終了後も負電荷が蓄積している。この電子線照射中に負電荷の蓄積が減少するという現象は試料内の導電率が電子線照射中に変化しているためであると考えられる。蓄積された負電荷は、電子の通過領域で導電率が上昇した事により、蓄積電荷に対する移動度が上昇し、照射面側の電極へドリフトし、放出されたものと考えられる。この電子線照射にともなう導電率の上昇は、一般に放射線誘起伝導度(Radiation Induced Conductivity: RIC)と呼ばれている。

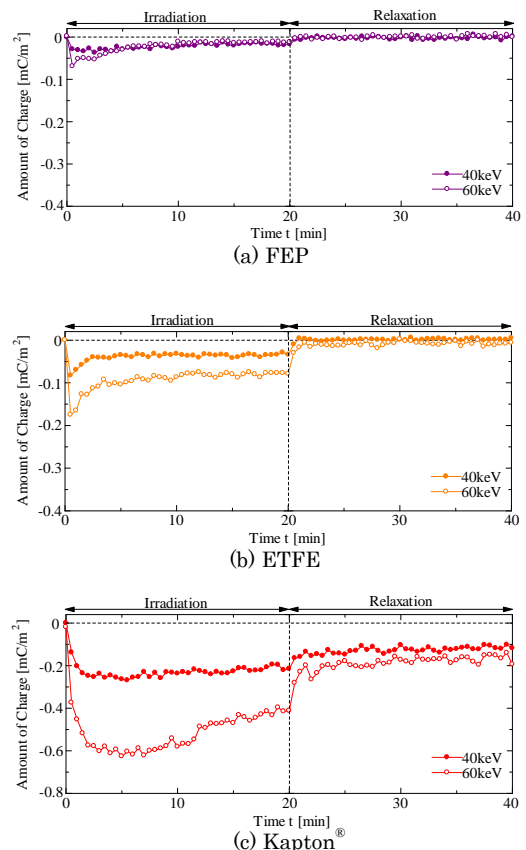


図 6 40, 60 keV 電子線照射中・後における試料内蓄積総電荷量の経時変化

4. 電子線を照射した各種絶縁材料の導電率測定結果

前述で述べた負電荷の蓄積減衰過程の試料毎における相違から、RIC の大きさが試料によって異なると推測した。このことを確認するため、電子線照射後の試料の導電率測定を行い、未照射試料と比較を行った。

〈4・1〉実験条件

加速エネルギーを 40 および 60 keV、電流密度が 40 nA/cm^2 の電子線を 20 分間真空チャンバー内で各試料に照射した。照射終了後、15 分以内に導電率測定装置に試料を移し、常温、大気圧下で導電率測定を行った。測定条件は、印加電界を 100 kV/mm 、測定時間を 2 時間、測定間隔を 2.5 秒間とした。導電率の算出は測定電界印加 2 時間後の電流値を用いて行った。

〈4・2〉各試料における導電率の比較

図 7 に電子線未照射および照射試料の電流密度の経時変化を示す。また、図 8 に図 7 の測定結果より算出した各試料の導電率を示す。

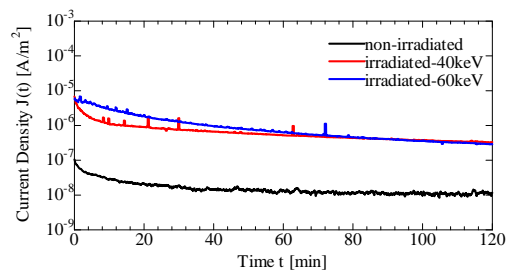
図 7 より、すべての結果において時間経過とともに電流密度は減衰し、測定終了時に最小となっていることがわかる。また、FEP、ETFE においては未照射試料よりも電子線照射試料の方が電流密度が上昇しているのに対し、Kapton[®]においては電流密度の上昇は見られなかった。

図 8 より、各試料の電子線照射による導電率上昇度を比較すると、FEP、ETFE では約 30 倍上昇していることがわかるのに対し、Kapton[®]に関しては、顕著な上昇は見られなかった。すなわち、FEP、ETFE は Kapton[®] に比べ、電子線照射による導電率の増加が大きく、前節の空間電荷挙動を裏付ける結果が得られた。

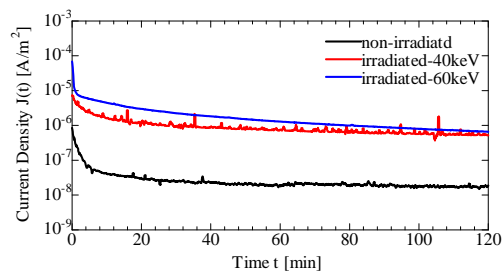
〈4・3〉直流高電圧印加時の空間電荷分布測定結果との比較

各試料における導電率上昇度と空間電荷蓄積との関連性を調査するため、導電率を測定した条件と同条件下で PEA 法を用いて、直流高電圧印加時の空間電荷分布測定を行った。照射試料には加速エネルギー 40 keV、電流密度 40 nA/cm^2 の電子線を 20 分間照射した試料を用い、電子線照射後、15 分以内に大気圧下で実施した。測定時間は印加中 60 分間、短絡中 10 分間の計 70 分間とした。また、比較対象として、電子線未照射試料における測定も行った。その結果を図 9 に示す。なお、横軸が試料厚さ [μm]、縦軸が測定時間 [min] を示しており、電荷密度 [C/m^3] はカラーバーを用いて暖色系を正電荷、寒色系を負電荷としている。また、図中の黒い縦の破線は(1)式から算出した電子の最大飛程の計算値を表している。

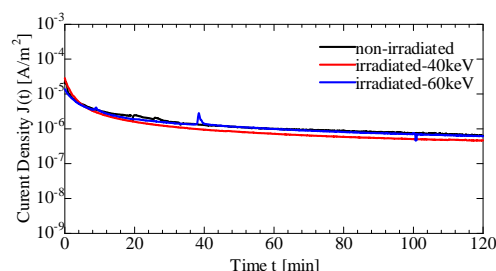
同図より、電子線を照射した FEP、ETFE フィルムでは未照射試料と比較すると顕著な空間電荷形成の変化が観測されており、FEP においては陽極側(電子線照射面側)から多量の正電荷の注入が観測され、この正電荷は電界印加時間の経過とともに電子の最大飛程位置を越えて試料内部に侵入



(a)FEP



(b)ETFE



(c)Kapton[®]

図 7 各試料における電流密度の経時変化

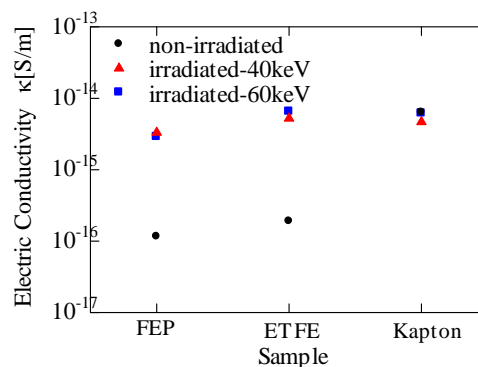


図 8 各試料における導電率

していることがわかる。これは電子線を照射したことによる照射面側の界面における電荷注入障壁のレベルが低下した事に起因していると推測される。また、ETFE においては、電子の最大飛程位置近傍から発生したように見える多量の正電荷が対向電極側まで到達しており、陽極側には負電荷の蓄積が観測されている。これは、高エネルギー電子が分子鎖を切断することで、正負のキャリアが多量に発生したまま材料内部に残留し、それが直流高電界下で分離したことによって生じた現象があると考えられる。以上の2試料に対し Kapton® では、未照射試料の空間電荷形成とほぼ同様であり、顕著な変化は観測されなかった。以上の結果から、FEP, ETFE フィルムは Kapton® に比べ、電子線照射による絶縁性の劣化が著しいと考えられる。

5. 結論

電子線照射中における空間電荷分布測定結果より、全ての試料において蓄積電荷量が電子線照射中にも関わらず減少する傾向が得られた。これは、電子が侵入した領域内で RIC が発生したためであると考えられる。また、Kapton® においては FEP, ETFE に比べ帯電量が大きかったため帯電・放電現象を引き起こす可能性がある。

電子線照射による電気的特性の変化を調査するため、導電率測定および直流高電圧印加時の空間電荷分布測定を行った結果、FEP, ETFE において導電率は未照射試料よりも約 30 倍増加しており、空間電荷形成にも顕著な変化が観測された。したがって、これらの試料は他の試料に比べ、電子線照射による劣化が著しいと考えられる。よって、今回の実験結果のみから判断すると、Kapton®, FEP, ETFE は宇宙機用絶縁材料として適しているとは言いにくい。よって、帯電がしにくく劣化現象が起きない新たな材料の開発が必要であると考えられる。

文 献

- [1] H.C.Koons, J.E.Mazur, R.S.Selesnick, J.B.Blake, J.F.Fennell, J.L.Roeder and P.C.Anderson, "The Impact of the Space Environment on Space Systems", Proceedings of the 6th Spacecraft Charging Technology Conference, Air Force Research Laboratory, pp.7-11, 1998.
- [2] H.Tanaka, et al, "Development of Real-time Measurement Equipment of Space Internal Charging using Piezo-electric Induced Pressure Wave Propagation Method", IEEEJ Trans. FM, 121, 143-148(2001) (in Japanese)
- [3] T. Takada, "Acoustic and optical methods for measuring electric charge distributions in dielectrics", IEEE Trans. Plasma Science., Vol. 34, pp. 2176-2184, 2006.
- [4] T. Takada, et al, "Pulse Acoustic Technology for Measurement of Charge Distribution in Dielectric Materials for Spacecraft", IEEE Trans. Dielectrics and Electrical Insulation., Vol. 6, pp. 519-547, 1999.
- [5] L.Katz, et al, "Range-Energy Relations for Electrons and the Determination of Beta-Ray End-Point Energies by Absorption", Rev. Mod. Phys. 24, 28-44 (1952)

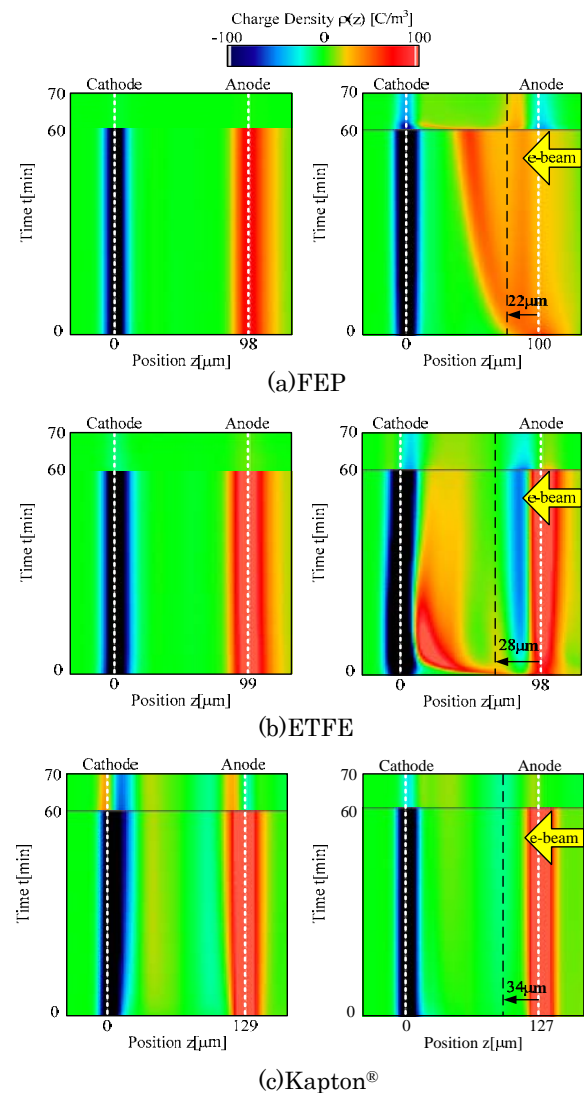


図9 電子線照射試料における 100kV/mm 印加時の空間電荷蓄積の経時変化

ポリイミドフィルムの表面電位履歴に対する電子線繰返し照射の影響

東京都市大学 渡邊 力夫 准教授, 佐藤 正悟

概要

Effect of cyclic electron irradiation on dielectric film for spacecraft is investigated experimentally because it may cause cumulative charge deposition onto the film surface. 60sec and 30sec irradiation time, 90 min and 30 min interval 40keV and 20keV energy, irradiation are tested and the result indicates that the surface potential does not fall significantly as we expected. Results of volume resistivities just after each irradiation show that resistivity is unchanged during multiple irradiations and it is lower in the case of 30 min interval and 40keV energy case.

1 序論

宇宙機表面材料は、電子や陽子などの宇宙放射線によって充電され、絶縁破壊に起因する静電放電 (ESD) は、軌道上の宇宙船の故障や異常が発生す。我々の研究室では真空条件下で電子線を照射した後に誘電体膜の表面電位を測定するシステムある。[1]この表面電位履歴から体積抵抗率を算出する。一回の電子線照射の理論及び実験は多くなされており[2], フレデリクソン[3]らによって宇宙機材料への応用が行われてきた。例えばポリイミドフィルム上の表面電位は電子線照射後-10kV まで低下し、それが分極電流によって急速に回復する。分極電流による電位の回復が終わると減衰は数週間かけて穏やかに回復する。表面電位の時間変化は電子照射エネルギー、フラックス、温度などの照射条件や環境条件に大きく依存する。また誘電体フィルムの種類によっても異なる。

宇宙機は極冠域または SAA 領域の様に高フラックス領域を通過するが、地球を周回する宇宙機は電子や陽子などの周期的に荷電粒子の衝突の影響を受ける。その間隔は高度、傾斜、離心率などの軌道パラメータに依存する。そこで宇宙機表面用誘電材料は電子線の繰り返し照射の影響を受け、表面上が高電位になる可能性がある。典型的な例として環境観測技術衛星「みどり II」(ADEOS-II)のように太陽路地パドルの電源ケーブルで ESD によって損傷を受ける可能性がある。[4]このように周期的な電子線照射の影響を考慮した宇宙機の帯電解析を行う必要がある。そこで本研究では、繰り返し照射が誘電体の表面電位に与える影響を明らかにするために、誘電体フィルム (Kapton®) に電子線繰り返し照射の実験を行った。

2 計測システム

Fig.1に計測システムの概略図を示す.

表面電位計測の流れを説明すると、まず真空チャンバー内の試料台に計測試料（カプトン®）を固定し、真空引きを行う。この際、油回転真空ポンプ、ターボ分子ポンプを用いる。真空チャンバー内部の圧力が10-4[Pa]以下まで低下した後、電子銃を用いて電子線を照射し、試料を帯電させる。電子線照射終了後、真空チャンバー外部

からリニアドライブを操作し、真空チャンバー内部の表面電位計測プローブを試料の前に移動させ、表面電位の計測を行う。この表面電位計での測定データをオシロスコープで確認し、表面電位の時間履歴を所得する。

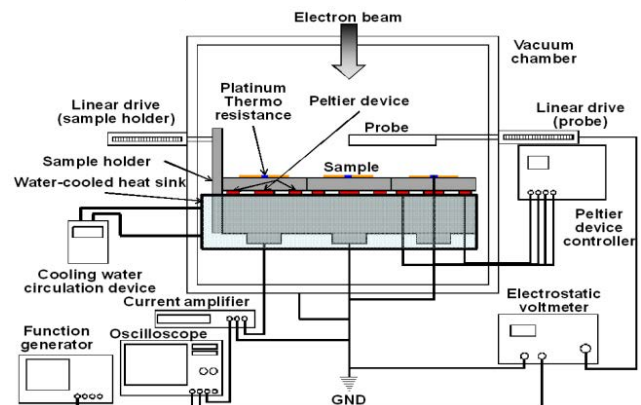


Fig.1 Measurement system

3 電荷蓄積法

電荷蓄積法とは Frederickson, Dennison [5]らが考案した実験方法で、チャンバーや電子銃を用いて宇宙空間を模擬して行われる。電子線照射後、時間が経過すると減衰が一定になり、その点から後のことを暗電流領域と呼んでいる。この点から指数関数で近似することができ、表面電位を V_s とすれば

$$V_s = V_0 \exp^{-t/\tau_d} \quad (1)$$

で表すことができる.この(1)式と指数関数で近似した式を比較することで減衰時定数 $\tau_d[s]$ を求めることができ,

$$\tau_d = \varepsilon/\kappa, \quad \rho = 1/\kappa = \tau_d/\varepsilon \quad (2)$$

の式に数値を代入することで体積抵抗率 $[\Omega\text{m}]$ を求めることができる。ここで $\varepsilon[\text{F/m}]$ は試料の誘電率、 $\kappa[1/\Omega]$ は導電率であり、この式は暗電流領域でのみ用いることができる。

短時間領域では、表面電位を V 、初期電位を V_0 とすれば、

$$V = V^0 [\varepsilon_r^\infty + (1 - \varepsilon_r^\infty) \exp^{-t/\tau_p}]^{-1} \quad (3)$$

で表すことができる。極値時定数 $\tau_p[s]$ から体積抵抗率 $[\Omega m]$ を求める。今回は計測時間が短いため(3)式を用いて体積抵抗率の取得を行う。

4 実験結果

4.1 実験条件

試料は一般的に宇宙機表面材料に用いるポリイミドフィルム（東レ・デュポンの Kapton®200V）を使用した。

Table.1 に実験条件を示す。

Table.1 Experimental conditions

Experiment No.	1	2	3	4	5	6
Sample thickness [μm]	50	50	50	50	50	50
Irradiation	Interval[min]	30	30	30	90	90
	Energy [keV]	20	20	40	20	40
	Time [sec]	60	30	30	60	30
Current density [$\mu\text{A}/\text{cm}^2$]	65	65	151	65	65	151
Vacuum level [Pa]	10^{-6}	10^{-6}	10^{-6}	10^{-6}	10^{-6}	10^{-6}

電子電流は実際の宇宙環境に比べて相対的に高いので、電子線照射時間は 30, 60 秒に設定した。

4.2 表面電位履歴

30 分の照射間隔は非現実的ではあるが迅速な繰り返し照射の影響を調べるために、30 分間隔と設定した。90 分の照射間隔は LEO の軌道周期の環境を模擬して 90 分間隔を設定した。試料により多い線量、高いエネルギーを与える為に 60 秒、40keV 照射の実験を行った。電子線照射の影響でフィルムの高速電荷緩和が完全に成されていないことで照射の回数が進むにつれて電位が低下していくと予想した。Fig.1 は間隔 30 分の結果である。Fig.2 は間隔 90 分の結果である。横軸は経過時間[h]、縦軸は表面電位[V]でグラフでは正側が負になっている。

繰り返し照射の影響で表面電位は低下すると予想したが、カプトンフィルムでは低下し続ける事はなかった。この結果は体積抵抗率が減少し、電荷緩和が向上する RIC（放射線誘起伝導）の効果が関連していると考えた。しかし、照射エネルギー 40keV での実験においては、微量な低下が見られたが、これも低下し続ける事はなかった。これはフィルムの表面で電荷の緩和が十分に成されていなかった事が原因と考えた。また 20keV 照射では毎回の電位の上昇は 4kV 程であるが、40keV の照射では 5~6kV とより急激に上昇した事がわかる。これは飛程が深くなり、より電荷の緩和が早くなった可能性があると考えた。これらの事からカプトンフィルムは電子線の繰り返し照射を耐えるのに適していることがわかった。カプトンフィルムよりも体積抵抗率の低いものでも実験を行う必要がある。

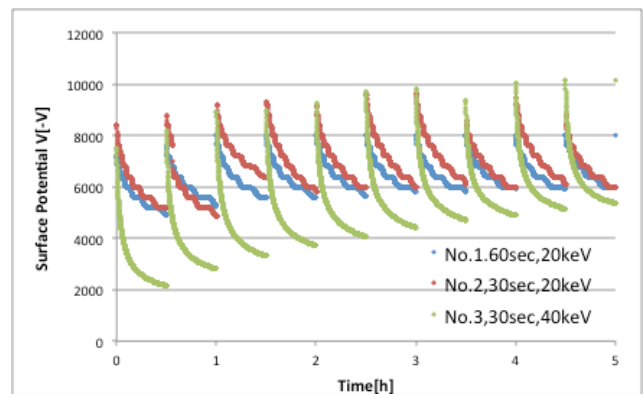


Fig.1 Time histories of surface potential with cyclic electron irradiation(30 min interval)

