

第15回 「宇宙環境シンポジウム」 講演論文集

Proceedings of the 15th Spacecraft Environment Symposium



2018年10月30日、31日
東北大学 青葉サイエンスホール

宇宙航空研究開発機構
研究開発部門 第一研究ユニット

Japan Aerospace Exploration Agency
Aerospace Research and Development Directorate
Unit 1

目次

太陽活動下降期における静止軌道 MeV 電子の長期変動	1
小原 隆博, 松本 晴久, 古賀 清一	
静止軌道磁場の変化に伴う 10MeV プロトンの異常増加	5
小原 隆博, 新田 就亮, 八代 誠司, 岡 光夫, 塩田 大幸, 一本 潔	
サブオーロラ帯における EMIC 波動と高エネルギー電子降下観測	11
平井 あすか, 土屋 史紀, 小原 隆博, 笠羽 康正, 加藤 雄人, 三澤 浩昭 塩川 和夫, 三好 由純, 栗田 怜, Martin Connors	
高エネルギー中性子・ガンマ線からみた太陽粒子加速についての一考察	17
村木 綏, 神谷 浩紀, 古賀 清一, 松本 晴久, 増田 智, 柴田 祥一	
太陽活動に伴う放射線帯粒子の長期変動	27
松本 晴久	
ISS 3D-CAD モデル及び PHITS を用いた JEM 船内の被ばく線量評価	31
後藤 亜希, 島崎 一紀, 佐藤 達彦	
みちびき初号機 footpoint のシベリア MAGDAS 近傍への長時間滞在を活用した、 磁気圏 FAC - 電離圏電流系の同時観測：統計解析	37
河野 英昭, 安倍松 侑太, 東尾 奈々, 越石 英樹, 松本 晴久 A. V. Moiseev, D. G. Baishev, 魚住 禎司, 阿部 修司, 吉川 顕正	
HTV 搭載スラスタによる電離層プラズマへの擾乱	43
奥村 哲平, 辻田 大輔, 小林 裕希, 葛西 徹, 大川 恭志, 岡本 博之	
ISS 材料劣化実験における原子状酸素フルーエンス計測法に関する一考察	51
田川 雅人, 藤本 友介, 大倉 僚太, 白川 遼, 井出 航, 横田 久美子 Kim K. de Groh, Bruce A. Banks	
帯電解析ソフトの計算結果を活用した衛星表面電位の瞬時推定手法	57
川内 諒太, 寺岡 毅, 中村 雅夫, 長妻 努, 石井 守	

大気吸入型イオンエンジン放電質内における ECR プラズマ生成の PIC 法を用いた数値解析	63
白川 遼, 臼井 英之, 三宅 洋平, 田川 雅人, 西山 和孝	
帯電緩和ビーム搭載科学衛星近傍の静電環境に関する粒子シミュレーション	67
岡崎 ほのか, 三宅 洋平, 臼井 英之	
逆電位アナライザーを用いたイオンスラストの逆流イオンによる 宇宙機表面材料損耗評価	75
服部 凌大, 永井 宏樹, 上野 一磨, 細田 聡史, 西山 和孝, 村中 崇信	
SPIS を用いた準天頂衛星みちびき初号機の表面帯電解析	81
前田 紘孝, 川内 諒太, 中村 雅夫, 古賀 清一, 松本 晴久	
極低温下において帯電したポリイミドフィルムの表面電位特性	87
渡邊 力夫	
電子ビームと紫外線を帯電手法とする太陽電池カバーガラスの 表面電位測定実験	93
佐々木 孝明, 豊田 和弘, 趙 孟佑, 大久保 充, 関 一義	
太陽電池パドル上で発生する沿面放電の放電電流経路	99
豊田 和弘	
周辺プラズマ環境が高電圧太陽電池上で発生する 一次放電に与える影響	103
福田 大, 豊田 和弘, 趙 孟佑	
帯放電に伴うノイズ伝搬とその影響	109
木之田 博, 二木 康徳, 佐々木 雄一, 中本 藤之, 趙 孟佑, 豊田 和弘	
孤立金属体の誘導帯電と微小ギャップにおける多重回放電について	117
本田 昌實	