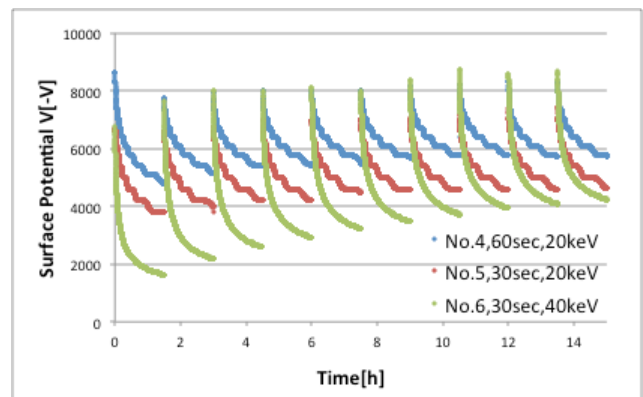


Fig.2 Time histories of surface potential with cyclic electron irradiation(90 min interval)

4.3 体積抵抗率

体積抵抗率の算出は、分極電流が支配的である短時間領域を計測したので、分極減衰モデルを用いた。Fig. 5 に各照射毎の体積抵抗率の変動を示す。縦軸は対数目盛りで体積抵抗率[Ωm]、横軸は各照射回数である。ただ、短時間領域で用いる分極減衰モデルでは電極電流及び RIC の効果による電荷緩和の影響で体積抵抗率は低い値が算出される。結果は体積抵抗率に大きな変化がないというカプトンフィルムの重要な特徴が表れた。また、照射時間は体積抵抗率に大きな影響はない。照射間隔が長くなると体積抵抗率は高くなる。これは長い時間、計測する事ができるので電位の上昇が緩やかになる領域まで計測したためであると考えた。さらに照射エネルギーが高くなると体積抵抗率は低下した。これは電位の上昇がより急激になったことが原因であると考えた。

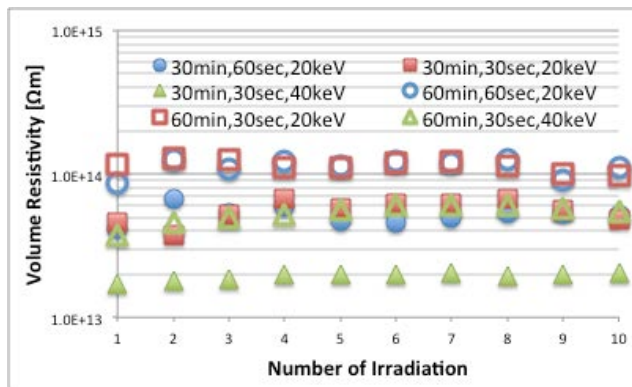


Fig.5 Volume resistivities at each radiation

5 結論

カプトンフィルムの表面電位に周期的電子線照射効果を真空状態で実験的な検討を行った。繰り返し照射の間隔は典型的な低軌道の周期である 90 分とより急速な場合（軌道上の宇宙機としては現実的ではない。）として 30 分でも行った。照射時間は 60 秒と 30 秒、照射エネルギーは 20keV と 40keV で実験を行った。表面電位は-10kV から-7kV まで低下するが、回数毎に低下して行く事はなかった。エネルギーが高くなる事で電荷の緩和はより急激になった。体積抵抗率においても照射毎に大きな変化は起きなかった。体積抵抗率は照射間隔が長くなると大きくなり、照射エネルギーが高くなると低くなる。照射時間については大きな影響は見られなかった。これらの結果はカプトンフィルムの優れた抗放射線特性が起因となっていると考えた。よって他の誘電体材料についても同様の実験を行う必要がある。また低温環境などでの実験も行う。

6 参考文献

- [1] Watanabe, R., Sakurai, K., Miyake, H. and Nitta, K., "Effect of Temperature on Surface Potential of Electron-irradiated Polyimide Film," Proc. 10th Spacecraft Charging Technology Conf., Albuquerque, NM, 20-24 September, 2010.
- [2] e.g. B. Gross: "Radiation-induced Charge Storage and Polarization Effects", in : G.M. Sessler (Ed.), "Electrets", Springer, Berlin, 1980.
- [3] A.R. Frederickson and J.R. Dennison: "Measurement of Conductivity and Charge Storage in Insulators Related to Spacecraft Charging", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 50, No. 6, pp. 24-27, 2003.
- [4] S. Kawakita, et. al., "Investigation of an Operational Anomaly of the ADEOS-II Satellite," Proc. 9th Spacecraft Charging Technology Conf., Tsukuba, Japan, 4-8 April, 2005.
- [5] John R. Dennison et al., "Methods for High Resistivity Measurements Related to Spacecraft Charging", Plasma Science, 2006, Vol.34, pp.2191-2203

Electron Emission Yield Measurement of Polymers Induced by Electron and Photon

Jiang Wu^{1,2†}, Akira Miyahara¹, Kazuhiro Toyoda¹, Mengu Cho¹, Xiaoquan Zheng²

(1. *Kyushu Institute of Technology, Kitakyushu, Japan,*

2. *Xi'an Jiaotong University, Xi'an, China)*

† k300610u@tobata.isc.kyutech.ac.jp

Abstract— The surface potential of the spacecraft material depends on the current balance equation, in which the emitted electrons induced by the ambient plasma and solar photon bombardment play two main items. The spacecraft thermal protection materials polyimide and polyethylene terephthalate were chosen, and the total electron emission yield was measured by a small cylinder collector while the photoelectron emission yield by a vacuum ultraviolet lamp with 5 narrow band filters. Meanwhile, the pulse shot and sample scanning method were utilized in both systems to prevent surface charging phenomenon. According to the orbital environments, the comparison of total electron emission yield between virgin and ultraviolet irradiated samples was carried out, and the angular dependence of photoelectron emission yield was also tested and analyzed. The electron emission yield of various surface materials under different constraint conditions can establish the database, which will finally be used in the Multi-utility Spacecraft Charging Analysis Tool (MUSCAT) to accurately calculate the spacecraft surface potential.

Keywords— spacecraft surface dielectric; total electron emission yield; photoelectron emission yield; surface potential.

I. INTRODUCTION

ACCORDING to the current balance equation, the electron emission yield of the spacecraft surface materials plays the crucial role in spacecraft potential, especially the total electron emission yield(TEEY) and photoelectron emission yield(PEY) [1][2]. As the impact of fast moving electrons in the ambient plasma, the long term operation of spacecraft will gradually lead to the big potential difference on the surface boundaries because of different electron emission property. Usually the weakest part, the triple-junction(conductor, insulator and vacuum), will initiate discharge or even arcing phenomenon, which will damage the spacecraft seriously. Therefore, in order to take use of the MUSCAT for surface potential calculation, at least the database of the TEEY and PEY for various spacecraft surface materials is necessary.

However, the Low Earth Orbit(LEO) spacecraft is not only influenced by the orbital high density and low energy plasma, but also the solar ultraviolet irradiation and other degradation effects. The ultraviolet irradiation is accompanied with plenty of energetic photons which can activate the surface physical and chemical variation; also as the spacecraft is rotating in orbit, the electron emission yield will vary with the incident photon angles. For the

TEEY and PEY respectively, the above two factors will influence the yield, thus the charging property.

As the spacecraft thermal control material, the polyimide(PI) and polyethylene terephthalate(PET) film possesses high insulation and well thermal performance and are widely used in the spacecraft body and solar array. Based on the long-period developed TEEY and PEY measurement system, the TEEY of the virgin, ultraviolet irradiated PI and PET, and the PEY of normal and angular injection for virgin PI and PET were investigated. The UV irradiation system was used for 5 doses and 3 doses for PI and PET respectively; the 30° angel was chosen as the angular injection for PEY of both materials.

II. ELECTRON EMISSION YIELD DEFINITION

A. Total Electron Emission Yield

The total electron emission yield is defined as the number ration of emitted electrons and injected electrons(primary electrons) with certain primary energy and angel. The curve of TEEY with respect to primary electron energy in normal injection situation is shown Fig. 1. The universal curves exist for all solid materials, the shape of which depends on the 4 key parameters, namely the first and second crossover energy, E_1 and E_2 , where the yield reaches unity, and the maximum value of the yield and its related primary energy, σ_{\max} and E_{\max} [3].

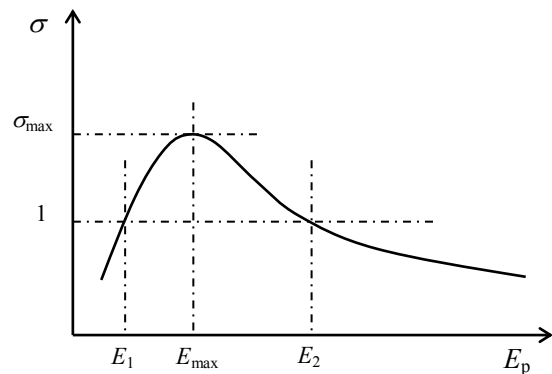


Fig. 1. Universal Curve of Total Electron Emission Yield for Solid Materials

B. Photoelectron Emission Yield

The photoelectron emission yield represents the number ratio of outgoing electron to the incident photon. The PEY varies with the incident photon energy or wavelength, the calculation equation expresses as follow [2].

$$\frac{I_{\text{photoelectron}}}{S} = q_e \cdot \int_0^{\infty} PF(\lambda) \cdot Y(\lambda) d\lambda \quad (1)$$

where $Y(\lambda)$ is the PEY of the certain material, $I_{\text{photoelectron}}$ is the photoelectron emission current, S is the light beam area, $PF(\lambda)$ is the photo flux, q_e is the unit charge.

III. EXPERIMENTAL PREPARATION

A. Total Electron Emission Yield System

The TEEY measurement system was developed on the base of JEOL JAMP-10 SXII Auger Microscope with a cylindrical metal collector. The chamber, with 7.0×10^{-5} Pa vacuum, is mounted the LaB₆ electron gun, which can emit the primary electron with energy ranging from 10eV to 10keV, 20nA current, 30μs pulse and 1mm² beam spot. The system can measure the TEEY of all solid plate samples with thickness less than 2.5mm. The system schematic is shown in Fig. 2. Comparing to the sample, the collector is biased to +50 V, in order to catch all the secondary electrons escaping from the sample surface [4][5].

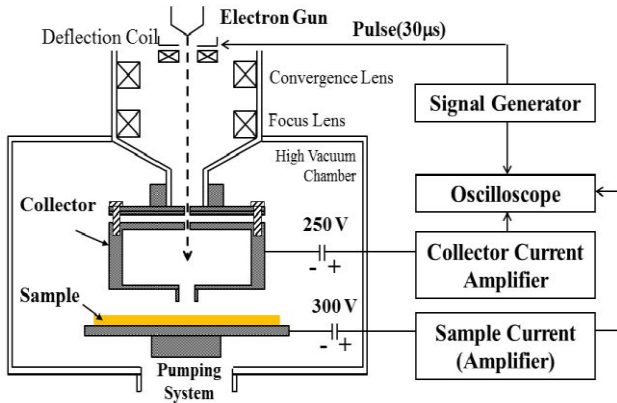


Fig. 2. Schematic of Total Electron Emission Yield System

In the TEEY system, when the primary electron hits the sample surface, the collector and sample current is measured simultaneously and then the yield σ can be calculated as follow.

$$\sigma = \frac{N_{\text{out_electron}}}{N_{\text{in_electron}}} = \frac{I_{\text{collector}}}{I_{\text{primary}}} = \frac{I_{\text{collector}}}{I_{\text{collector}} + I_{\text{sample}}} \quad (2)$$

To calibrate the measurement system, the TEEY of gold material was tested. The Fig. 3 shows the experimental results by red circles and comparison with reference data [6].

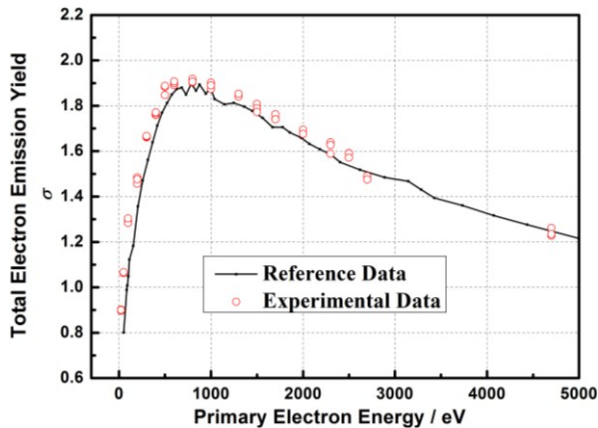


Fig. 3. TEEY System Calibration by Gold Material

B. Photoelectron Emission Yield System

The photoelectron emission yield system includes the

vacuum system, the compressor, the HAMAMATSU Inc.(Japan) Model L1835 Deuterium Lamp, with wavelength ranging from 115nm to 400nm, and the HAMAMATSU Inc. Model H8496-16 UV Laser Sensor with spectral response from 160nm to 220nm. The system schematic is depicted in Fig. 4, while Fig. 5 shows the relative intensity of the D2 lamp. The five narrow band filters were used for the incident photon, and their transmittance property was shown in Fig. 6. In the measurement system, the motor driven shutter is used to control the light pulse, with the pulse width around 200ms. The sample plate is grounded while the collector is biased to +15V for photoelectron receiving.

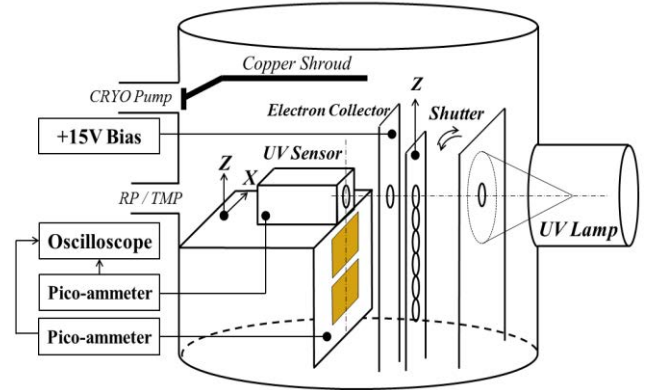


Fig. 4. Schematic of Photoelectron Emission Yield System

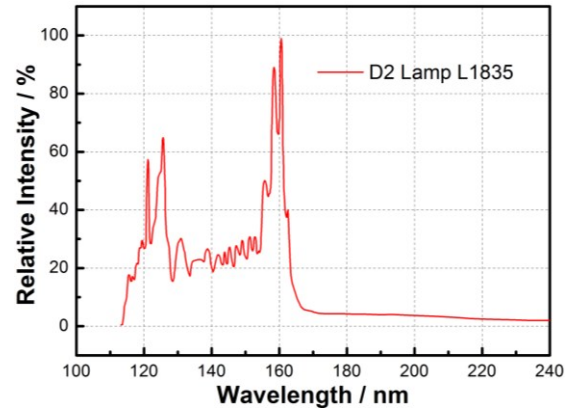


Fig. 5. Relative Intensity of D2 Lamp L1835

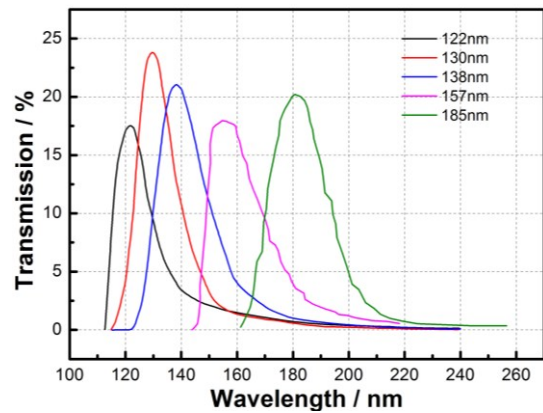


Fig. 6. Transmittance Property of Five Narrow Band Filters

As the UV light passes through the filters, the photo flux distribution will depend on the filter property. For calculating the photo flux acts on the sample, the filter property $NBF(\lambda)$ should be added to the right side of Equ. (1), then it turns to

$$\frac{I_{photoelectron_n}}{S} = q_e \cdot \int_0^\infty PF(\lambda) \cdot Y(\lambda) \cdot NBF_n(\lambda) d\lambda \quad (3)$$

where $n=1\sim5$, represents the five filter situations. In order to calculate the $Y(\lambda)$ in Equ. (3), we primarily assumed the linear function as:

$$Y(\lambda) = a \cdot \lambda + b \quad (4)$$

where a and b are the parameters. Taking Equ. (4) back to Equ. (3), we can obtain the five calculated photoelectron currents, which then are compared with the experimental photoelectron current under five different filter situations respectively. And the difference Δ between these two types of currents is defined as follow.

$$\Delta = \sum_{n=1}^5 \left(\frac{I_{calculated_n}}{I_{experimental_n}} - 1 \right)^2 \quad (5)$$

When the difference Δ reaches minimum, then the best value for a and b is obtained, also the PEY property.

Based on this simulation method, we measured the gold material to calibrate the system as shown in Fig. 7. The calculated photoelectron current from simulated PEY and experimental photoelectron current is also compared in Fig. 7 [8].

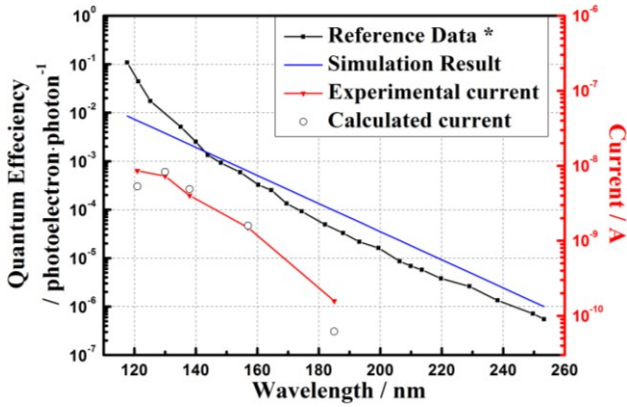


Fig. 7. PEY System Calibration by Gold Material

C. Sample Pretreatment

The TOREN DuPont Inc.(Japan) manufactured Kapton 100H type polyimide with 25 μ m thickness, and PET film with 50 μ m were chosen as research objects. The film was cut to be 35mm \times 35mm square shape, and ultrasonically cleaned by alcohol in advance. Before the TEEY or PEY testing, the backside of the samples were coated with Au as the electrode by the SANYU Electronics Inc.(Japan) QC-701 type Quick Coater, and electric potential of the testing side was checked by the TREK Inc.(USA) 362A type Electrostatic Voltmeter. If the potential is higher than $\pm 5V$, the Omron Inc.(Japan) ZJ-FA20 type Ionizer was used to neutralize the surface and eliminate the effect of charging.

D. Solutions for Surface Charging

In the case of insulation material, the surface charging will influence the electron emission yield, as the generated electron will be trapped by the surface potential. In order to solve this problem, two solutions are proposed for both systems. Firstly, during the measurement the sample moves step by step, and Fig. 8 illustrates the measuring positions on sample, and each position is only measured for one electron or photon shot. Secondly, we used the pulse control for each electron or photon shot. The pulse width is 30 μ s and 200ms for TEEY and PEY system respectively.

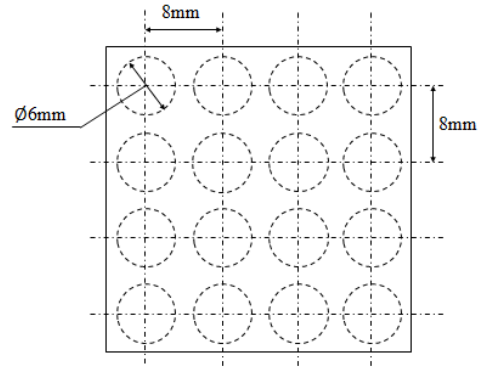


Fig. 8. Measurement Position on Sample for Scanning Method

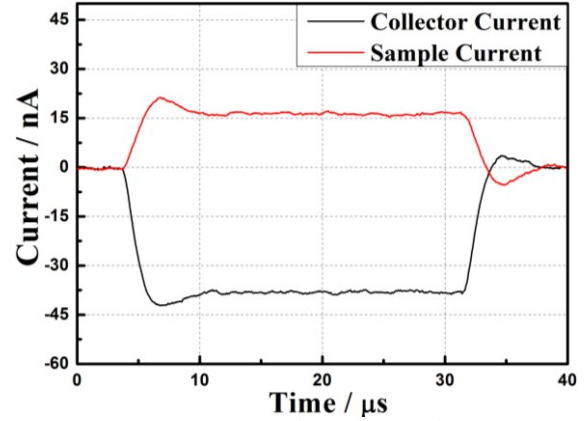


Fig. 9 TEEY Current Waveform of Polyimide at 150eV

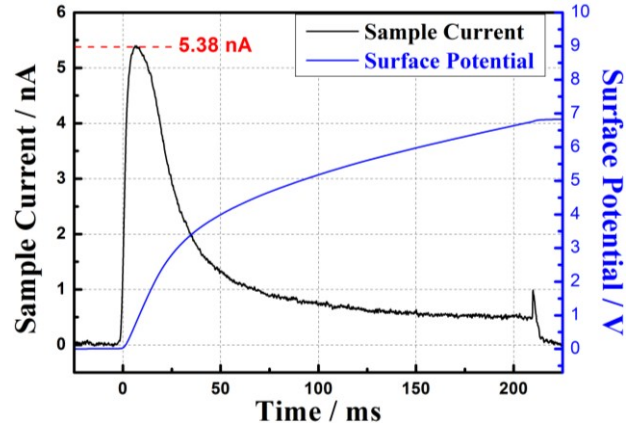


Fig. 10. PEY Current Waveform of Polyimide at 122nm Filter Situation

Fig. 9 and 10 show the typical current waveform of the TEEY and PEY of polyimide respectively. From Fig. 9, the current waveform's flatness proves that the surface charging is not obvious; while for PEY measurement current wavelength of polyimide shown in Fig. 10, the surface charging occurred and the surface potential is around +7V. However, as the collector in PEY system is biased to +15V, we consider that the photoelectron can still escape from the sample surface.

E. Ultraviolet Irradiation System

The UV irradiation system includes vacuum and low temperature, optical, sample moving and some auxiliary parts. The UV lamp is HAMAMATSU Inc.(Japan) Model L1835 Deuterium Lamp, with wavelength ranging from 115nm to 400nm and intensity is 2.23mW/cm², and the UV Laser Sensor is HAMAMATSU Inc. Model H8496-16 with spectral response from 160nm to 220nm. The irradiation

situation was as follow: 8.0×10^{-5} Pa chamber vacuum, -150°C copper shroud and 28°C sample temperature during irradiation. The PC program drove the system and the UV irradiation intensity distribution of sample position was automatically checked by the UV sensor every 30min. After UV irradiation, the sample was directly installed on the sample plate and together inserted into the TEEY chamber, with not more than 10min air exposure.

IV. EXPERIMENTAL RESULTS

A. Total Electron Emission Yield

a. Virgin PI and PET Film

The TEEY of pretreated PI and PET film was measured in room temperature. Due to the material dispersion, several groups of virgin PI and PET data were averaged as the result, shown in Fig. 11(a). Tab. I shows the key parameters for the TEEY property of polyimide film.

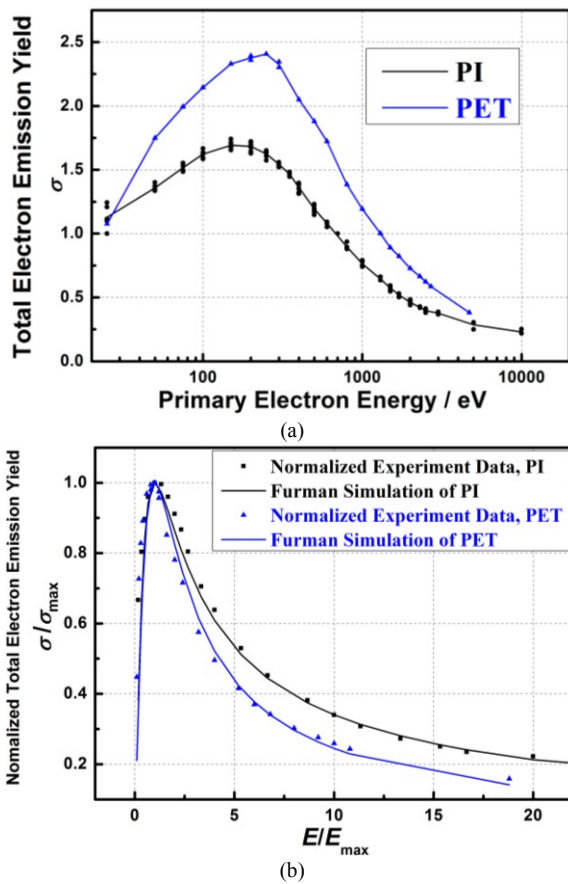


Fig. 11 Total Electron Emission Yield of Virgin PI and PET
(a) Experimental Data (b) Comparison with Furman Simulation

Tab. I Parameters for TEEY of virgin PI and PET Film

Items	PI	PET
E_1	~ 25 eV	< 25 eV
E_2	650 eV	1300 eV
E_{\max}	150 eV	250 eV
σ_{\max}	1.7	2.4

According to the simulation theory of secondary electron emission yield(SEEY) by Furman, the relationship between the electron yield and primary electron energy follows as [7]

$$\delta(E_p) = \delta_{\max} \cdot \frac{s \cdot (E_p / E_{\max})}{s - 1 + (E_p / E_{\max})^2} \quad (6)$$

where the E_p is the primary electron energy, δ_{\max} is the maximum value of SEEY, E_{\max} is the primary electron energy when the δ_{\max} is reached, and s is the related coefficient ranging from 1 to 2 for solid material. As the SEEY dominates the TEEY, the simulation tendency should be same.

From Fig. 11(b) we can know that the tendency of the experimental data well matched with the Furman simulation data for both materials.

b. UV Degraded PI and PET Film

In this research, we chose 5 UV doses, including 17, 34, 100, 500 and 2000 equivalent solar hours(ESH) for PI film and 3 doses, including 100, 500, 1000ESH for PET film. The TEEY results of virgin and UV degraded samples were shown in Fig. 12.

After UV degradation, the TEEY of PI gradually increased with doses rising, while finally saturated at 500ESH; the TEEY of PET decreased with UV doses rising, and at 1000ESH it almost reached the minimum yield. Meanwhile, the E_{\max} for both materials maintained.

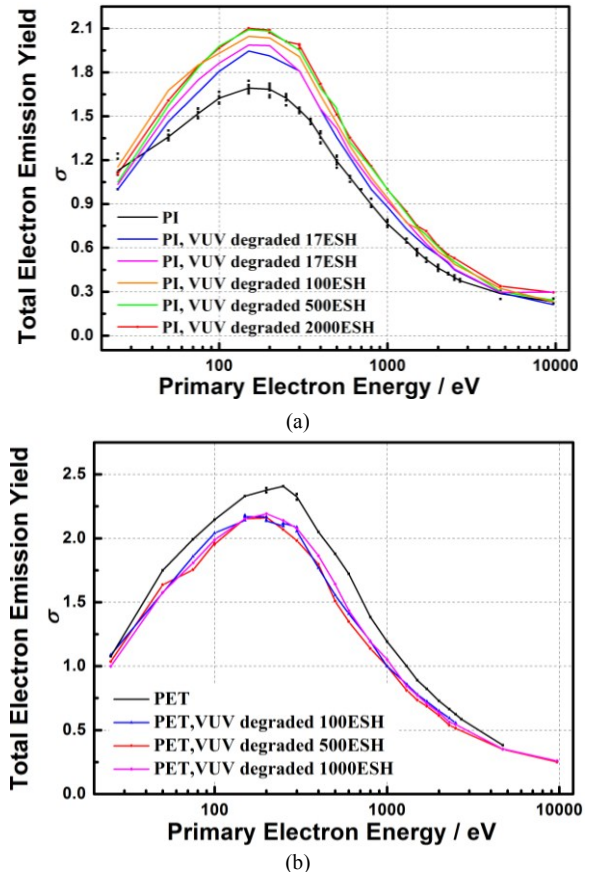


Fig. 12 Total Electron Emission Yield of UV Degraded PI and PET
(a) PI (b) PET

B. Photoelectron Emission Yield

a. Normal Injection for PI and PET Film

The PEY tests of virgin PI and PET were conducted in this research. Using the linear simulation method in Section III, we calculated the PEY property based on the experimental results. Fig. 13 (a) and (b) shows the PEY of both materials and the current comparison [8].

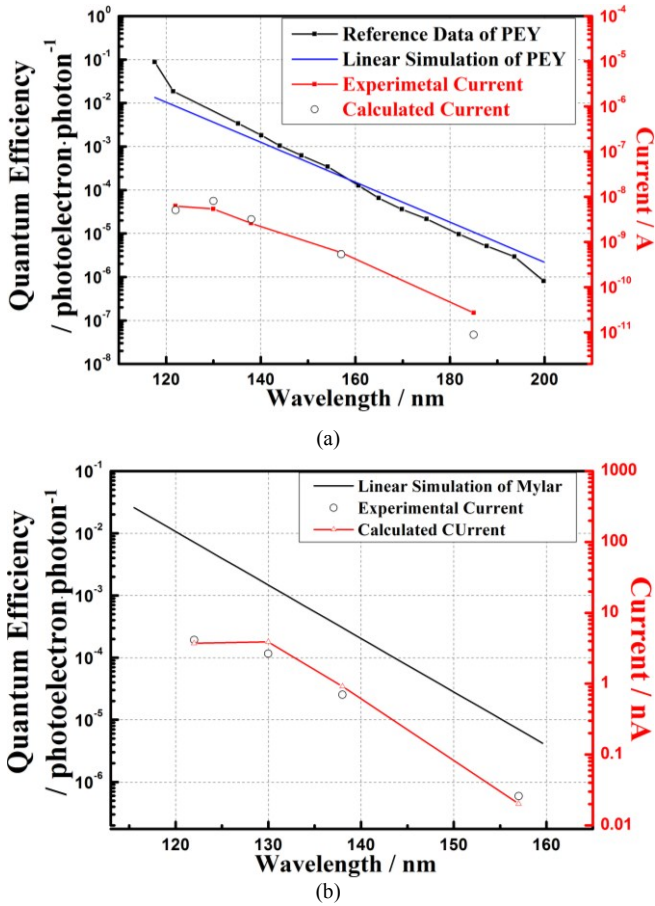


Fig. 13. Photoelectron Emission Yield of Virgin PI and PET at Normal Injection (a)PI (b)PET

b. Angular Injection for PI and PET Film

The 30° angular injection PEY for both materials was also tested. Due to the system light beam is fixed, the sample plate was rotated for 30°. Fig. 14 (a) and (b) shows the experimental results for both materials.

Fig. 14 (a) and (b) infer that, when the injection angle rises, the PEY slightly increases for both materials.

V. ANALYSIS AND DISCUSSION

The electron emission yield induced by electron and photon for solid materials can be measured by our TEEY and PEY system.

For the TEEY of UV degraded materials, as the energetic photons acting on the material during UV irradiation may change the molecular structure of the polymer, and the total electron emission yield has deep relationship with surface chemical and physics status, thus it varies after UV irradiation. For further explanation, the XPS analysis is needed for the elements variation.

For the PEY simulation, in order to verify the accuracy of our simulation method, we calculated the photoelectron current density in D2 lamp full wavelength range by using the simulated PEY results, and compared with experimental data in the situation of no filter, as shown in Tab. II. For the gold material, the calculated currents density for both light sources are little smaller than the experimental data, which may result from the inaccuracy of simple linear simulation. Fig. 7 implied that, the PEY of gold material at short wavelength range is less than the reference data, and especially the PEY in this range is tens of thousand times of that in the long wavelength, so it plays an important roll for

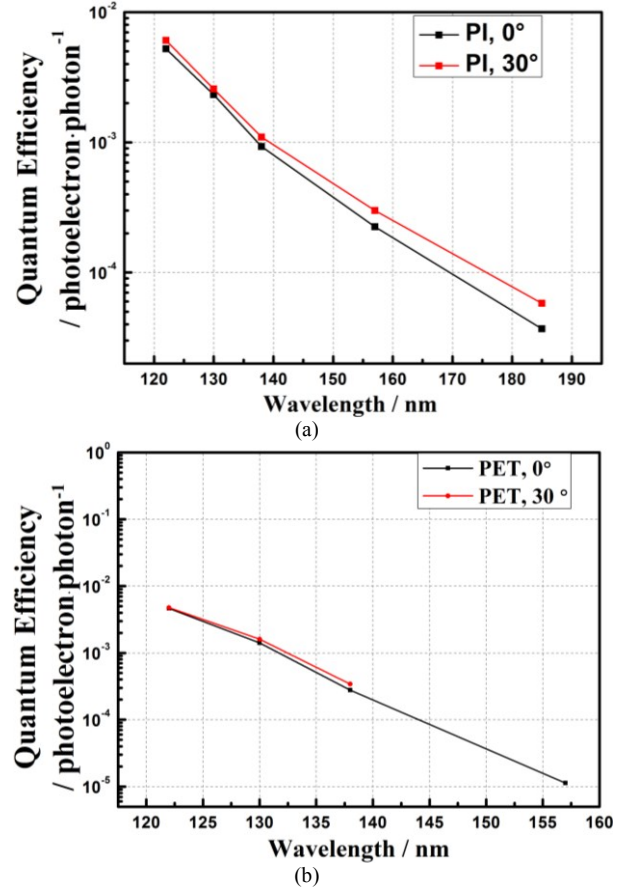


Fig. 14. Photoelectron Emission Yield of Virgin PI and PET at 30° Angle Injection (a)PI (b)PET

calculating the photoelectron current. Therefore, the high order of nonlinear simulation is necessary to be used for accurate simulation in the future work. For polymers in Tab. II, the experimental current density is relatively smaller, which may be caused by surface charging, as shown in Fig. 10. In fact, the current waveform peak for full range D2 Lamp is even sharper than that of filter used situation in Fig. 10. In that case, the real current peak value hasn't appeared, but the waveform already begins to decay as the surface potential trapping the photoelectrons. So, the experimental current becomes smaller. So the shorter pulse is needed to improve the current measurement.

After we get the PEY simulation results, the photoelectron current density in space environment can also be calculated by using the AM0 solar distribution and compared with the real data from reference in Tab. II [2].

Tab. II. Current Comparison of Experimental and Simulated Data

Material	Light Source	Calculated	Experimental
		Current Density / A·cm ⁻²	Current Density / A·cm ⁻²
Gold	D2 Lamp	3.73×10^{-7}	6.26×10^{-7}
	AM0	6.77×10^{-10}	3.90×10^{-9}
PI	D2 Lamp	3.17×10^{-7}	2.51×10^{-7}
	AM0	3.71×10^{-10}	/
PET	D2 Lamp	3.18×10^{-7}	7.08×10^{-8}
	AM0	3.10×10^{-10}	/

For the angular dependence of PEY, it is considered that the angular injection of photon leads to the different light reflectance for the materials, which changes the photon absorption and finally the PEY. Thus, the optical analysis will be carried out to explain this result soon.

The analytical tests are needed for explain the entire experimental phenomenon. We also will conduct other degradation test such as atomic oxygen erosion, energetic electron and proton irradiation for the polymers, and investigate these degradation effects on total electron emission yield and photoelectron emission yield.

VI. CONCLUSION

- (1) Electron emission yield induced by electron and photon can be well measured, especially the insulation materials.
- (2) Comparing to the virgin material, the total electron emission yield of UV degraded PI film increases with rising UV dose while that of PET films decreases. The E_{\max} maintains for both degraded materials.
- (3) The 30° incident angle PEY of both PI and PET film slightly increases to the normal injection situation.

REFERENCE

- [1] S. T. Lai, *Fundamentals of Spacecraft Charging: Spacecraft Interactions with Space Plasmas*, Princeton University Press, 2011.
- [2] D. Hastings et al, *Space Environment Interaction*, Cambridge: Cambridge University Press, 1996.
- [3] G. F. Dionne, "Origin of secondary-electron-emission yield-curve parameters," *J. Appl. Phys.*, vol. 46, no. 8, pp. 3347-3351, 1975.
- [4] Y. Chen et al, "Total electron emission yield measurement of insulator by a scanning small detector," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, p. 152101, 2011.
- [5] Y. Chen et al, "Photoelectron emission yield measurement of insulator by vacuum ultraviolet light source and several narrow bandwidth filters", presented at 12th Spacecraft Charging Technology Conference, Kitakyushu, Japan, May 13-18, 2012.
- [6] J. R. Dennison et al, "Evolution of the electron yield curves of insulators as a function of impinging electron fluence and energy," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 34, no. 5, pp. 2204-2218, 2006.
- [7] M. A. Furman et al, "Probabilistic model for the simulation of secondary electron emission," *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 5, p.124404, 2002.
- [8] K. Nomura et al, "Measurement system of the development of the photoelectron emission on the spacecraft materials", presented at 12th Spacecraft Charging Technology Conference, Kitakyushu, Japan, May 13-18, 2012.
- [9] B. Feuerbacher et al, "Experimental investigation of photoemission from satellite surface materials", *J. Appl. Phys.*, vol. 43, no.4, 1972.

二次電子放出特性の解析

渋谷一晃*、長門 弘、三宅弘晃、田中康寛(東京都市大学)
大平正道、奥村哲平、高橋真人(宇宙航空研究開発機構)

Analysis of characteristic of secondary electron emission

Kazuaki Shibuya, Hiromu Nagato, Hiroaki Miyake, Yasuhiro Tanaka (Tokyo City University),
Masamichi Ohira, Teppei Okumura, Masato Takahashi (JAXA)

ABSTRACT

We studied how to measure the secondary electron emission (SEE) of metal and insulating materials used for satellite thermal insulation or other such purposes. SEE yield measurement is very important for analyzing charge accumulation on the satellite surfaces due to the space environment because electron emission for irradiated electrons influences the amount of surface charge. Therefore, we are developing the measurement system without the deceleration voltage and enable to obtain the characteristics of the SEE yield from insulation materials irradiated by an electron beam with energy of 200 eV to 10 keV. This report introduces the developed measurement system and the SEE yield measurement results of metal sample and polymer. From those results, we discuss the characteristics of SEE that depend on each material. Furthermore, we also propose a future plan of SEE measurement for satellite materials.

キーワード：二次電子放出、宇宙機帯電、電子線

(**Key words:** Secondary Electron Emission, Spacecraft Charging, Electron Beam)

1 はじめに

人工衛星などの宇宙機は、温度変化の激しい宇宙環境において、機内の温度を一定に保つために、絶縁材料フィルムを積層した MLI (Multilayer Insulator) と呼ばれる多層の絶縁フィルムから成る熱制御材料が使用されている。しかし、宇宙空間では放射線や高エネルギー粒子(電子、陽子、重イオン)、プラズマが存在し、これらにより宇宙機表面に用いられる絶縁材料は帯電する。そして、過度に帯電した場合は静電放電 (ESD) が発生し、宇宙機用絶縁材料の劣化や機器の故障などの宇宙機事故を引き起こし、運用不能状態に陥る可能性がある⁽¹⁾。Fig. 1 に示すように特に宇宙環境に起因する静止衛星の事故のうち、半数以上が帯電・放電に起因するという報告もされていることから、実際の宇宙機運用の環境条件に基づいた帯電解析を設計段階から実施し、帯電・放電を考慮した材料選定が必要となる。

このため衛星開発者は国産の衛星帯電解析ソフトウェア (Multi-utility Space Craft Charging Analysis Tool: MUSCAT) を使用し衛星の表面電位の解析を行っている。解析には、衛星形状の他に表面材料の光電子放出や二次電子放出といった帯電に関する物性値が必要となるため、本研究では二次電子放出測定に着目した。これまでの既報の多くでは、測定エネルギー範囲が制限されている事や計測するエネルギーの調整の為に試料に電圧を印加する等の課題を内包している場合が多い。そこで、当研究ではパルス状の電子線を用い、200 eV ~ 10 keV というエネルギー範囲で、試料への電圧印加を抑制した二次電子計測システムの構築を行った。

さらに、開発した装置によって得られた計測結果より、二次電子放出のモデル化を行うべく、各物質の固有値である密度や仕事関数あるいはイオン化エネルギーに注目し、二次電子放出

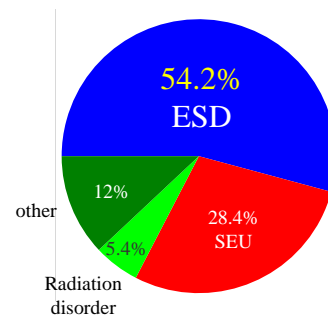


Fig. 1. Satellite destruction due to space environment.