テスト粒子シミュレーションによる月面磁気異常上空での プラズマ速度分布関数解析	121
伊藤 圭佑, 臼井 英之, 三宅 洋平	
衛星帯電評価に用いる磁気圏リアルタイムシミュレータ	127
久保田 康文, 中溝 葵, 坂口 歌織, 田 光江, 久保 勇樹 長妻 努, 東尾 奈々, 田中 高史	
軽量高精度カーボン鏡の長期宇宙曝露実験 (CAGOME) – 飛行後試料の評価 (中間報告) –	131
西堀 俊幸, 神谷 友裕, 石田 良平, 真鍋 武嗣, 石村 康生, 永井 康史 落合 啓, 菊池 健一, 中村 信幸, 中村 和行, 村瀬 允弘, 宮崎 謙一 宗村 和治, 久米 将実, 原 憲一, 松本 隆之	
陽子線照射フッ素系絶縁材料の分子構造解析	143
千葉 潮, 榎 海星, 三宅 弘晃, 田中 康寛	
電子線照射したフッ素系絶縁材料における空間電荷蓄積特性	149
久保 亘平, 吉田 周吾, 三宅 弘晃, 田中 康寛	
紫外線による高分子材料の劣化予測技術に関する研究	155
行松 和輝, 森 一之, 山根 祥吾, 大石 晃広, 中村 清香, 陳 亮 萩原 英昭, 水門 潤治, 佐藤 浩昭	

太陽活動下降期における静止軌道 MeV 電子の長期変動

小原 隆博 (東北大), 松本 晴久 (JAXA), 古賀 清一 (JAXA)

概要

JAXA 静止軌道衛星による MeV 電子の観測から、静止軌道 MeV 電子の増加は春季においては toward セクターで、秋季では away セクターで顕著であった。これは、Russell-McPherron 効果として知られている事実と符合する。さらに、前太陽活動サイクルに於いて、静止軌道 MeV 電子フラックスは、2009 年 12 月に最低値を (ほぼゼロ) を示した。この時、磁気活動の大きさを示す aa 指数は最小値を示した。以上の 2 点は、静止軌道 MeV 電子増加が、サブストームの発生と強い関係がある事を示している。

1. はじめに

静止軌道衛星にとっては、高エネルギー(MeV)電子は、衛星内部帯電を引き起こし、衛星故障に至らせる危険な対象である (小原, 2011)。本論文では、MeV 電子の異常な増加について JAXA 衛星の観測を基に、これまでの研究結果を確認する。

太陽活動が下降する時期(declining phase)の特徴として、太陽風速度の増加がある。1970 年代の終わりに、Paulikas and Blake(1979)は、静止軌道の MeV 電子フラックスが、高速太陽風の到来によって増加することを見出した。さらに、Paulikas and Blake(1979)は、電子の増加が、太陽風磁場のセクター構造と良い対応があることも見出し、Russell-McPherron 効果 (Russell and McPherron, 1973) が作用していると推測した。この予測を実証したのが Nagai(1988) で、MeV 電子フラックスは、春には toward sector で、秋には away sector で有意に増加することを示した。

この事から考えると、MeV 電子の増加は、サブストーム活動と密接にかかわっていると思われるが、McPherron et al. (2009)は、1989 年から 2000 年代初頭までの 10 年以上の観測データを用いて、この推測を実証した。

本論文の目的は、MeV 電子の異常な増加について JAXA 衛星の観測を基に、これまでの研究結果を確認することであるが、サブストームとの対応があるとなれば、静止軌道 MeV 電子フラックスは、aa インデックスに追従する筈である。磁気活動度極小と MeV 電子を比較することで、上記の説を確認する。