The statistics were researched by Koons et al. The total number of accidents was 326 from 1973 to 1997

との関係について調査を行った。本報では以上の項目について報告を行う。

2 電子と材料の相互作用

Fig. 2 に電子が材料に照射された際の電子と材料の相互作用の模式図を示す。一次電子が照射された場合、電子のエネルギーによって、電子が材料を透過する。その際、材料を構成する原子核や電子との相互作用により、弾性散乱やエネルギー損失を伴う非弾性散乱を引き起こす。なお、非弾性散乱電子は、材料中の電子の電離や励起を発生させることによりエネルギーを損失する。この電離と弾性散乱によって材料表面に放出される電子が二次電子として計測される。

照射される電子線の飛程が材料の厚さ方向に深い位置に達する場合、入射電子は材料内で弾性散乱と非弾性散乱を繰り返す

ことにより、エネルギーを失い、材料表面から放出されなくなる。一方、弾性散乱により材料表面へ放出される電子は反射電子または後方散乱電子と呼ばれる。なお、二次電子が材料の構成原子の内核から発生した場合、外核の電子が内核に落ち込み、エネルギーが放出される。このエネルギーは特性X線と呼ばれ、このX線によって電離された電子をオージェ電子と呼ぶ⁽²⁾。本測定装置では、このオージェ電子も発生した場合は二次電子として計測される。

多くの物質の場合、横軸に一次電子のエネルギー E_p 、縦軸に δ をプロットすると、Fig. 3に示すように、ある一次電子のエネルギー E_m において極大値 δ_m をもつような曲線を描く。Fig. 3において、一次電子のエネルギーを高めると δ が増加する。これは、一次電子のエネルギー増加に伴って二次電子の発生が増すためである。 E_m 以上のエネルギーでは、二次電子の発生領域が深くなるため、生成された二次電子が表面まで到達できず、結果として δ は減少する⁽³⁾。

また、試料が絶縁材料の場合において、二次電子放出係数が1以上では照射電子の量よりも放出電子の量の方が多くなるため、試料表面は正に帯電し、二次電子放出係数が1以下では負に帯電する。

3 測定システム

Fig. 4, Fig. 5に二次電子放出係数測定システムの概略図を示す。真空チャンパーには電子銃 (Kimball Physics 社製、EGG-3101)

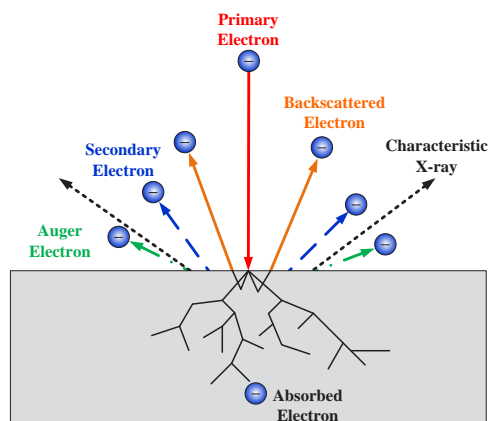


Fig. 2. Interaction of electrons and material

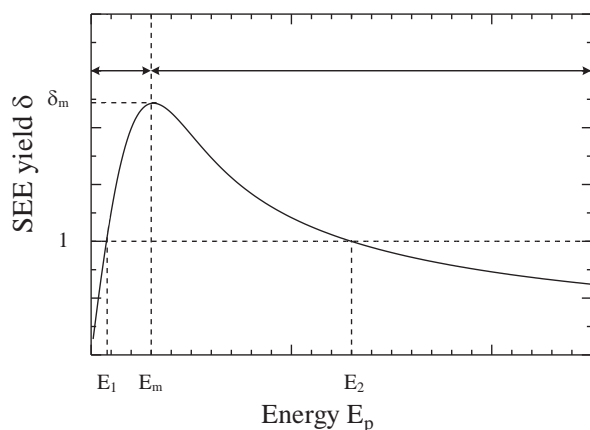


Fig. 3. Model of secondary electron emission curve

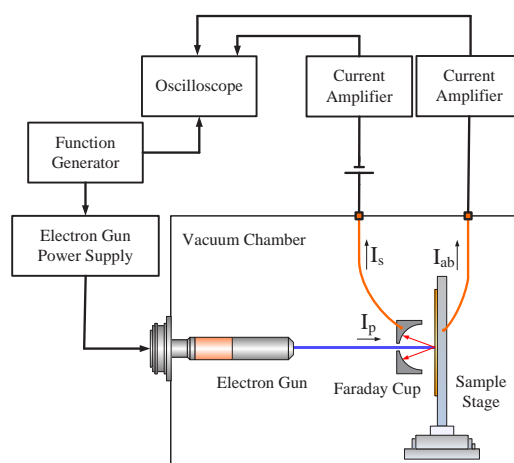


Fig. 4. Schematic diagram of measurement system of SEE yield

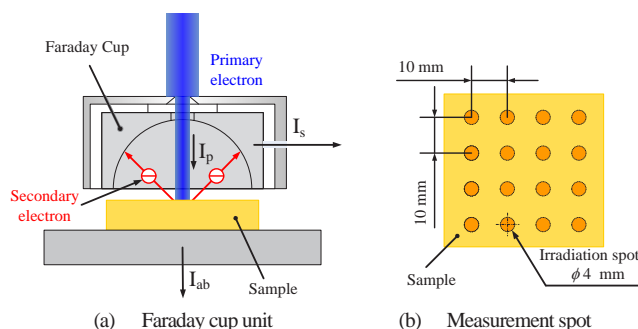


Fig. 5. Detail of measurement system

が取り付けられており、試料にパルス状の電子線 (パルス幅 $t_p = 0.5$ ms、照射電子のエネルギー $E_p = 100$ eV ~ 10.0 keV) を照射することができる。また、ファラデーカップは試料台の試料設置面から 3 mm の位置に設置されており、一次電子はファラデーカップの中央に設けられた照射口を通して試料に照射される。電子線照射により試料から放出された二次電子はファラデーカップによって収集される。その際、ファラデーカップおよび試料台からの出力電流信号はカレントアンプ (Keithley 社製、428 Current Amplifier) を通して電圧信号に変換・増幅され、オシロスコープ (LeCroy 社製、104MXs) で観測される。

なお、ファラデーカップはアルミニウム製であり、二次電子の収集面は半球状の形状をしている。また試料から放出された電子によるファラデーカップ収集面の二次電子放出を防ぐため、DLC (Diamond Like Carbon) コーティングが施してある。ファラデーカップには+50 V のバイアス電圧が印加されており、試料から様々な角度で放出された二次電子を収集することができる。

さらに、パルス状の電子線の生成は電子銃に搭載されたビームブランキングユニットにより行っている。また、Fig. 5に示すように試料に照射する電子線の直径は 4 mm であり、二次電子放出による試料表面の帯電の影響を減らすため、XY ステージにより電子線の照射位置を 10 mm の間隔をあけて測定を行っている。

なお、実験は全て、チャンパーの真空度 $2 \times 10^{-5} \sim 8 \times 10^{-5}$ Pa で実施された。

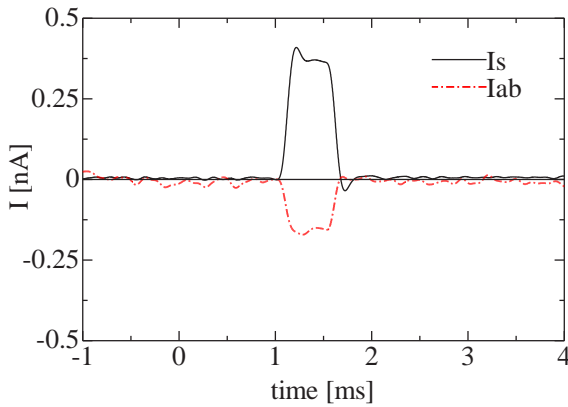


Fig. 6. Secondary electron emission current I_s on the Faraday cup and absorption current I_{ab} on sample stage

3.1 二次電子放出係数の算出方法

一般的に二次電子放出係数 δ は材料から放出された二次電子電流に対する一次電子電流の割合と定義されており、以下の式で表すことができる。

$$\delta = \frac{I_s}{I_p} \quad (1)$$

(δ : 二次電子放出係数、 I_p : 一次電子電流、

I_s : 二次電子電流)

本測定システムにおいては Fig 5(a)中ファラデーカップからの出力電流 I_s と試料の吸収電流 I_{ab} より以下の式を用いて算出している。

$$\delta = \frac{I_s}{I_s + I_{ab}} \quad (2)$$

(δ : 二次電子放出係数、 I_s : 二次電子電流、

I_{ab} : 吸収電流)

Fig. 6 に Kapton[®] にパルス幅 0.5 ms、加速エネルギー 400 eV の電子線を照射した際の試料の吸収電流 I_{ab} と二次電子電流 I_s の出力信号波形を示す。本測定では照射中に材料が帯電し、二次電子放出を抑制し波形が歪みを生じる恐れがあるため、同図中に示すようにパルス状の電子線照射による初期の二次電子放出を示している立ち上がり直後のピーク値を用いて二次電子放出係数の算出を行っている。

3.2 測定試料

Table 1 に本測定で使用した試料の詳細を示す。Au と Ti は参

Table 1. Measurement Samples

Sample	Thickness [μm]	Density [g/cm ³]	Work function or Ionization energy [eV]
Au	250	19.32	4.9
Ti	500	4.51	6.8
Kapton [®]	125	1.42	6.2
Upilex [®]	125	1.47	6.2
FEP	125	2.15	8.3

照試料として、ポリイミド (Kapton[®]-H and Upilex[®]-S) と FEP は実際に宇宙機表面に幅広く使用されている材料として用いた。なお、測定試料の仕事関数とイオン化エネルギーは光電子放出の測定値より算出している⁽⁴⁾。また、試料は真空チャンバーに設置する前にエタノール液中で 15 分間超音波洗浄を施している。

4 測定結果

4.1 金属材料

Fig. 7 に測定した金属材料 (Au, Ti) の二次電子放出係数 δ を示す。同図より δ_m は Au で 2.0 ($E_m = 700$ eV), Ti で 2.7 ($E_m = 250$ eV) であった。これらの値は Table 2 に合わせて掲載している。

Au の δ_m や二次放出係数の傾向が文献値と同様な値となったため、本測定システムで二次電子放出が正確に測定可能であることが確認できた⁽⁵⁾。Ti において、 δ_m は既報値 1.7 ($E_m = 250$ eV) よりも大きな値となった⁽⁶⁾。これは EDX の表面解析より、Ti の表面が酸化しており、純粋な Ti 面での測定になっていなかったためであると考えられる。

また、今回の Ti の値は既報値と異なっているが、Au より Ti の方が δ_m が大きいことは明らかである。そこで、この違いを考察すると材料の仕事関数が影響していると考えられる。一般的に二次電子放出係数の最大値は仕事関数に比例すると言われている⁽⁷⁾。Au と Ti の仕事関数を比較するとそれぞれ 4.9 eV, 6.8 eV であるため、結果として Ti よりも Au の方が二次電子を放出し

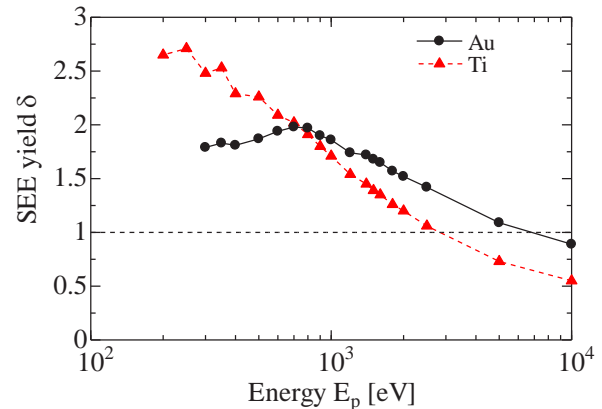


Fig. 7. Measurement results of SEE yield δ on metal sample

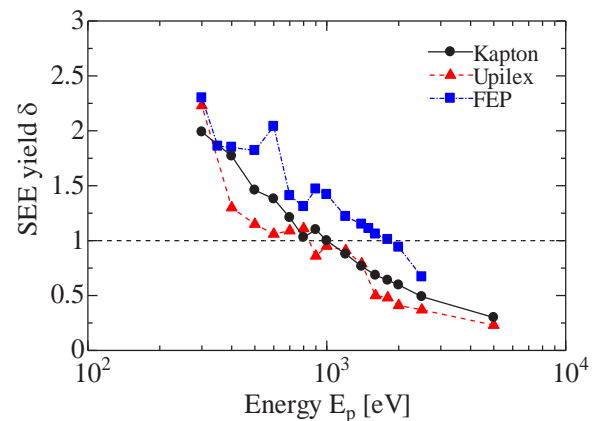


Fig. 8. Measurement results of SEE yield δ on polymer

Table 2. Measurement Results

Sample	Work function or Ionization energy [eV]	Maximum SEE yield δ_m	Energy E_m [eV]
Au	4.9	2.0	700
Ti	6.8	2.7	250
Kapton [®]	6.2	2.0	300
Upilex [®]	6.2	2.1	300
FEP	8.3	2.2	300

にくくなったと考えられる。

4.2 高分子材料

Fig. 8に測定したポリイミド (Kapton[®], Upilex[®]) およびFEPの二次電子放出係数 δ を示す。同図より δ_m は300 eV のとき Kapton[®] で2.0, Upilex[®]で2.1, FEPで2.2であった。これらの値はTable 2に合わせて掲載している。なお、本測定において二次電子放出曲線のピークを確認することができなかった

Kapton[®]とUpilex[®]で δ が1となるエネルギーは800~900 eV とほぼ一致しているが、全般的に Upilex[®]の方が δ が低くなる傾向が得られた。特に、400~700 eV の範囲では最大0.5の差があり、同じポリイミドフィルムでも差が確認された。また FEP において δ は、ポリイミドより全ての照射電子のエネルギーにおいて高い値となった。これは高分子材料においても金属材料と同様にイオン化エネルギーが二次電子放出係数の最大値 δ_m に影響を与えていると考えられる。FEP, Kapton[®], Upilex[®]の仕事関数を比較するとそれぞれ6.2 eV, 6.2 eV, 8.3 eVであり、ポリイミドよりFEPの方が高くなる。その結果として FEP よりもポリイミド (Kapton[®], Upilex[®]) の方が二次電子を放出しにくくなったと考えられる。

4.3 試料密度とセカンドクロスエネルギー E_2

一般的に δ は一次電子のエネルギーによって、低いエネルギー側 (1 keV 以下) で1を超え上昇し、ピークを迎えた後に高いエネルギー側 (1~10 keV) で減少し、1を割る傾向を示す。本報告では、Fig. 3に示すように高いエネルギー側で δ が1となる点のエネルギーをセカンドクロスエネルギー E_2 と定義し、この E_2 と試料密度 ρ の関係について検討を行った。その結果をFig. 9に示す。

同図より、 E_2 と ρ の間に線形増加傾向が確認できる。 E_2 は ρ と入射一次電子の飛程及び、試料内で一次電子によって生成される二次電子の脱出深さによって決されるものと考えられる。電子線を試料に照射した際、試料密度が低い試料は、密度が高い試料に比べ照射電子の飛程が長くなる。そして、二次電子が生成される位置が深くなる為、試料表面まで二次電子が到達しにくくなる。よって、試料密度 ρ が高くなるとエネルギー E_2 が高くなると考えられる。

5 今後の予定

真空チャンバーを用いた二次電子放出係数測定システムの構築を行い、金属材料及び、高分子材料の二次電子放出係数の測定を行った。またその結果より、試料密度や仕事関数あるいは

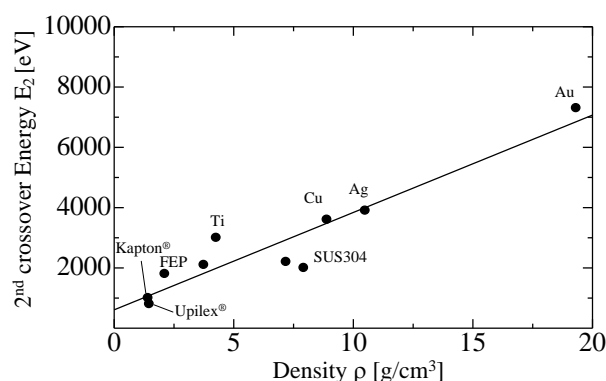


Fig. 9. The relationship between sample's density ρ and 2nd crossover energy E_2

イオン化エネルギーと二次電子放出特性の関係を調査した。今後は、更に仕事関数や密度の異なる試料の測定をし、比較・考察を行い、二次電子放出の物理モデルの作成を行う。

参考文献

- [1] H. C. Koons, J. E. Mazur, R. S. Selesnick, J. B. Blake, J. F. Fennell, J. L. Roeder and P. C. Anderson, "The Impact of the Space Environment on Space Systems", Proceedings of the 6th Spacecraft Charging Technology Conference, Air Force Research Laboratory, pp. 7-11 (1998)
- [2] 社団法人 日本電子顕微鏡学会関東支部: "走査型電子顕微鏡", 共立出版株式会社 (2000)
- [3] 荒木祥和: "AES 分析装置を用いた二次電子放出係数測定", Journal of Surface Analysis Vol.11 No. 2 pp. 71-76 (2004)
- [4] Yohei Komiyama, Shota Suzuki, Hiroaki Miyake, Yasuhiro Tanaka and Tatsuo Takada, "Observation of Surface Discharge Phenomena on Dielectric Films Under Low Pressure Using Pockels Effect", 10th International Space Conference on Protection of Materials and Structure from the Space Environment (2011)
- [5] Hiroaki Miyake, Kumi Nitta, Shinichiro Michizono and Yoshio Saito, "Secondary Electron Emission Measurement of Insulating Materials for Spacecraft", Journal of the Vacuum Society of Japan Vol. 50, No. 5 (2007)
- [6] C. D. Thomson, "Instrumentation Studies of Electron Emission and Charging from Insulators", 8th Spacecraft Charging Technology Conference (2003)
- [7] E. M. Baroody, "A Theory of Secondary Electron Emission from Metals", Phys. Rev. 78, 780-787 (1950)

光電子放出電流測定による宇宙機用絶縁材料の帯電物性の解析

野村和史* 小俣直也 三宅弘晃 田中康寛（東京都市大学）
大平正道 奥村哲平 高橋真人（宇宙航空研究開発機構）

Analysis of the physical properties of the polymeric material for spacecraft charging by measuring the photoelectron emission current

Kazufumi Nomura Naoya Omata Hiroaki Miyake Yasuhiro Tanaka
(Tokyo City University)

Masamichi Ohhira Teppei Okumura Masato Takahashi (JAXA)

ABSTRACT

A lot of satellites in space have been widely used for satellite broadcasting, satellite telecommunication and so on, and have become very important and even necessary in our modern life. However, satellite failures caused by discharges due to surface or internal charging have recently been reported. And electrostatic discharge accounted for more than 50% of all satellite accidents.

For the above reason, we must investigate spacecraft charging due to irradiation by radioactive rays, sunlight and the plasma environment. It is required the value of secondary and photoelectron emission (SEE & PE) of spacecraft materials. SEE & PE are important parameter for surface charging on satellites.

Therefore we focused on PE of polymeric materials for satellites under sunlight irradiation.