2. ETS-V 観測に静止軌道 MeV 電子観測

最初に、JAXA が 1989 年に打ち上げて、1997 年まで運用した技術試験衛星 ETS-V (きく 5 号) に搭載された放射線計測器による MeV 電子観測について述べる。

衛星が打ち上げられた 1989 年は、太陽活動が最も活発な年で、北海道でもオーロラが観測された。その後、太陽活動は低下を続け、黒点数や F10.7 の値は、1996 年末には最低値になっている。地磁気活動の最低は、1997 年になってからで、黒点など太陽表面活動の最低から約 1 年の遅れが識別された。

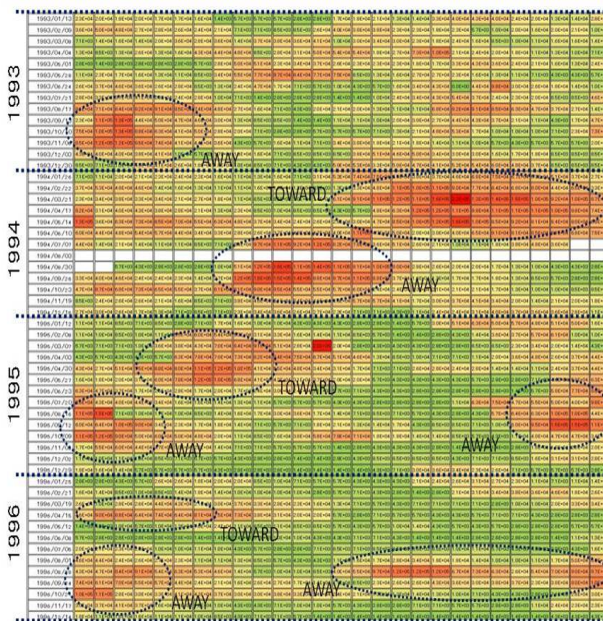


図 1: ETS-V が観測した MeV 電子フラックス。図中、red>10⁶ (cm⁻²sr⁻¹sec⁻¹), 10⁶> yellow>4x10⁵, 4x10⁵> green の表示になっている。

図 1 は、MeV 電子の時間変化を示す。横軸は日にちで、27 日分を左から右へ、プロットしている。27 日で折り返して、下の行に、左から右へ 27 日分、同じようにプロットしている。縦軸は上から下へ、月が進む。年ごとに囲んでいるが、各年の左上隅が 1 月 1 日、右下隅が 12 月 31 日である。フラックスが高い時期

を red でしめすが、季節的は、春と秋にフラックスが高い事が、図 1 から判明する。

この図の red の時間の太陽風磁場の polarity を調べた結果を、図中に書き加えている。MeV 電子の増加は、例外なく、春は toward, 秋は away であった。これは、Mcpherron et al. (2009) に代表される過去の結果と一致する。