キーワード：表面帯電 宇宙機帯電 光電子放出

(Key words: Surface charge, Spacecraft charging, Photoelectron emission)

1. はじめに

近年、人工衛星、宇宙探査機など数多くの宇宙機が宇宙空間で運用されている。宇宙空間では、太陽からの電磁波（紫外線、X線、 γ 線）、高エネルギー粒子（電子、陽子、イオン）等が存在している。このような環境下に宇宙機が晒されると、宇宙機表面に用いられる絶縁材料は帯電する。そして、過度の帯電によって生じた電位差により沿面放電が発生し、絶縁材料の劣化や機器の故障を引き起こし、宇宙機の長期運用を図る上で深刻な問題となる^[1]。

また、宇宙機事故の半数以上が帯電・放電に起因するという報告もされていることから、宇宙機の帯電抑止が重要な課題となっている。これらの事故の発生を最小限に留め、信頼性かつ実用性の高い宇宙機運用を実現するため、宇宙機の設計段階から帯電解析を行い、帯電・放電を考慮した材料の選定及び、設計が必要となる。

帯電解析には、使用される宇宙機材料の光電子放出、二次電子放出係数、体積抵抗率及び、誘電率などの材料帯電物性パラメータが必要となる。

そこで本研究では、真空紫外分光を用いて宇宙機用絶縁材料の光電子放出電流測定装置を開発し、量子効率を算出することで、絶縁材料の帯電物性を検証することを目的としている。

2. 測定手順

2.1 測定システム

Fig. 1 に光電子放出電流測定装置の概略図を示す。測定システムは、真空チャンバー、カレントアンプ、オシロスコープ、光源から構成されている。また、真空チャンバー内にはフォトダイオード(IRD 社製 AXUV-100G)が取り付けられた試料台、ファラデーカップが取り付けられている。

本研究で用いる光源は、重水素ランプ光源（浜松ホトニクス社製 高輝度真空紫外光源システム L10366）及び、キセノンランプ光源(ENERGETIQ 製 Laser-Driven Light Sources EQ-99FC) を使用しており、重水素ランプ光源の出力波長領域は 100 - 400 nm であり、キセノンランプ光源の出力波長領域は 170 - 2100 nm である。二つの光源を使い分けることにより、照射光は 110 - 2100 nm の範囲の光を照射可能となっている。Fig. 2 に各波長の光をフォトダイオードに照射した際の光子数の測定結果を示す。また光源からの照射光は分光器を通して単波長光に分光される。この分光光はファラデーカップの中心に設けられた照射光を通して試料に照射され、それにより試料から放出された光電子は+50 V を印加されたファラデーカップによって収集される。本測定装置では、機械式シャッターによって分光光をパルス状にすることで絶縁材料測定時に生

じる帯電の影響を最小限にしている。

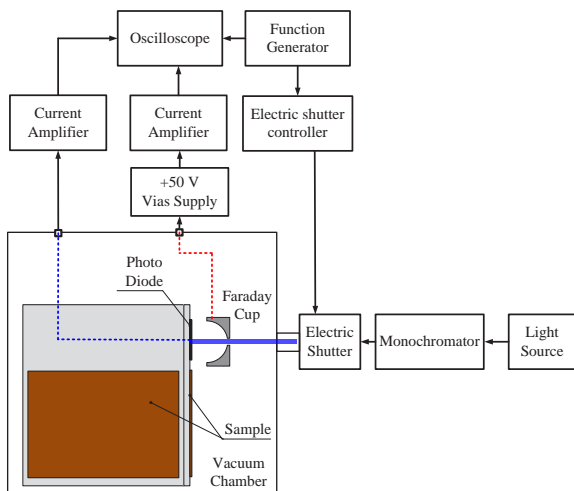


Fig. 1 Measurement system

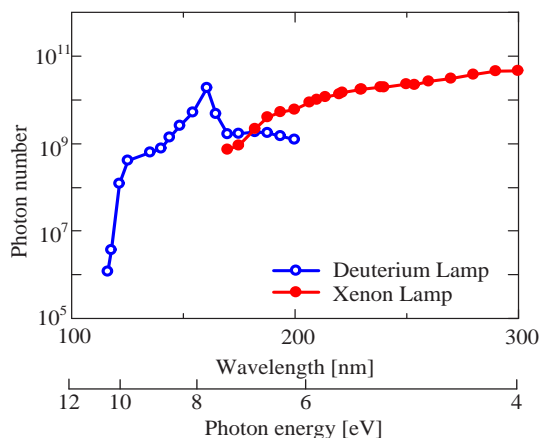


Fig. 2 Photon number of each light source

2.2 量子効率の算出

本研究では光電子放出の評価方法として量子効率を使用している。量子効率は、単位面積の物質表面に単位時間当たりに入射する光子数 n_p 、光電効果により物質表面から放出された単位時間当たりの光電子数 n_e の割合から定義されており、Eq.1 で表される。

$$Q = \frac{n_e}{n_p} \quad (1)$$

n_p は分光された入射光をフォトダイオードに照射することでフォトダイオードから出力される電流 I_p を測定し、Eq.2 を用いることで算出する。なお、Eq.2 中の k はフォトダイオードの量子効率、 e は電気素量である。本研究で使用するフォトダイオードの量子効率は米国 NIST による校正値を用いている。

$$n_p = \frac{I_p}{e} \times \frac{1}{k} \quad (2)$$

n_e は試料に分光光を照射し、試料から放出される電子を試料前面に取り付けられたファラデーカップにより収集することで光電子放出電流 I_F を測定し、Eq.3 により、算出することができる。

$$n_e = \frac{I_F}{e} \quad (3)$$

3. 測定試料及び測定条件

Table.1 に今回測定した試料の試料厚を示す。金属材料 (Au, Al, SUS, Cu) および、高分子材料 (Kapton[®]-H, Upilex[®]-S, ETFE, PVDF, FEP) に分光されたパルス光を照射し、放出された光電子を FC により収集し測定する。なお、測定波長は、120 - 270 nm であり、各波長における光電子数と光子数を測定し Eq.3 を使用することで量子効率の算出を行っている。また、高分子材料について、光電子を放出した場所は、帯電する。そこで、Fig 3 に示すように 10 mm 間隔で測定を行うことにより帯電の影響を抑制している。

Table.1 Samples

Sample	Thickness [μm]
Au	250
Al	3000
Cu	2000
SUS	2000
Kapton [®] -H	125
Upilex [®] -S	125
ETFE	100
PVDF	4.5
FEP	25

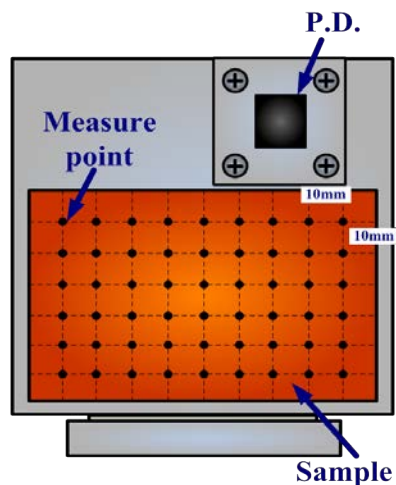


Fig. 3 Measurement point

4. 測定結果

Fig 4, 5 に金属材料及び高分子材料の量子効率の測定結果を示す。縦軸は、量子効率であり、横軸は波長およびエネルギー換算値である。

金属材料の場合、SUS, Cu より Au, Al の方が 140 nm 以上の領域においては、わずかながら高い傾向を示している。また、光電子放出の限界波長は Al, Au, SUS, Cu の順で長波長側にシフトしていることが確認された。これらの傾向は参考文献^[2]においても確認できることから、本測定システムを用いて正常に測定できている事が確認できる。

高分子材料の場合、ポリイミド系材料 (Kapton[®]-H, Upilex[®]-S) の量子効率はフッ素系材料 (PVDF, ETFE, FEP) より大きい傾向であることが確認でき、ポリイミド系材料はフッ素系材料より 5 倍程度光電子が放出しやすく、ポリイミド等の材料はフッ素系材料より 200 nm という長波長まで放出が確認できる。

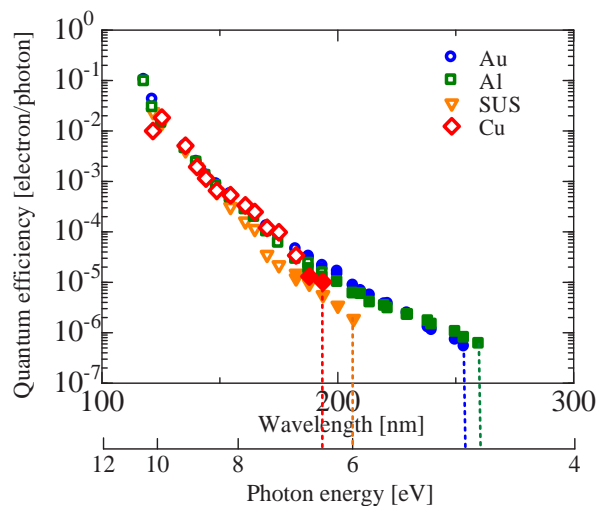


Fig.4 Quantum efficiency of metallic materials

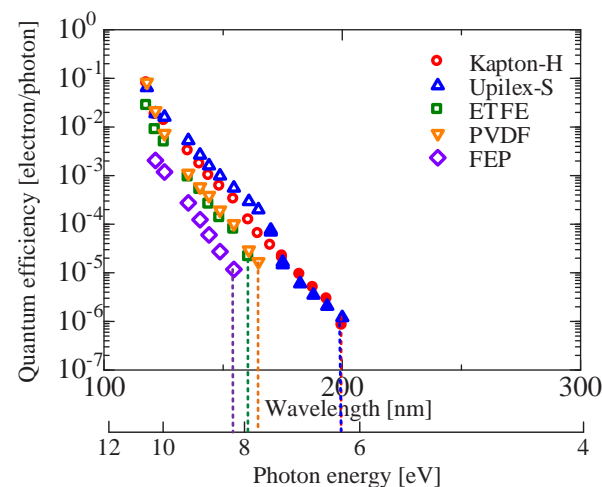


Fig.5 Quantum efficiency of Polymeric materials

4.3 仕事関数および、イオン化エネルギーの算出

前項の量子効率算出結果から得られる光電子放出の限界波長より仕事関数（または、イオン化エネルギー）の算出を行った。Table.2 に各材料における仕事関数（イオン化エネルギー）を示す。なお、比較として、文献値^[2, 3]の仕事関数および、量子化学計算手法である密度汎関数法を用いて算出したイオン化エネルギーの値^[4]を示す。

金属材料の場合 Au, Al は測定値と文献値はほぼ同程度であることを確認した。しかし、Cu について、測定値と文献値では異なっている事が確認できる。その原因として、今回測定した Cu の表面が酸化していたため光電子放出が生じにくくなり、文献値と異なったと考えられる。

次に、高分子材料イオン化エネルギーの測定値と文献値を比較すると、イオン化エネルギーの値は、1.0 - 2.1 eV 程度異なる値となった。この差について、解析に用いた高分子モデルでは構造や環境条件は最適化されており、実際の材料の状態と異なるため生じたものと考えられる。

Table.2 Work function of each sample ^[2, 3, 4]

	Work function or Ionization energy [eV]	
	Reference data	Measurement data
Au	4.9 ^[2]	4.9
Al	4.5 ^[2]	4.7
Cu	4.6 ^[3]	6.4
SUS		6.0
Kapton [®] -H	5.9 ^[4]	6.2
Upilex [®] -S	5.4 ^[4]	6.2
ETFE	9.4 ^[4]	7.7
PVDF	8.6 ^[4]	7.5
FEP	10.4 ^[4]	8.3

5 結論

今回、光電子放出測定装置の開発を行い、金属材料及び、高分子材料の光電子放出測定を行った。その結果、金属材料の量子効率、仕事関数の値共に文献値とほぼ同程度であることを確認し、本測定装置の有用性を確認した。また、高分子材料の測定結果より、ポリイミド系材料の方がフッ素系材料に比べて光電子が放出しやすいことを確認した。今後は、様々な宇宙機用材料の光電子放出測定を行う。また、電子線等、宇宙環境条件で劣化処理を施した材料の光電子放出測定を行う予定である。

文 献

- [1] H. C. Koons, J. E. Mazur, R. S. Selesnick, J. B. Blake, J. F. Fennell, J. L. Roeder, and P. C. Anderson: "The Impact of The

Space Environment on Space Systems”, 6th Spacecraft Charging Technology Conference, AERL-VS-TR-20001578 (2000)

[2]B. Feuerbacher, et al.: Experimental Investigation of Photoemission from Satellite Surface Materials, J.Appl. Phys.,43, 1563(1972)

[3]Herbert B. Michaelson: The work function of the elements and its periodicity, J.Appl. Phys.48,4729(1977)

[4]Yohei Komiyama et al, “Observation of Surface Discharge Phenomena on Dielectric Films Under Low Pressure Using Pockels Effect,” 10th International Space Conference on Protection of Materials and Structure from the Space Environment (2011), will be published on 31th Aug. 2012 by Springer

プロトン照射したポリイミドフィルムの絶縁劣化特性の評価

内山龍*, 堀口皓平, 王振, 三宅弘晃, 田中康寛 (東京都市大学)

Evaluation for Insulation Degradation Properties in Proton Beam Irradiated Polyimide Films

Ryo Uchiyama, Kohei Horiguchi, Shin Ou, Hiroaki Miyake, Yasuhiro Tanaka (Tokyo City University),

ABSTRACT

The spacecraft like a communication or a broadcasting satellite flying in GEO (Geostationary Orbit) is always exposed to plasma and/or radioactive-rays such as α -, β -, and γ -rays. When the insulating materials, in which the spacecraft is wrapped to keep temperature in it stable, are irradiated by the high energy proton beam, sometimes an unexpected accident due to an electrostatic discharge occurs. However, it has not known how the irradiation affects to change of the electrical properties of the materials. In our previous research work, we especially focused on an internal charging phenomenon which must affect to the electrical properties of irradiated polyimide for spacecraft. Judging from the measurement results, it is found that a positive charge accumulates in polyimide rapidly up to a certain saturated value, then it gradually decreases even during the proton beam irradiation. As the reason for the phenomenon, we consider the generation of RIC (Radiation Induced Conductivity). In this paper, we tried to measure the space charge distribution and conduction current under DC stress of 100 kV/mm in proton beam irradiated different type of Polyimides to figure out the mechanism of RIC.

キーワード：宇宙機，絶縁材料，プロトン照射，ポリイミド，空間電荷，導電率

(Key words: Spacecraft, Insulating material, Proton beam irradiation, Polyimide, Space charge, Conductivity)

1. はじめに

人工衛星などの宇宙機は、温度変化の激しい宇宙環境において、機内の温度を一定に保つために、絶縁材料フィルムを積層した MLI (Multilayer Insulator) と呼ばれる熱制御材料が使用されている。しかし、MLI は高エネルギー荷電粒子や放射線、プラズマ環境下などに曝されることによって、帯電・放電現象が発生し、絶縁材料の劣化や宇宙機に搭載されている機器の誤作動・故障を引き起こすといわれている[1]-[2]。特に宇宙環境に起因する静止衛星の事故のうち、過半数以上が帯電・放電現象が原因であるという報告もなされていることから、宇宙機を設計する際には、MLI などに使用される絶縁材料等の帯電状況に影響を及ぼす。そのため、絶縁特性の評価が重要となってくる。しかし、現在検討されている宇宙機設計のガイドラインでは高エネルギー荷電粒子が照射された絶縁フィルムの絶縁特性があまり考慮されていない。そのため、宇宙環境に起因する事故を防ぐためにも、高エネルギー荷電粒子が照射された高分子絶縁材料で生じる帯電挙動を解析することが重要となっている。

これまで当研究グループでは、MLI として実際に用いられるポリイミド高分子絶縁材料に着目し、パルス静電応力法 (Pulsed Electro-acoustic Method: PEA 法) を用いた内部帯電計測装置により、高エネルギープロトン照射中における試料の内部帯電計測を行ってきた。その結果、蓄積総電荷量がプロトン照射中に減少する傾向が確認され、その原因としてプロトン照射による放射線誘起伝導

度(Radiation Induced Conductivity: RIC)が影響していると考えた[3]。そこで本論文では PEA 法、および ASTM 法 (American Society for Testing and materials method)[4]を用いてプロトンが照射されたポリイミドを用いて空間電荷分布測定、導電率測定を行うことで、プロトン照射によるポリイミドの絶縁劣化特性について調査していく。

2. 測定原理

2-1. パルス静電応力法 (PEA 法) の原理

図 1 に PEA 法の原理図を示す。電極で挟んだ試料にパルス電界を印加することにより、空間電荷の存在する各位置 (厚み方向) で静電応力が瞬間的に発生し、試料に蓄積している電荷が微小変位する。これにより、圧力波が発生する。圧力波は下部電極を伝搬してセンサー (圧電素子) に到達し、電気信号に変換される。圧電素子から出力された電圧信号を信号処理することによって空間電荷分布を得る。なお、圧力波は試料内の電荷が蓄積するそれぞれの位置から発生するため、圧電素子に到達するまでに時間差が生じる。これが出力信号の時間差として検出されるので、試料内の空間電荷の位置情報を得ることができる。さらに、発生する圧力波の振幅は電荷密度に比例するため、電荷密度に比例した電気信号を得ることができる[5]-[6]。

2-2. ASTM 法の原理

図 2 に ASTM 法の原理図を示す。試料を電極で挟み、試料に直流電界を印加することにより、試料中を通過してきた漏れ電流 $I [A]$ が検出電極に出力される。出力された漏れ

電流をピコ・アンメーターで計測し、漏れ電流を電極面積で除することで電流密度 J [A/m^2] を求め、更に印加電界 E [V/m] で除することによって(1)式に示す導電率 κ [S/m] を算出することができる。

$$\kappa = J / E \quad (1).$$

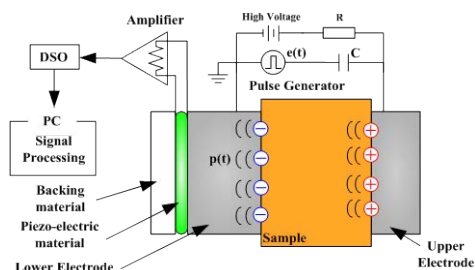


図 1 PEA 法の測定原理

Fig. 1 Principle of the PEA method

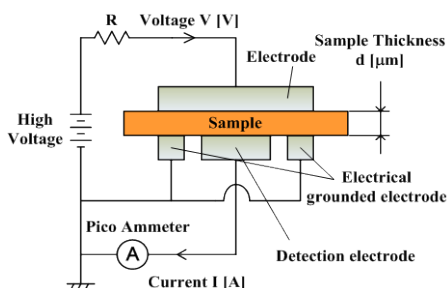


図 2 ASTM 法の測定原理

Fig. 2 Principle of the ASTM method

3. 測定試料および実験条件

図 3 に測定に使用した試料の分子構造を示す。測定試料には、厚さ $50 \mu\text{m}$ の分子構造が異なる 2 種類のポリイミドフィルムを用いた。本論文では、それらの試料を PA (PI type A) と PB (PI type B) として表すことにする。

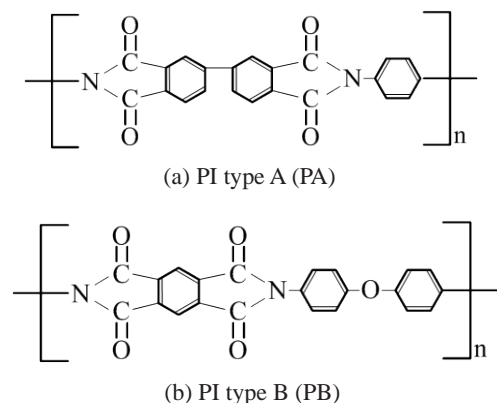


図 3 各ポリイミドフィルムの分子構造

Fig. 3 Chemical structures of polyimide films

PEA 法、および ASTM 法を用いて直流電界下における未照射・プロトン照射試料の空間電荷分布測定、伝導電流測定を行った。照射したプロトンの加速エネルギーは $1.0 - 2.5 \text{ MeV}$ であり、電流密度を $30 \text{ nA}/\text{cm}^2$ 一定として真空度 $1.0 \times 10^{-5} \text{ Pa}$ の真空チャンバー内で 30 分間照射し、大気圧下において約 1 日経過後に直流電界 $100 \text{ kV}/\text{mm}$ を印加し、その際の試料内空間電荷分布測定、および電流密度の経時変化を観測した。表 1 に加速エネルギー毎の試料名を示す。測定結果では、表 1 の試料名を用いて解説を行う。測定時間は空間電荷測定では印加 120 分、短絡 10 分の計 130 分間(測定間隔 10 秒)行い、電流測定では印加 180 分間(測定間隔 2.5 秒)行った。また、PA に関しては照射後の導電率の緩和過程を調査するため、プロトンの加速エネルギー $1.5, 2.0 \text{ MeV}$ 、電流密度 $30 \text{ nA}/\text{cm}^2$ お一定として真空チャンバー内で 30 分間照射し、大気圧下において 1 - 15 日経過した試料に直流電界 $100 \text{ kV}/\text{mm}$ を印加し、その際の電流密度の経時変化を観測した。測定時間は印加 120 分間(測定間隔 2.5 秒)行った。なお、プロトン照射には日本原子力研究開発機構高崎量子応用研究所の 3MV タンデム加速器を用いて行った。

表 1 加速エネルギー毎の試料名

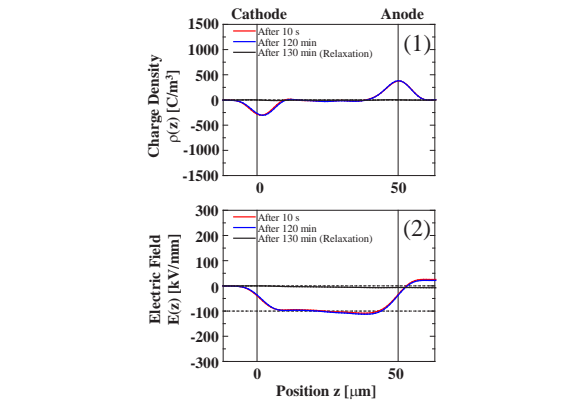
Table. 1 Naming table of the irradiated samples

Sample name	Material	Acceleration energy
PA0	PA	未照射
PA10		1.0 MeV
PA15		1.5 MeV
PA20		2.0 MeV
PA25		2.5 MeV
PB0	PB	未照射
PB10		1.0 MeV
PB15		1.5 MeV
PB20		2.0 MeV
PB25		2.5 MeV