3. DRTS 観測による静止軌道 MeV 電子観測

次に、JAXA が、2002 年に静止軌道に打ち上げた DRST 衛星に搭載された放射線計測器による MeV 電子観測について述べる。

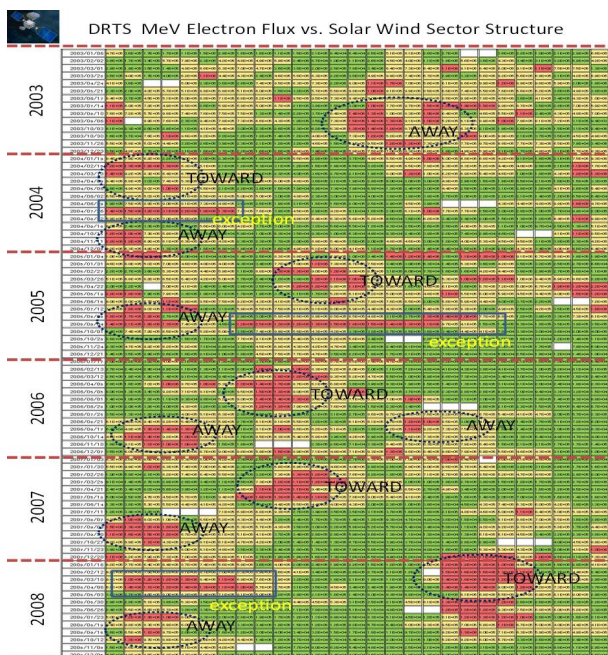


図 2: DRTS が観測した MeV 電子フラックス。図中、red > 10^6 ($\text{cm}^{-2}\text{sr}^{-1}\text{sec}^{-1}$), $10^6 >$ yellow > 4×10^5 , $4 \times 10^5 >$ green の表示になっている。

DRTS 衛星が打ち上げられた 2002 年は、太陽活動が徐々に低下していく下降期であった。この下降傾向は、2009 年までの非常に長期間に亘り続いたが、図 2 には、太陽活動が極小になった 2008 年までの DRTS 衛星の観測データを示している。

ETS-V 衛星と同じく、春と秋の時期に、MeV 電子フラックスが高い事が、図 2 からわかる。この図の中に、red の期間の太陽風磁場の polarity を書き加えている。MeV 電子の増加は、春は toward, 秋は away であった。これも、ETS-V の結果と同じである。

4. 静止軌道 MeV 電子フラックスの季節変化

ETS-V, DRTS 衛星の観測した MeV 電子フラックスの季節変化を、図 3,4 にしめす。ETS-V, DRTS とともに、日本上空の静止軌道において観測を行っているが、その磁気緯度は、南緯 9 度~10 度である。



図 3: ETS-V が観測した MeV 電子フラックスの季節変化。3月と8月に MeV 電子のピークが確認される。

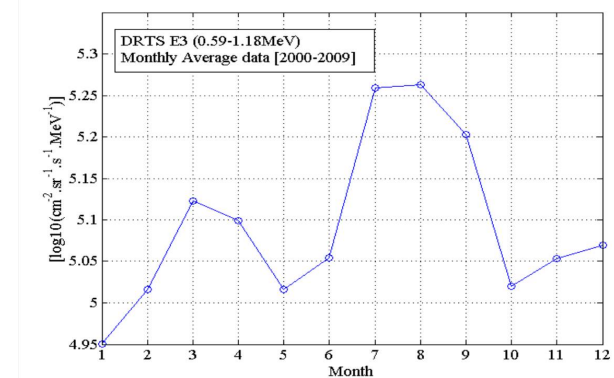


図 4: DRST が観測した MeV 電子フラックスの季節変化。3月と8月に MeV 電子のピークが確認される。

図 3,4 から、MeV 電子フラックスが、3月と8月月に多いことが分かる。Mcpherron et al. (2009) によれば、太陽風磁場はアルキメデススパイラル構造を持っているので、地球の磁極の傾きを Z 軸とした時に、太陽風磁場のアルキメデススパイラル方向を向いた成分が、Z 軸に最も大きな投影成分を持つのは、2 月頃と 8 月頃になる。よって、図 3,4 の結果は、Russell-McPherron 効果を反映するものである。

5. 前太陽周期における静止軌道 MeV 電子フラックスの最小時期

DRTS 衛星による MeV 電子観測の結果を、2008 年から 2010 年について、時系列で見ていく。図 5 (a), (b), (c) に結果を示す。

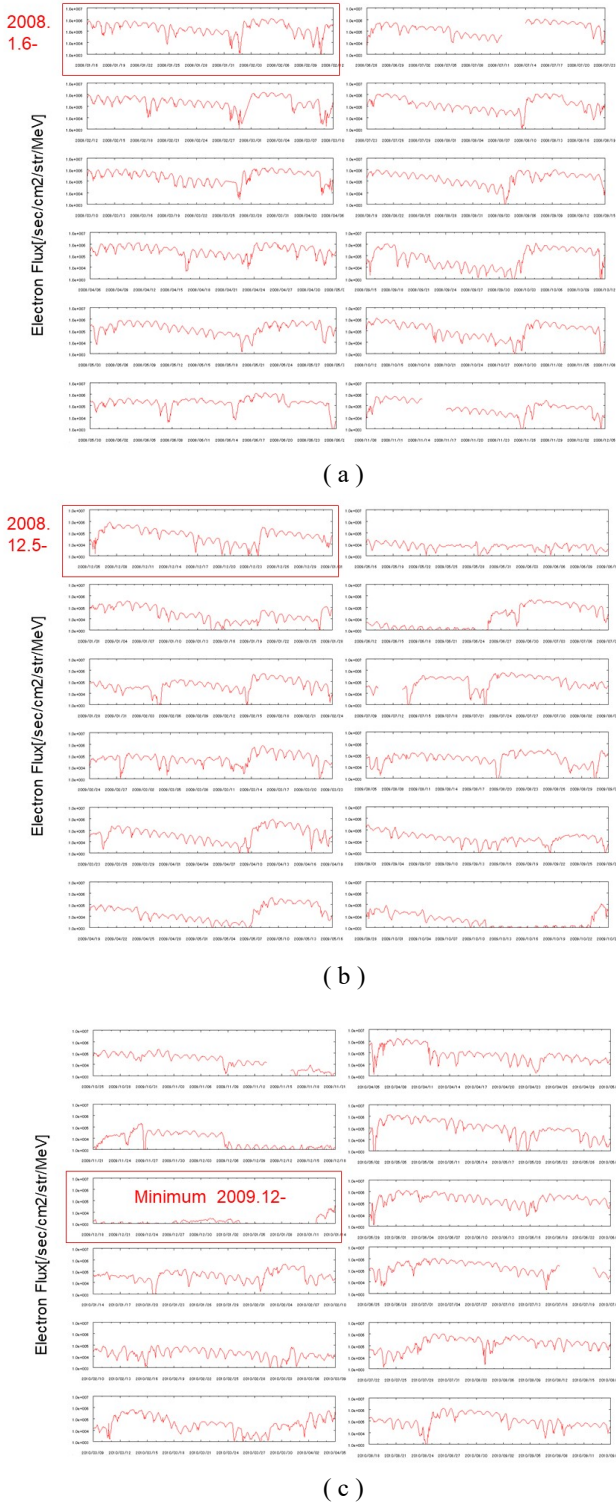


図 5: (a) 2008.1.6- 2008.12.4, (b) 2008.12.5-2009.10.24, (c) 2009.10.25- 2010.9.24 期間の DRTS による MeV 電子フラックスの変化

図 5 (a), (b), (c) は共に、左上から下に時間が進み、右上に戻って、さらに下に時間が進んでいく。それぞれのパネルの横軸は時間で、27 日をカバーしている。MeV 電子フラックスの高い時期が、27 日の中に、1 回

もしくは 2 回見出される。高速太陽風が到来した時期に対応している。

注目したい事は、(b) の後半から MeV 電子フラックスの低下が顕著で、(c) の左、上から 3 つ目のパネルにあるように、2009 年 12 月は、ほとんど MeV 電子フラックスが存在していない。よって、2009 年 12 月が、MeV 電子フラックスの極小だったと言える。