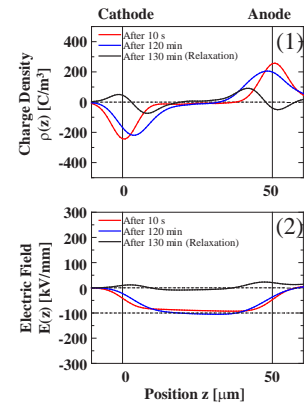
4. 実験結果および考察

4-1. プロトン照射したポリイミドフィルムの直流高電界下における空間電荷分布測定

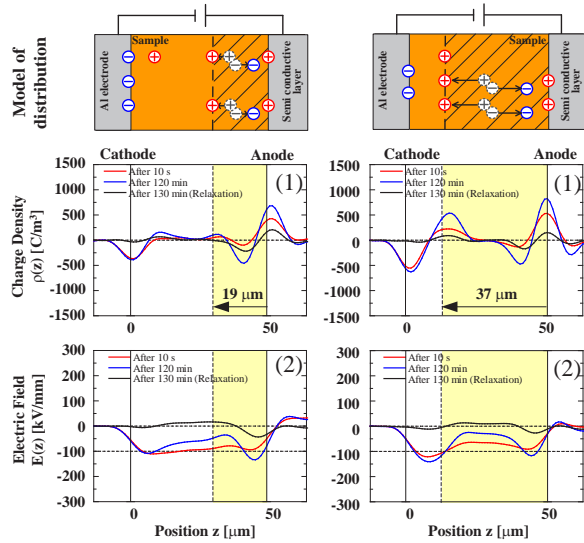
図 4, 5 に直流電界下における PA, PB の(1)空間電荷分布、(2)電界分布波形、および空間電荷モデル図を示す。同図中(a)には未照射試料を、(b) - (e)にはそれぞれ加速エネルギー $1.0 - 2.5 \text{ MeV}$ のプロトン照射試料の測定結果である。図中赤線、青線は印加開始 10 秒後、120 分後、黒線は短絡 10 分後をそれぞれ表している。また、同図(b) - (e)中の縦の破線は SRIM によって算出したプロトンの最大飛程を示している[7]。加速エネルギー $1.0, 1.5 \text{ MeV}$ の場合、プロトンの飛程は $19, 37 \mu\text{m}$ であり、試料内に蓄積させる条件である。加速エネルギー $2.0, 2.5 \text{ MeV}$ の場合、プロトンの飛程は $59, 84 \mu\text{m}$ であり、試料を十分に貫通している。



(a) Nonirradiated sample (PA0)

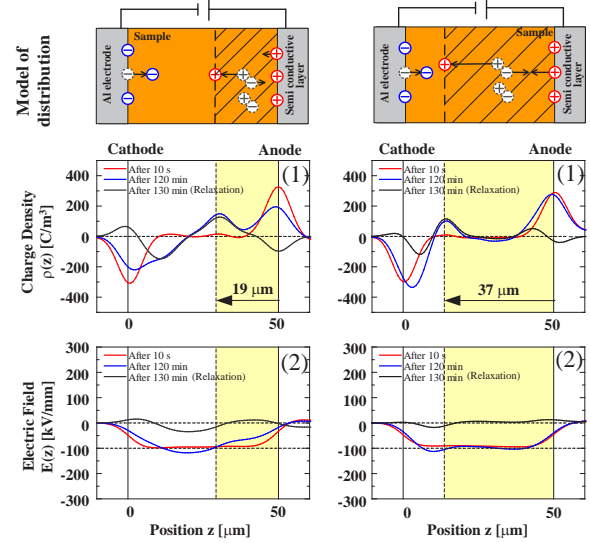


(a) Nonirradiated sample (PB0)



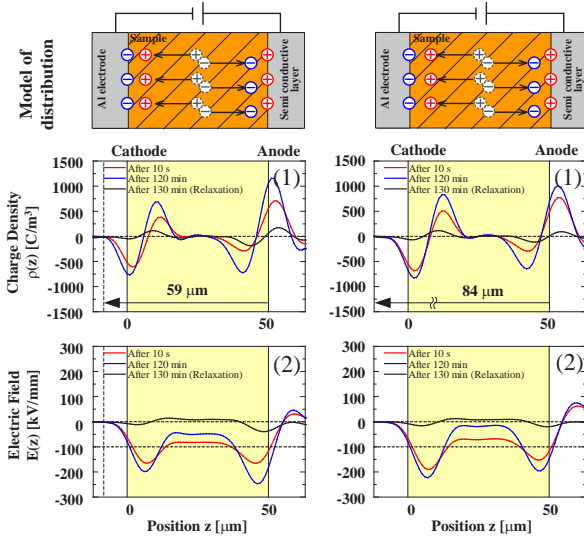
(b) 1.0 MeV (PA10)

(c) 1.5 MeV (PA15)



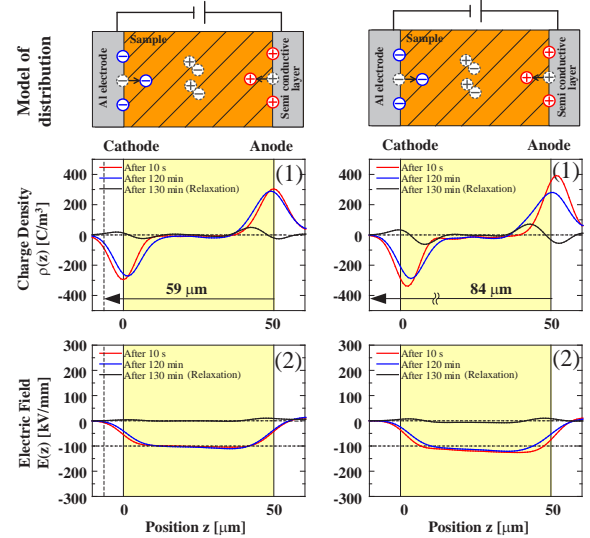
(b) 1.0 MeV (PB10)

(c) 1.5 MeV (PB15)



(d) 2.0 MeV (PA20)

(e) 2.5 MeV (PA25)



(d) 2.0 MeV (PB20)

(e) 2.5 MeV (PB25)

図4 直流電界 100 kV/mm 印加時における PA の空間電荷・電界分布波形

Fig.4 Space charge and electric field distributions in PA under DC average stress of 100 kV/mm

1) Space charge distribution 2) Electric field distribution

図5 直流電界 100 kV/mm 印加時における PB の空間電荷・電界分布波形

Fig.5 Space charge and electric field distributions in PB under DC average stress of 100 kV/mm

1) Space charge distribution 2) Electric field distribution

図 4(1-a)より、PA0 では電界印加による顕著な空間電荷の蓄積は確認できない。また、電界分布も 100 kV/mm 一定である。図 4(1-b)より PA10 の場合、電界印加 10 秒後に微量の正・負電荷の蓄積が見られ、印加 120 分後には最大飛程、および陰極付近に正電荷、陽極に負電荷の蓄積がそれぞれ観測された。また、図 4(1-b)より、電界は 1.3 倍の増加が観測された。図 4(1-c)より PA15 の場合、印加開始直後に最大飛程、および陽極付近に正・負電荷の蓄積が観測された。また、図 4(1-c)より、電界は 1.5 倍の増加が観測された。図 4(1-d), (1-e)より PA20, PA25 では、印加開始直後に陰極付近、および陽極付近に正・負電荷の蓄積が観測された。また、図 4(2-d), (2-e)より、電界は 2.5 倍の増加が観測された。

次に図 5(1-a)より、PB0 では短絡 10 分後の測定結果より、陰極、および陽極付近に微量の正・負電荷の蓄積が観測された。これは、電界印加による電極からの注入電荷であると考えられる。図 5(1-b), (1-c)より、PB10, PB15 の場合、最大飛程に正電荷の蓄積が観測された。また、陰極付近には負電荷の蓄積が未照射領域に観測されていることから、負電荷の蓄積は電極からの注入電荷であることがわかる。また、図 5(2-b), (2-c)より、電界は 1.2, 1.1 倍の増加が観測された。一方、図 5(1-d), (1-e)より、PB20, PB25 では、未照射試料同様、陰極、および陽極付近に正・負電荷の蓄積が見られた。

4-2. プロトン照射したポリイミドフィルムの直流高電界下における伝導電流測定

図 6, 7 に直流電界下における PA, PB の電流密度の経時変化、導電率算出結果を示す。また、図 7 は図 6 における電流密度の 180 分値を用いて算出した。図 6(a)で加速エネルギー 1.5, 2.0 MeV で照射した場合では電界印加中に絶縁破壊が生じたため、導電率は絶縁破壊直前における電流密度を用いた。なお、図 6 の縦軸は電流密度、横軸は時間を示し、図 7 の縦軸は導電率、横軸はプロトンを照射した際の加速エネルギーを表しており、加速エネルギー 0 MeV 時のプロットは未照射試料における導電率を示している。また、加速エネルギー毎の導電率の 2-3 個のプロットはそれぞれの測定回数を示している。

図 6 (a)より、PA0 は電界印加直後に最大値に上昇後、その後印加時間の経過に伴い電流密度は 8.0 nA/m^2 まで減衰した。一方、プロトン照射試料では全ての照射条件において、電流量の増加が観測された。また PA15, PA20 では、電流密度はそれぞれ 1.0×10^3 , $1.0 \times 10^4 \text{ nA/m}^2$ まで減衰した後、電界印加 80, 30 分後に上昇を始め、 2.0×10^4 , $2.0 \times 10^5 \text{ nA/m}^2$ に達した際に絶縁破壊に至った。また、図 7 より、未照射試料の導電率 $1.0 \times 10^{-16} \text{ S/m}$ と比較すると、照射試料はそれぞれ 4.0×10^{-16} , 2.0×10^{-13} , 2.0×10^{-12} , $3.0 \times 10^{-14} \text{ S/m}$ であり約 4, 2000, 20000, 300 倍であった。したがって、導電率はプロトンの加速エネルギーに依存して増加したが、PA25 では、導

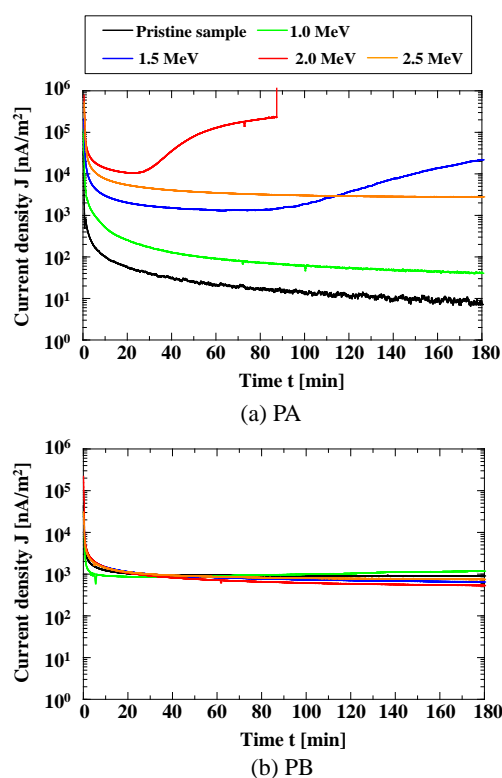


図 6 直流電界 100 kV/mm 印加時における電流密度の経時変化

Fig. 6 Time dependence of the current density under a DC stress of 100 kV/mm

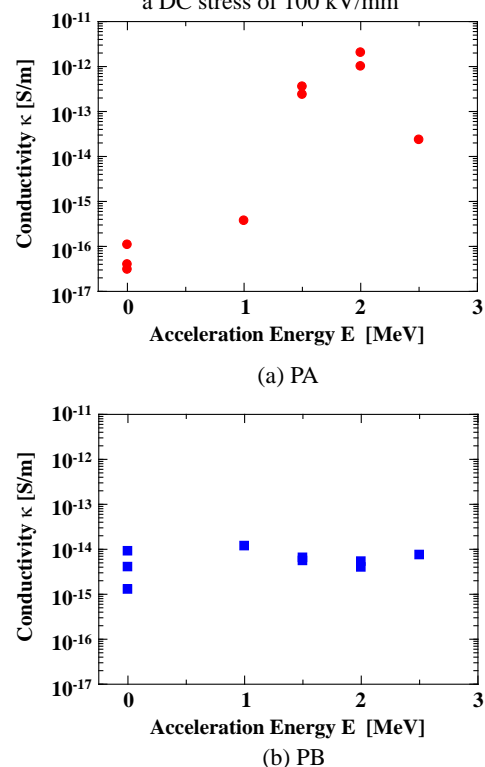


図 7 各加速エネルギーの導電率算出結果
Fig. 7 The electrical conductivity in acceleration energy

電率の減少が見られた。これは、2.5 MeV では試料を十分貫通させたことによる線エネルギー付与の影響であることが考えられる。一方、図 6 (b), 図 7 より PB の場合、プロトン照射による電流密度、および導電率の顕著な変化は観測されなかった。

これらの結果より、PA においては PA0 とは異なり、電界印加により、顕著な正・負の空間電荷分極が生じ、更に導電率は最大 10^4 倍の上昇、および絶縁破壊が観測された。一方、PB においてはプロトンを試料内に蓄積させた場合では、正電荷の蓄積のみが試料内に観測され、貫通させた場合では、未照射試料同様に顕著な空間電荷の蓄積は観測されなかった。また、導電率も空間電荷蓄積同様、顕著な変化は確認できなかった。このことから、同じポリイミドフィルムでも分子構造が異なることで、プロトン照射の影響が異なると考えられる。PA においては照射前後で試料内部の電気的特性が顕著に変化したと考えられる。高エネルギーのプロトンが分子鎖を切断することで、正・負のキャリアが多量に発生したまま材料内部に残留し、それが直流高電界下で分離し、空間電荷分極が発生したと考えられる。また、この分極電荷は電界印加直後から発生しており、試料内の導電率も高くなっていると予想でき、電流計測による導電率の結果からも、それが裏付けられていることがわかる。したがって、PA に関しては、プロトン照射により、絶縁特性が劣化していると言える。一方、PB に関しては、図 5 (2-d), (2-e)より、プロトン照射によるキャリアの生成がない、あるいは極めて少ないと考えられることから、空間電荷蓄積、および導電率に変化が観測されなかったと考えられる。

4-3. プロトン照射したポリイミドフィルムの照射後における導電率の経時変化

高分子絶縁材料に荷電粒子照射後において、導電率が上昇する現象として遅延放射線誘起伝導(Delayed Radiation Induced Conductivity: DRIC)が挙げられる。しかし、その現象は照射後の経過時間によって減少することが報告されている[8]-[9]。そこで、プロトン照射後の経過時間と導電率の関係を調査するため、プロトン照射後における導電率の経時変化を観測した。図 8, 9 に未照射試料、および加速エネルギー1.5, 2.0 MeV のプロトンを照射し、大気圧下において1 - 15 日経過した PA の直流電界下における電流密度の経時変化、および導電率算出結果を示す。また、図 9 は図 8 における電流密度の 120 分値を用いて算出した。図 8 で照射後 1 日経過した試料の場合では電界印加中に絶縁破壊が生じたため、導電率は絶縁破壊直前における電流密度を用いた。

図 8(a)より PA15 の場合、照射後 1, 2, 6, 15 日経過することで電界印加による電流密度の上昇は減少した。また、電界印加中における電流密度の上昇、および絶縁破壊は照射

後 1 日経過した試料でのみ観測された。図 8(b)より PA20 も PA15 同様、照射後 1, 2, 3, 5, 15 日経過することで電界印加による電流密度の上昇は減少した。また、電界印加中における電流密度の上昇、および絶縁破壊は照射後 1 日経過した試料でのみ観測された。また、図 9 より照射試料の導電率は PA15 の場合、 4.0×10^{-13} , 2.0×10^{-15} , 5.0×10^{-16} , 3.0×10^{-16} S/m、PA20 の場合、 4.0×10^{-16} , 6.0×10^{-15} , 1.0×10^{-15} , 6.0×10^{-16} , 3.0×10^{-16} S/m であり、照射試料の導電率は照射後の時間経過によって、未照射試料の導電率 1.6×10^{-16} S/m まで減衰することが確認された。

以上より、PA のプロトン照射による導電率の上昇は時間経過に依存して減衰したことから、絶縁劣化特性は照射後の時間経過により、絶縁特性が回復することがわかった。

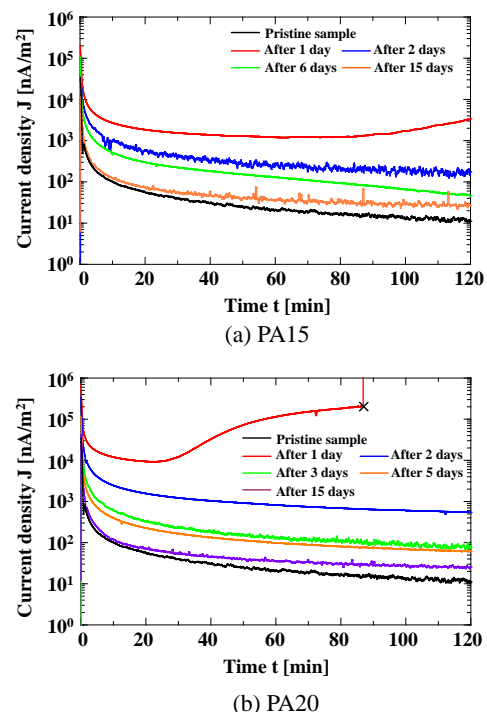


図 8 直流電界 100 kV/mm 印加時における電流密度の経時変化

Fig. 8 Time dependence of the current density under a DC stress of 100 kV/mm

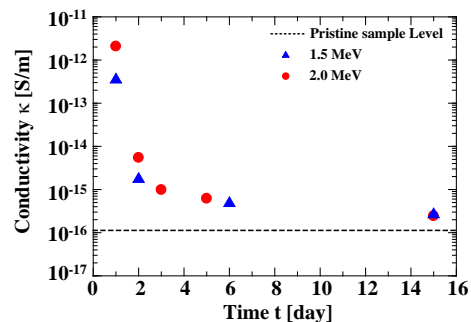


図 9 導電率の経時変化

Fig. 9 Time dependence of the electrical conductivity

5. まとめ

異なる分子構造を持つポリイミドフィルムを用いてプロトン照射実験を行った結果、プロトン照射による空間電荷蓄積特性、および RIC の影響が異なることがわかった。また、プロトン照射による RIC の影響は、空間電荷分布測定、および導電率測定から、高エネルギーのプロトン照射によって生じたキャリアの発生が影響していることがわかった。また、PA の RIC の増加は照射後の時間経過に依存して減少することがわかった。

6. 今後の予定

PA, PB におけるキャリア生成の有無、導電率の上昇を試料の分子構造の観点から解析を行っていく。

謝辞

本研究は科学研究費補助金(No. 23760292)、及び日本原子力研究開発機構の施設供用制度により実施された。

文 献

- [1] C. Koons, J. E. Mazur, R. S. Selesnick, J. B. Blake, J. F. Fennell, J. L. Roeder and P. C. Anderson, "The Impact of the Space Environment on Space Systems", Proceedings of the 6th Spacecraft Charging Technology Conference, Air Force Research Laboratory, pp. 7-11, 1998.
- [2] D. Payan, R. Reulet, B. Dirassen, "Electrostatic behavior of dielectrics under GEO-like charging space environment simulated in laboratory", 9th Spacecraft Charging Technology Conference, Proceeding, Tsukuba (Japan), 4-9 April 2005.
- [3] Yang, G.M.; Sessler, G.M., "Radiation-induced conductivity in electron-beam irradiated insulating polymer films" Electrical Insulation, IEEE Transactions on, Vol. 27, Issue 4, pp.843-848, 1992
- [4] Metrology of volume resistivity and solid electric insulating material-surface resistivity: JIS C 2139 and 2008
- [5] Y.Li, M. Yasuda and T. Takada.: "Pulsed Electroacoustic Method for Measurement of Charge Accumulation in Solid Dielectrics", Transactions on DEI, Vol.1, No.2, pp.188-195, 1994.
- [6] T. Takada, H. Miyake, and Y. Tanaka, "Pulse Acoustic Technology for Measurement of Charge Distribution in Dielectric Materials for Spacecraft", IEEE NPSC Transactions on Plasma Science, Vol. 34, No. 5, pp.2176-2184, 2006
- [7] J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark, "The Stopping and Range of Ions in Solids", Pergamon Press, New York, 1985
- [8] L. Levy, T. Paulmier, B. Dirassen, C. Inguibert, and M. V. Eesbeek, "Aging and Prompt Effects on Space Material Properties", IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 36, No.5, pp.2228-2237, 2008.
- [9] N. W. Green and J. R. Dennison, "Deep Dielectric Charging of Spacecraft Polymers by Energetic Protons", IEEE

Transactions on Plasma Science, Vol. 36, No.5, pp.2482-2490, 2008.