6. 地磁気活動指数の最小時期

2009 年 12 月が、DRTS 衛星による MeV 電子フラックスの極小時期であったことから、地磁気活動との対応を調べた。aa 指数を図 6 に示す。

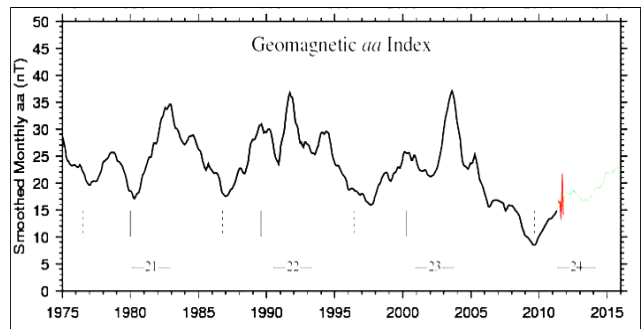


図 6: 地磁気活動を示す aa 指数の過去 30 数年の推移。2009 年 12 月がこの期間の最小であることがわかる。

図 6 から、2009 年 12 月がこの期間の最小であることがわかる。2009 年は、<http://omniweb.gsfc.nasa.gov/>によれば、太陽風速は極端に遅く(~300km/sec)太陽風磁場強度も極端に小さい(~3nT)ことが特徴であった。このような太陽風状況であったので、aa 指数も、非常に小さな値をとったと思われる。

7. まとめと考察

静止軌道 MeV 電子の増加が春と秋に大きい事は、Russel-McPherron 効果によって発生したサブストームによって、種の電子が加速されたとする 2 段加速説(Obara et al., 2000, 2001) と矛盾しない。これは、サブストームで尾部から注入された~30keV の種電子が、同じく注入された数 keV の電子が発生させた VLF 波動によって MeV まで加速されることを主張する説である。VLF 波動の同時観測は、ETS-V, DRTS では行われておらず、GOES 衛星でもなされていない。しかし、Akebono 衛星などによる波動観測の結果は、イベント解析ではあるが、VLF 波動の発生と MeV 電子の生成を示している(Kasahara et al., 2009)。よって、ETS-V,

DRTS 衛星による観測結果を、他の衛星による VLF 観測結果と統計的に比べる作業を、今後行っていく。

サブストーム活動が全く起こらない状況では、MeV 電子増加が発生しないことを示す目的で、MeV 電子フラックスの極小を調べたところ、2009 年 12 月が、その候補月となった。さらに、この月が太陽活動極小期にある事から、太陽風状況を見たところ、太陽風速は極端に遅く(~300km/sec)太陽風磁場強度も極端に小さい(~3nT)ことがわかった。当然のことではあるが、サブストーム活動も顕著なものは無かった。この観測事実も、サブストームによって発生した VLF 波動が原因となって、MeV 電子を生成させるシナリオと矛盾しない。

なぜ、aa 指数の最小が、太陽黒点数および F10.7 フラックスの最小から 1 年程度遅れるかについては、適切な説明は、まだ無い。上記の傾向は、前太陽周期、前々太陽周期でも顕著であり、広く認められる傾向のようである。

以上、太陽活動下降期における静止軌道 MeV 電子変動の特徴を述べたが、MeV 電子発生 of 物理にとどまらず、太陽風磁場強度の変化にも話が及んだ。今後、総合的に追加研究を行っていく。

【参考文献】

Kasahara, Y., Y.Miyoshi, Y.Omura, O.P. Verkhoglyadova, I.Nagano, I.Kimura, and B.T. Tsurutani, Simultaneous Satellite Observations of VLF Chorus, Hot and Relativistic Electrons in a Magnetic Storm “Recovery” Phase, *Geophys. Res. Lett.*, 36(L01106), doi:10.1029/2008GL03, 2009

McPherron, R.L., D.N.Baker, N.U.Crooker, Role of the Russell–McPherron effect in the acceleration of relativistic electrons, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 71, 1032–1044, 2009

Nagai, T., “Space weather forecast”: prediction of relativistic electron intensity at synchronous orbit. *Geophys. Res. Lett.* 15 (5), 425–428, 1988

Obara, T., T.Nagatsuma, M.Den, Y.Miyoshi and A.Morioka, Main-phase Creation of “Seed” Electrons in the Outer Radiation Belt, *Earth Planets Space*, 52, 41, 2000