宇宙機用太陽電池カバーガラスのコーティング剤が帯電に与える影響

○東山直紀, 渡邊力夫, 三宅弘晃(東京都市大学), 高橋真人, 奥村哲平(JAXA)

Influence of space solar cell coverglass coatings for charging
Naoki Higashiyama, Rikio Watanabe, Hiroaki Miyake (Tokyo City University),
Masato Takahashi, Teppei Okumura (JAXA)

Key Words: space, charging, solar cell, coverglass, electron beam

Abstract

Spacecraft are charged under plasma environment and radiation environment in space, and it may lead failures and anomalies of spacecraft when discharge on the spacecraft surface occurs. One of the most important surface materials is cover glass for solar-cells which is a source of an electrical power. The purpose of this paper is to investigate surface-potential characteristics of coverglasses with coatings after electron irradiation. We found that the surface potential on coverglasses becomes positive within a few hours after irradiation. Comparing the surface potential histories of coated coverglass and silica glass revealed that the positive potential of coverglass is due to ionization of metallic atoms in surface coating material. The positive potential is relaxed over several days which will increase a risk of discharge. We conclude it is necessary to select coating materials with lower secondary emission coefficient.

1. 研究背景

人工衛星はプラズマ環境及び放射線環境下で帯電し、帯電に起因する静電放電により搭載機器の故障や衛星システム全体の機能を喪失する事故を引き起こした例が多く報告されている¹⁾。よって、宇宙機は設計段階から正確に帯電解析を行う必要がある。人工衛星電位を決定づけるものは、本体及び表面の絶縁体に流入する正負電荷の収支である。衛星表面の絶縁体は二次電子放出係数の違いなどから本体とは異なる電位を持つ場合があり、これらの電位差が大きくなると放電が発生する²⁾。人工衛星表面材料には、衛星本体表面の熱制御を行うために張り付ける高分子材料膜や電力源となる太陽電池セルの熱制御および放射線防護のためのカバーガラスなどがある。衛星事故の3分の1以上が太陽電池において発生し、さらに全事故の半数以上が帯電・放電現象に起因する³⁾ため、太陽電池パネルにおける帯電・放電現象の特性を理解することは非常に重要である。

図1にサブストーム発生時のカバーガラス電位と衛星構体電位の時間履歴を示す⁴⁾。通常環境では衛星構体電位 Φ_s とカバーガラス電位 Φ_{cg} はほぼ0である。サブストーム発生時には高エネルギーの電子により2つの電位は急激に負に陥る。しかし、絶縁体であるカバーガラス表面では二次電子放出が発生し、正電荷が蓄積する。この時、太陽電池側面には電界 $E=(\Phi_{cg}-\Phi_s)/d$ がかかる。この式から距離 d が小さいほど電界は強められることが分かるが、代表的な d の小さい箇所がカバーガラスとインタコネクタ近傍で

ある。この箇所が絶縁体、導体、真空の3つが接するトリプルジャンクションとなり、最も強電界がかかる。このトリプルジャンクションで電界がある一定の閾値を超えると金属から電界放出が発生し電子が放出される。この時放出された電子はカバーガラス側面に衝突しながら上昇し、更に二次電子を放出させ側面の正電荷の帯電が加速していく。この帯電により更に電界も加速的に強められ、更に電子を放出していく。側面をたたき電子の増加に伴いカバーガラス側面に吸着していたガスも脱離されていき、ガスの層の中で電離が起き放電に至る。これが放電発生メカニズムである。

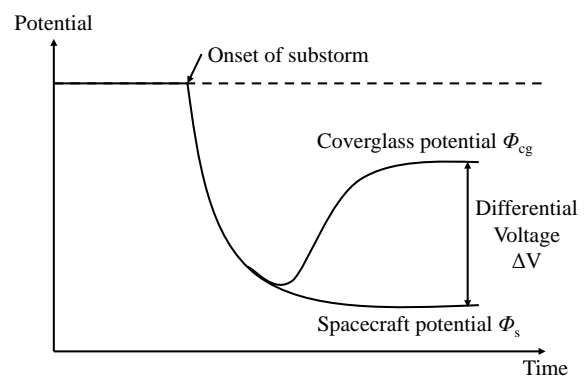


図1 サブストーム発生時のカバーガラス電位と衛星構体電位の時間履歴⁴⁾

現在までに、太陽電池クーポン（試験片）を用いた帯電に関する調査は多く行われている。具体的に

表 1 実験条件

		No.1	No.2	No.3	No.4	No.5	No.6
Sample		Kapton [®] 200H	BRR/s 0213 [®]	BRR/s 0213 [®]	CMG 100 AR [®]	CMX 100 AR [®]	Synthetic Quartz Glass
Sample thickness [μm]		50	100	100	100	100	1.13[mm]
Irradiation	Energy [keV]	15	20	20	20	20	20
	Time [sec]	60	60	60	60	60	60
Current density [$\mu\text{A}/\text{cm}^2$]		49	64	64	64	64	64
Vacuum level [Pa]		10^{-4}	10^{-4}	10^{-6}	10^{-6}	10^{-6}	10^{-6}

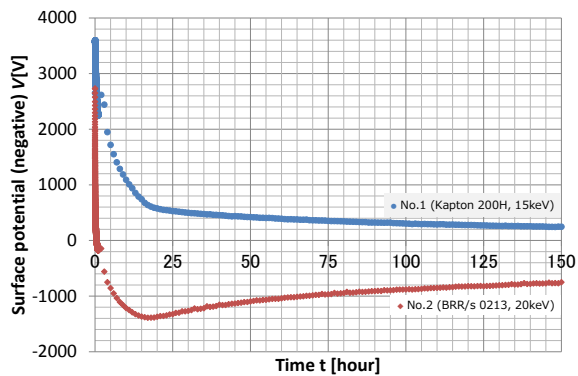
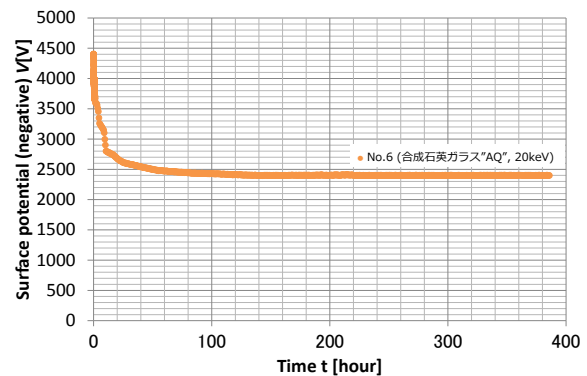
図 3 Kapton[®] 200H と BRR/s 0213[®]の表面電位の時間履歴

図 5 合成石英ガラスの表面電位の時間履歴

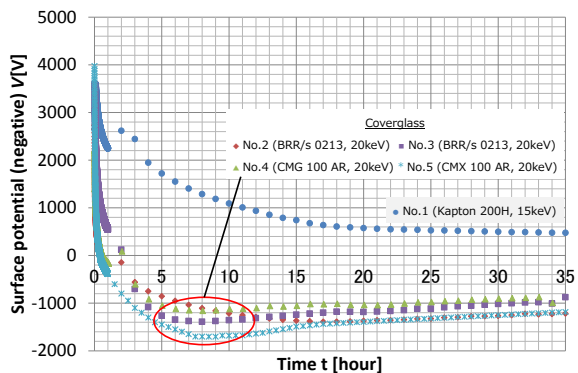
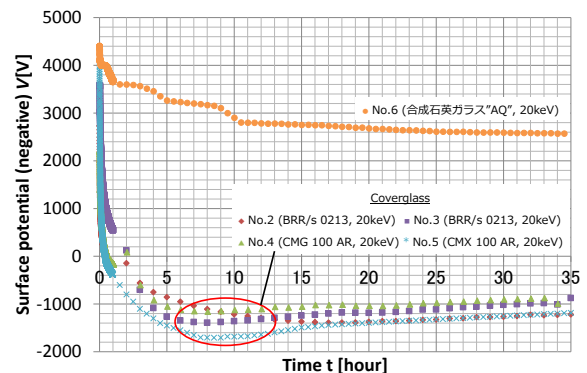
図 4 Kapton[®] 200H と太陽電池カバーガラス 3 種に対する表面電位の時間履歴

図 6 合成石英ガラスと太陽電池カバーガラス 3 種に対する表面電位の時間履歴

Kapton[®] 200H の表面電位は、計測を開始して数時間は急激に電位が減衰し、その後は減衰が緩やかとなっている。また、太陽電池カバーガラス 3 種は電子線照射後の数時間のうちに正側の電位に遷移していることがわかる。

当研究室では、これまでに電荷蓄積法¹²⁾を用いて宇宙機用材料の体積抵抗率の取得を行ってきた。電荷蓄積法とは試料表面に誘起した電位の時間履歴を指数近似し、その減衰時定数から体積抵抗率を求める手法である。この理論によれば、Kapton[®] 200H の減衰時定数は $8.3 \times 10^5 [\text{sec}]$ 、体積抵抗率は $2.8 \times 10^{16} [\Omega \cdot \text{m}]$ となり、体積抵抗率はメーカー公称値¹³⁾である $10^{15} [\Omega \cdot \text{m}]$ より一桁大きい値となった。

また、太陽電池カバーガラスの表面電位は正側に遷移しているため、電荷蓄積法の理論が適用できず指数減衰曲線近似による体積抵抗率の取得には至っていない。試料 No.2 の BRR/s 0213[®] に注目すると、電子線照射の約 17 時間後に正電位が最大となり、その後は徐々に電位が 0[V] になるように緩和している。この緩和領域が指数近似できると仮定して緩和時定数を求めたところ、緩和時定数は $8.3 \times 10^5 [\text{sec}]$ となった。ここで、緩和時定数とは電荷蓄積法の減衰時定数と区別するために用いた言葉である。

次に、表面コーティング剤の影響を把握するために、コーティングの施されていない合成石英ガラスと比較をする。図 5 に合成石英ガラス“AQ”の表面電

位の時間履歴を示す。また、図 6 に合成石英ガラス“AQ”と太陽電池カバーガラス 3 種に対する表面電位の時間履歴を示す。どちらも縦軸は試料表面電位 V [V] を、横軸は電子線照射後の経過時間 t [hour] を示す。

合成石英ガラス“AQ”の表面電位は、太陽電池カバーガラスのように数時間のうちに電位が正側に遷移することなく、徐々に電位が減衰しているのがわかる。同様に減衰時定数および体積抵抗率を求めたところ、合成石英ガラス“AQ”の減衰時定数は 2.2×10^8 [sec]、体積抵抗率は 6.1×10^{18} [$\Omega \cdot m$] となった。製造元である旭硝子株式会社の資料¹¹⁾によれば、体積抵抗率は $200^\circ C$ のとき 3×10^{10} [$\Omega \cdot m$]、 $300^\circ C$ のとき 3×10^8 [$\Omega \cdot m$] とあるが、室温でのデータがなく単純には比較ができない。そこで、一般的な石英ガラスの体積抵抗率と比較することにする。文献値¹⁴⁾より、石英ガラスの体積抵抗率は室温で 10^{16} [$\Omega \cdot m$] とあり、電荷蓄積法で求めた値は文献値より二桁大きい値となった。

5. 考察

図 4 および図 6 より、表面コーティングが施された太陽電池カバーガラスの表面電位の時間履歴は、3 種類・4 試料とも電子線照射の数時間のうちに正側の電位に遷移している点で類似性がある。また、コーティング剤の施されていない合成石英ガラスは、正帯電していないことから、カバーガラスが正帯電するのは表面コーティング剤が大きく関与していると考えられる。

カバーガラスが正帯電する理由として以下の仮説を考えた。電子線照射により、コーティング剤に含まれる金属元素 (Mg) が電離を起こし、二次電子を放出する。電子線照射直後は、供給され続けていた入射電子が観測され負電位となる。電子線照射終了直後に急激な電位減衰が起き、電位が正側に遷移しているのは、放射線誘起伝導¹⁵⁾ (Radiation Induced Conductivity: RIC) の効果により電子線照射領域の導電率が上昇し、試料表面に存在する電子が表面ないしは内部を通過しグラウンドへと流出し、二次電子の放出により残された正孔が観測されたためだと考えられる。

ここで、電子の飛程 (最大到達深度) について考えてみる。なお、飛程計算においては(1)式に示すフェーザの実験式を利用し算出した。フェーザの実験式自体はアルミニウムを試料として電子の最大飛程を実験的に求めた式であるが、今回の試料に付与されているコーティング剤である MgF_2 の密度を用いて換算した。

$$R = \frac{0.407 E^{1.38}}{\rho} \quad (1)$$

(1)式において、 R は飛程[cm]、 E は照射する電子のエネルギー[MeV]、 ρ は透過する物質の密度[g/cm³]を示している。

本実験では、電子の照射エネルギー $E = 0.020$ [MeV]、透過する物質、つまり MgF_2 の密度 $\rho = 3.15$ [g/cm³] であるので、これらを(1)式に代入したところ電子の飛程 R は $R = 5.8$ [μm] と求まった。

コーティング剤の付与厚さに関する資料は見つけることはできなかったが、多層コーティングされていることから $1[\mu m]$ 程度であるとしても、コーティング剤の領域を電子は通過し、ガラス層に到達していると考えられる。

カバーガラスの正電位が緩和されていく理由として、ガラス層にトラップされた電子が印加電界に沿って表面側へと移動し、正孔と結合したためだと考える。

太陽電池カバーガラスである BRR/s 0213[®] (試料 No.2) の正電位の緩和時定数は 8.3×10^5 [sec]であったが、日数に直すと約十日である。照射エネルギーが 20 [keV] の電子線を 1 分間照射するだけで、正電位が緩和されるのに十日以上かかることがわかる。カバーガラスが正帯電することは、衛星電位とカバーガラス電位の間で逆電位勾配が形成されやすくなり、放電に至るリスクを高めてしまう。光学的特性を失わず、かつ荷電粒子によって電離しにくいコーティング剤の選定が必要であると考ええる。

6. まとめおよび今後の予定

高分子材料膜 Kapton[®] 200H、表面コーティングが施された太陽電池カバーガラス 3 種および合成石英ガラス“AQ”に対して電子線照射を行い、表面電位を計測した。これにより以下の結論を得た。

- 表面コーティングが施された太陽電池カバーガラスの表面電位の時間履歴は、4 試料とも電子線照射の数時間のうちに正側の電位に遷移している点で類似性がある。
- 電子線照射により、コーティング剤に含まれる金属元素 (Mg) が電離を起こし、二次電子の放出により残された正孔が観測され正帯電となる。

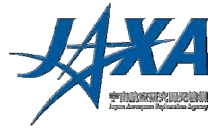
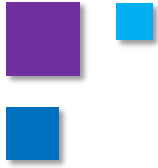
これまでの実験では再現性の確認を重視していたため、パラメータを統一して実験を行ってきた。今後は実験パラメータを変化させ、パラメータによる表面電位履歴への影響を明らかにする。実験パラメータとして、照射エネルギー、照射時間、電流密度などを考えている。特に電流密度を変化させる点に関しては、急務の課題として取り組んでいる。

JAXA の制定した帯電・放電設計標準では基本設計

要求として keV 電子による最悪時電流密度に $1[\text{nA}/\text{cm}^2]$ を統一的に採用している¹⁶⁾。当研究室の実験系では、表 1 に示すように電子線照射エネルギーが $20[\text{keV}]$ の場合で電流密度は $64[\mu\text{A}/\text{cm}^2]$ である。この値は設計標準の 64000 倍の値である。電流密度の大きさが表面電位履歴に与える影響を評価するためにも、電流密度を変化（減少）させ実験する必要がある。

参考文献

- 1) H. C. Koons. et al., “The Impact of the Space Environment on Space Systems”, Proceedings of the 6th Spacecraft Charging Technology Conference, 2000, Air Force Research Laboratory, pp. 7-11
- 2) M. Cho and H. Fujii, “Review on Charging and Discharging Phenomena in Space Environment: Arcing on High Voltage Solar Array and Future Issues”, Aeronautical and Space Sciences Japan, 2003, vol. 51, pp. 140-145
- 3) 豊田裕之ら, “EL イメージングによる太陽電池セルの劣化評価”, Proceedings of the 3rd Spacecraft Environment Symposium, 2007, pp. 99-104
- 4) Nitta. K, “Discharge Phenomena and the Countermeasure for Spacecraft”, The journal of the Institute of Electrical Engineers of Japan, 2011, vol. 131, no. 6, pp. 359-362,
- 5) 豊田裕之ら, “プラズマ環境における太陽電池セルの放電による劣化”, 第 50 回宇宙科学技術連合講演会, 2006, pp. 1979-1984
- 6) Kawakita, S. et al., “Influence of high energy electrons and protons on secondary electron emission of cover glasses for space solar cells”, Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, 2002, 2002. 20th International Symposium on, pp. 84- 87
- 7) JDSU, “Solar cell coverglass, radiation-resistant glass”
- 8) Qioptiq Space Technology, “Solar cell cover glasses”
- 9) Kitchen, C.A., “Teflon bonding of solar cell assemblies using Pilkington CMZ and CMG coverglasses-now a production process”, Photovoltaic Energy Conversion, 1994, vol. 2, pp. 2058-2061
- 10) Ianno, N.J., “Atomic oxygen induced degradation of MGF2 anti-reflective coatings”, Photovoltaic Specialists Conference, 2008. PVSC '08. 33rd IEEE, 2008, pp. 1-5
- 11) 小林重義ら, “合成石英ガラス”AQ”の特性”, 旭硝子研究報告, 1986, vol. 36, no. 1, pp. 149-154
- 12) John R. Dennison et al., “Methods for High Resistivity Measurements Related to Spacecraft Charging”, Plasma Science, 2006, vol. 34, pp. 2191-2203
- 13) 東レ・デュポン株式会社, “カプトン総合カタログ”
- 14) 国立天文台, “理科年表平成 22 年(机上版)”, 丸善株式会社, 2009, 1041p
- 15) Yang, G.M., Sessler, G.M., “Radiation-induced conductivity in electron-beam irradiated insulating polymer films”, Electrical Insulation, IEEE Transactions on, 1992, vol. 27, no. 4, pp. 843-84
- 16) 宇宙航空研究開発機構, “帯電・放電設計標準”, 2010, 88p



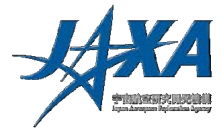
MUSCAT用誘電率測定方法

宇宙航空研究開発機構
研究開発本部 電源グループ
大平 正道

JAXA 奥村 哲平, 高橋 真人
奈良高専 藤井晴久, AES 萩原 洋介



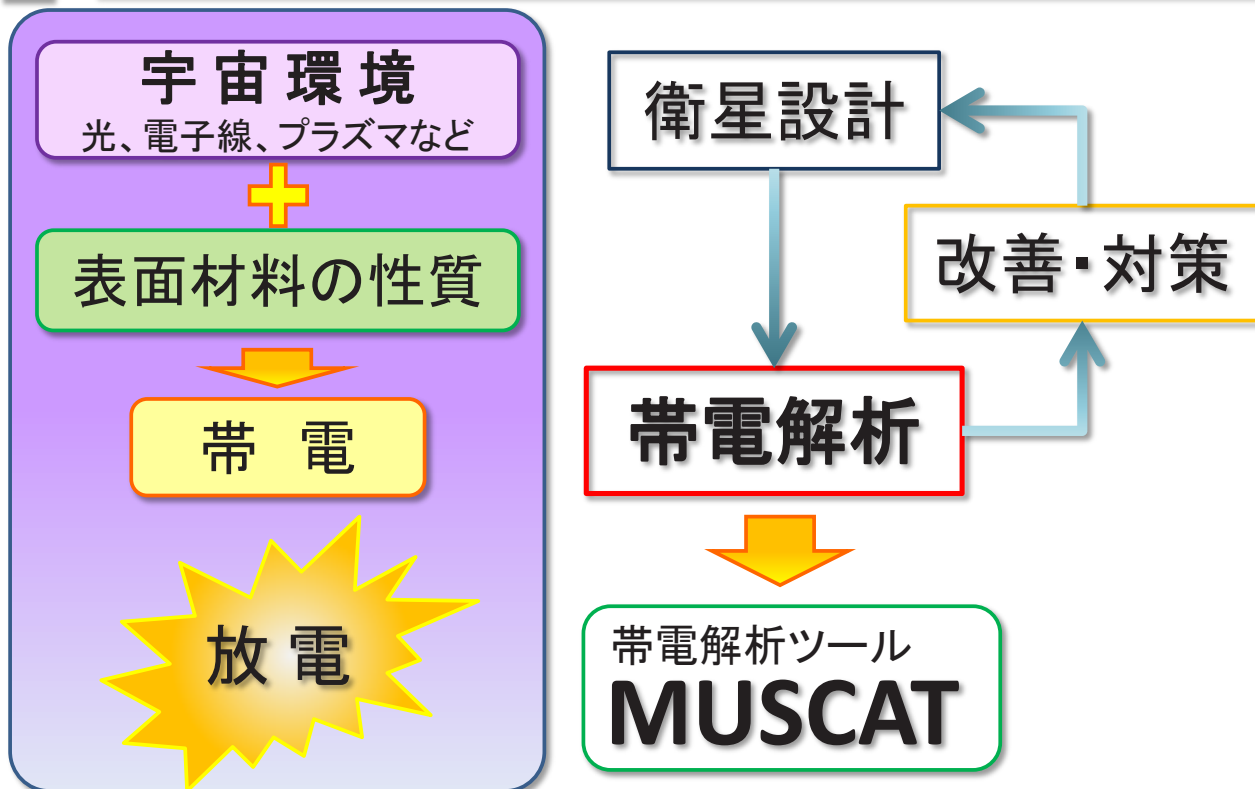
目次



- ・目的・背景
- ・帯電測定法
- ・実験による物性取得
- ・実験設備の紹介



目的・背景

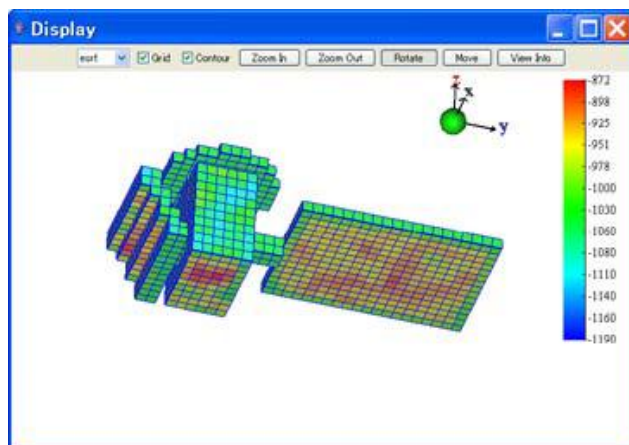


3

目的・背景 —MUSCAT—

MUSCAT 日本が独自開発した汎用衛星帯電解析ツール
(**M**ulti-**U**tility **S**pacecraft **C**harging **A**nalysis **T**ool)

- ・極軌道衛星、低軌道衛星、静止軌道衛星に対応
- ・3次元衛星モデル作成・計算結果可視化用
- ・扱いやすいユーザフレンドリーな仕様
- ・詳細計算でも半日程度
- ・10分程度の簡易計算



必要な物性パラメータ

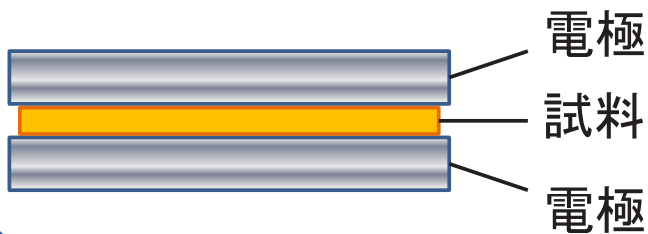
- ・二次電子放出係数
 - ・光電子電流密度
 - ・体積抵抗率
 - ・誘電率
- etc...

4



目的・背景 —計測の必要性—

一般的な誘電率測定方法



周波数を変えながら
信号を印加し、振幅・
位相データ等から算
出する。

帯電解析

宇宙空間における $Q = CV$ の関係が欲しい



宇宙に近い環境下での測定方法の確立

帯電測定法 —計測方法—



真空チャンバ

$1.0 \times 10^{-4} \text{Pa}$ 以下

裏面電極

試料

V_s 表面電位

伝導電流 I

電子ビーム
5keV

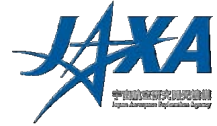
流入電流 I

+Q

-Q

⊖ 電子ビームによる蓄積電荷

⊕ カウンタチャージ



帯電測定法 —計測方法—

裏面に電極を付けた試料を真空チャンバに投入

電子線を照射し、試料を帯電させる

表面電位を計測 = V_s

カウンターチャージによる流入電流を計測

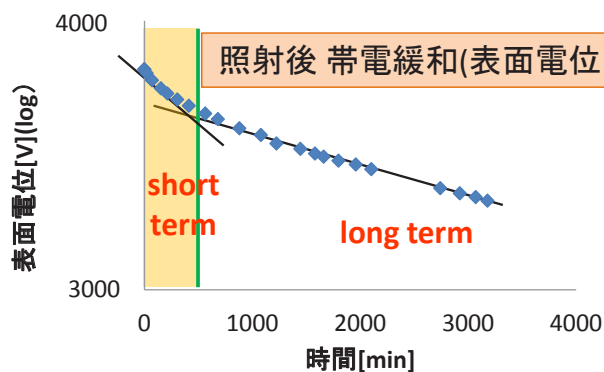
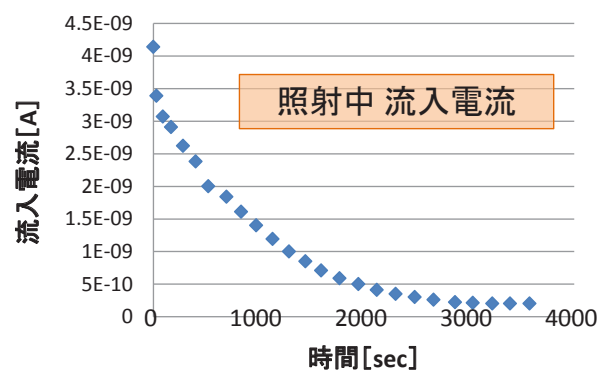
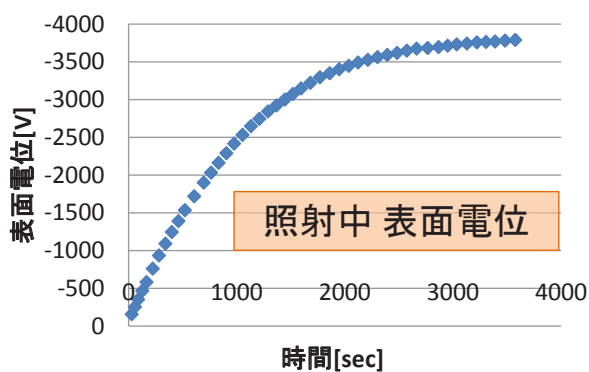
電荷蓄積法で体積抵抗率を求め
伝導電流を算出

(流入電流－伝導電流)を積分 = Q

$$Q = CV$$

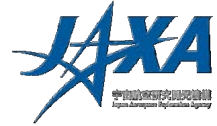
7

帯電測定法 —測定条件・結果—



帯電測定(ビーム照射条件)	
真空度	$9.3 \times 10^{-5} [\text{Pa}]$
ビームエネルギー	5[keV]
照射時間	3600[sec] (1時間)
測定パラメータ	表面電位・流入電流
帯電緩和測定(電荷蓄積法)	
真空度	$9.3 \times 10^{-5} [\text{Pa}]$
測定時間	190800[sec] (53時間)
測定パラメータ	表面電位

8



帯電測定法 — 計算方法 —

比誘電率の算出式

$$\varepsilon_r = \frac{Q_B}{\frac{A\varepsilon_0}{d} \left\{ \Delta V + \frac{1}{\tau_d} \int V_s(t) dt \right\}} \quad \dots (1)$$

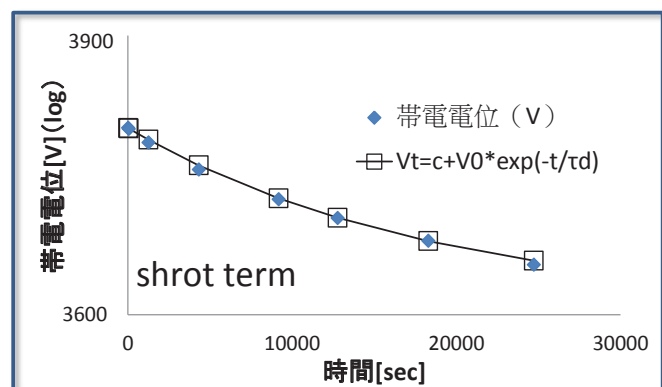
QB: バルク電荷 A: 面積 d: 試料厚 τ_d : 減衰時定数
 $V_s(t)$: 表面電位 ΔV : 照射前後の表面電位差

指数減衰モデルの近似式

$$V(t) = C + V_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right) \quad \dots (2)$$

体積抵抗率の算出式

$$\rho_v = \frac{\tau_d}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \quad \dots (3)$$



帯電測定法 — 計算結果 —

試料	short term	long term	カタログ値
Kap(127um)	τ_d : 18000 ε_r: 3.13 ρ_v : $6.50 \times 10^{14} [\Omega m]$	τ_d : 420000 ε_r: 2.68 ρ_v : $1.77 \times 10^{16} [\Omega m]$	ε_r : 3.4 ρ_v : $1.0 \times 10^{15} [\Omega m]$
Kap(50um)	τ_d : 9000 ε_r: 3.56 ρ_v : $2.86 \times 10^{14} [\Omega m]$	τ_d : 150000 ε_r: 2.62 ρ_v : $6.45 \times 10^{15} [\Omega m]$	ε_r : 3.4 ρ_v : $1.0 \times 10^{15} [\Omega m]$
FEP(127um)	—	τ_d : 425000 ε_r: 1.87 ρ_v : $2.57 \times 10^{16} [\Omega m]$	ε_r : 2.1 ρ_v : $1.0 \times 10^{16} [\Omega m]$

実験による物性取得

表面材料の層構造を考慮した帯電解析は困難

- ・計算機にハイスペックを要求
- ・層構造の入力が非常に手間 etc...

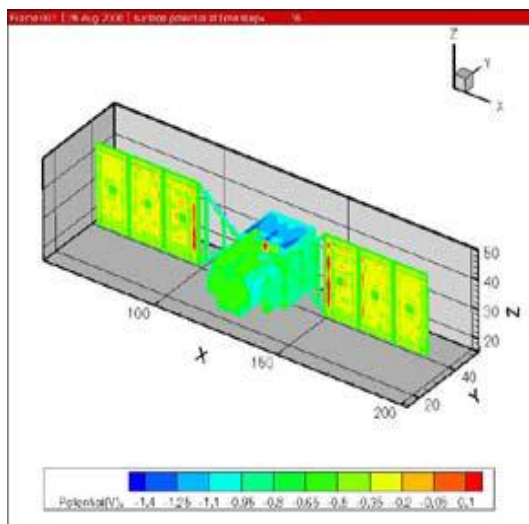


層構造の影響も含めた
パラメータを実験で取得し
データベース化してユーザに提供

- ・計算時間が短縮される
- ・入力が楽でユーザフレンドリー

ただし...

新規材料の測定要求に即応
出来る体制・設備が必要



11

実験設備

- ・シュラウドの直径1m、奥行き1.4m
- ・ 1×10^{-6} Paオーダの真空
- ・-190°C～80°Cまで温度制御可能
- ・50keVの電子銃

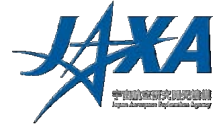
小型衛星やコンポーネント単位ならば
熱真空試験も出来る。



試験検証用チャンバ

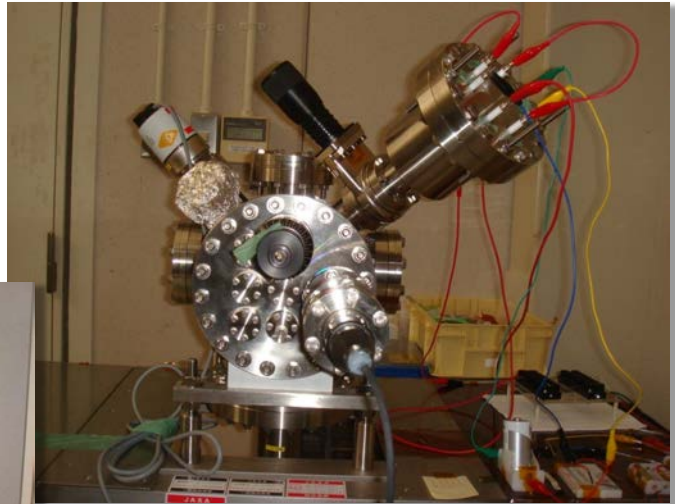
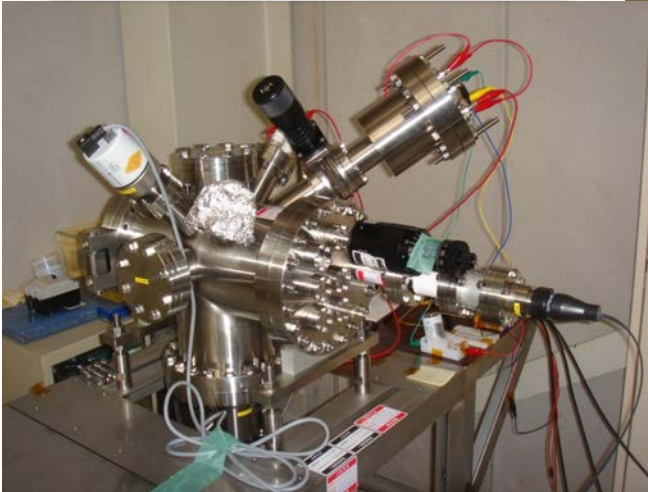
12

実験設備



- ・直径15cm、奥行き30cm
- ・ 1×10^{-5} Paオーダの真空
- ・3keVの電子銃
- ・現在構築中(FY24中に運用開始予定)

帯電物性専用のチャンバで、
測定要求に即応出来る。



帯電物性チャンバ

13

連絡先



大平正道
筑波宇宙センター 研開本部 電源G
tel: 050-3362-3970
e-mail: ohhira.masamichi@jaxa.jp

14

第 9 回宇宙環境シンポジウム

講演プログラム

第9回宇宙環境シンポジウム

於: 東京都市大学・世田谷キャンパス

11月5日 (月)

●13:00～13:10 開会の挨拶

●13:10～17:40 講演

各講演時間には質疑応答(5分)を含みます。

セッション (座長)	開始 [分]	講演タイトル	講演者 (○)・共著者
宇宙環境計測 /宇宙天気 /地球磁気圏 (越石)	13:10	20 NICT宇宙環境研究の現状について	○石井 守 (NICT)
	13:30	20 NICTにおけるジオスペース環境予報	○長妻 努 (NICT)、坂口 歌織、齊藤 慎司
	13:50	20 高エネルギー電子放射線帯の長期予測モデル	○中村 雅夫 (大阪府立大)、米田 麻人、谷岡 俊彦、林 幹子、高田 拓、松岡 彩子、長井 嗣信
	14:10	20 シミュレーションはどこまで磁気圏変動を再現するか	○田中 高史 (九大)
	14:30	20 宇宙天気としての熱圏・電離圏変動の研究	○藤原 均 (成蹊大)、三好 勉信、陣英 克、品川 裕之、野澤 悟徳、小川 泰信、東尾 奈々
	14:50	15 休憩	
デブリ計測 ・モデリング (松本)	15:05	20 スペースデブリの発生とその対策	○加藤 明 (JAXA)
	15:25	20 微小デブリ観測システム/センサの検討	○泉山 卓 (㈱IHI)、樋川、大塚、松本 晴久、奥平 修
	15:45	20 PZT素子を利用したスペースデブリの微粒子成分の観測装置の研究	○小林 正規 (千葉工大)、宮地 孝、藤井 雅之、服部 貞季、岡田 長也
	16:05	15 休憩	
帯電・放電実験 (中村)	16:20	20 変動静電界による非接地金属体の単極電荷誘導と隣接金属体への放電事象について	○本田 昌實 (㈱インパルス物理研)
	16:40	20 カーボンナノチューブを用いた導電性複合材料の放電特性と放射電磁波	○大津 孝佳 (鈴鹿工業高専)、堂山 英之、小林 優作、今井 省吾、鷗坂 功一
	17:00	20 宇宙環境計測ミッション装置 (SEDA-AP) / プラズマモニタ (PLAM) の計測結果	○古賀 清一 (JAXA)、松本 晴久
	17:20	20 超小型衛星鳳龍式号の高電圧技術実証試験結果と不具合検証	○松本 直希 (九工大)、九州工業大学衛星開発プロジェクト、増井 博一、趙 孟佑

●18:00～20:00 懇親会

11月6日 (火)

●10:00～17:00 講演

各講演時間には質疑応答(5分)を含みます。

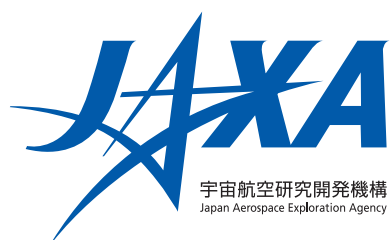
セッション(座長)	開始	[分]	講演タイトル	講演者(Q)・共著
宇宙環境 /関連分野 (東尾)	10:00	20	アニール効果を考慮した吸収線量計測について	○駒田大日(鹿児島大)、木本雄吾、越石英樹
	10:20	20	データ同化に基づく放射線帯モデルのパラメータ推定	○外山晴途(名大)、三好由純、塩川和夫、上野玄太、越石英樹、松本晴久
	10:40	20	日本での地磁気誘導電流の極端値評価の試み	○藤田茂(気象大)、源泰拓
	11:00	20	低地球軌道環境におけるFEP劣化に対する窒素分子寄与の可能性	○田川雅人(神戸大)、大藪高詩、安田茂、横田久美子
	11:20	10	休憩	
帯電計測技術 /材料物性 (三宅・古賀)	11:30	20	帯電位ワーストケース評価法の国際標準化	○豊田和弘(九工大)、五家建夫
	11:50	20	電子ビーム照射による帯電計測から宇宙機表面材料の物性評価について	○藤井治久(奈良工業高専)、奥村哲平、高橋真人
	12:10	20	電子線照射宇宙機絶縁材料の内部帯電および電気絶縁劣化評価	○菊池寛(京都市大)、谷貝健太、三宅弘晃、田中康寛
	12:30	120	昼休憩 / 研究実験室見学(13:30～)	
	14:30	20	ポリイミドフィルムの表面電位履歴に対する電子線緑の返し照射の影響	○佐藤正悟(京都市大)、渡邊力夫
	14:50	20	Electron Emission Yield Measurement of Polymers Induced by Electron and Photon	○烏江(九工大)、宮原信、豊田和弘、趙孟佑、鄭晔泉
	15:10	20	二次電子放出特性の解析	○渋谷一晃(京都市大)、長門拡、三宅弘晃、田中康寛、大平正道、奥村哲平、高橋真人
	15:30	20	光電子放出電流測定による宇宙機用絶縁材料帯電物性の解析	○野村和史(京都市大)、小保直也、三宅弘晃、田中康寛、大平正道、奥村哲平、高橋真人
	15:50	10	休憩	
	16:00	20	プロトン照射ポリイミドフィルムの絶縁劣化特性の評価	○内山龍(京都市大)、堀口皓平、王振、三宅弘晃、田中康寛
	16:20	20	宇宙機用太陽電池カバークラスのコーティング剤が帯電に与える影響	○東山直紀(京都市大)、渡邊力夫、三宅弘晃、高橋真人、奥村哲平
	16:40	20	MUSCAT用誘電率計測方法	○大平正道(JAXA)、奥村哲平、萩原洋介、藤井治久、高橋真人

●17:00～17:05 まとめ/閉会



2012 年 表紙の関連イベント

- 5/18 H-IIA 21 号機にてしずく (GCOM-W1)、SDS-4、鳳龍貳号など打ち上げ。
- 5/21 日本の広い範囲で金環日食が観測された。本州では 129 年ぶり。
- 7/15 星出宇宙飛行士の搭乗するソユーズ打ち上げ。およそ 4 ヶ月の滞在中には 3 回の船外活動も実施。
- 7/21 H-IIB 3 号機にて、こうのとり (HTV) 3 号機を打ち上げ。ポート共有実験装置 (MCE) などを ISS へ運ぶ。
- 9/14 こうのとり 3 号機が大気圏再突入。再突入データ収集装置 (i-Ball) が南太平洋に着水。
- 10/4-5 きぼうから 5 機の小型衛星 (RAIKO、WE WISH、FITSAT-1 など) を放出。
- 11/19 ソユーズにて星出宇宙飛行士らが帰還。



本印刷物は、グリーン購入法に基づく基本方針の判断基準を満たす紙を使用しています。
印刷はVOC(揮発性有機化合物)が少ない植物性大豆油インキを使用しています。

This document is provided by JAXA