Obara, T., Y. Miyoshi and A. Morioka, Large Enhancement of the Outer Belt Electrons during Magnetic Storm, *Earth Planets Space*, 53, 1163, 2001

Russell, C.T. and R.L. McPherron, Semiannual variation of geomagnetic activity, *JGR-Space Physics*, Vol.78, 1, 92-108, doi.org/10.1029/JA078i001p00092, 1973

Paulikas, G. A., and J. B. Blake, Effects of the solar wind on magnetospheric dynamics: Energetic electrons at the synchronous orbit, in *Quantitative Modeling of Magnetospheric Processes*, AGU Geophys. Monogr. Ser., vol. 21, pp. 180–202, 1979

小原隆博, 第 1 章 宇宙環境被害と宇宙天気, 総説 宇宙天気, 京都大学出版会, p.1-28, 2011

静止軌道磁場の変化に伴う 10MeV プロトンの異常増加

小原 隆博 (東北大), 新田 就亮 (ロッキード), 八代 誠司 (カトリック大)
岡 光夫 (UC バークレー), 塩田 大幸 (情通機構), 一本 潔 (京都大)

概要

静止軌道での磁場の引き伸ばし(thinning)に伴い, 10MeV プロトンのフラックスが急激に増加した例が見つかった。磁気圏外・太陽風中では対応する 10MeV プロトンの更なる増大が見られなかった事から, 10MeV プロトンの増加は, 磁気圏内部のダイナミクスが関与した事になる。10MeV プロトンを観測した GOES13/15 衛星の地方時は夕方で, プロトンの増加は, 磁場引き伸ばし(thinning)の開始から始まった。同じく GOES 衛星で計測している 2MeV 電子のフラックスは, 磁場引き伸ばし(thinning)の開始で減少し, その後の双極子化(depolarization)で増加したが, 10MeV プロトンは, 双極子化(depolarization)では減少せずに, フラックスを維持した。一方, 朝側の地方時に位置していた DRTS 衛星でも, 同じタイミングで 10MeV プロトンの増加を観測した。

GOES13/15 及び DRTS 衛星位置での 10MeV プロトン増加に先立つこと 3 時間前, 太陽風衝撃波が地球磁気圏に到達した。この時, DRTS 衛星は 1~5MeV の太陽プロトンの増加を観測した。これらの 1~5MeV プロトンは, その後, 半日に亘って静止軌道位置に存在していた。10MeV プロトンも, 衝撃波の到来によって磁気圏に侵入したと考えられるが, エネルギーが大きい事から, 静止軌道位置には達せずに周辺に存在していた。そして, 磁場の引き伸ばし(thinning) が起きたことによって, 10MeV プロトンが静止軌道位置まで到達できたと考えると, 現象の説明は出来そうである。

1. はじめに

太陽起源の放射線粒子である太陽プロトンは, 現在では, かなりの割合で CME (コロナ質量放出) に伴う衝撃波で生成されると考えられている(Shimazu and Tanaka, 2005 and references therein)。これらのプロトンは, 非常にしばしば地球の静止軌道衛星位置まで到達し, 衛星異常を引き起こすなど, 宇宙の安全な活動維持に支障を起こしている(小原, 2010, 2011)。

太陽プロトンの地球磁気圏への侵入を考えると, 50MeV 以上のプロトンはサイクロトロン半径が大きいので, 磁気圏の影響を受けない。一方, 100keV から 10MeV のプロトンは, 磁気圏の影響を受ける(Shimazu and Takana, 2005)。よって, CME 到来やサブストーム発生など, 磁気圏の磁場形状が大きく変化するとき, 1~10MeV プロトンの挙動を調べる事は, 磁気圏磁場変化とプロトンダイナミクスの関係を調べる上で, 意義ある取り組みである。

本研究は, 2011 年 6 月 4~5 日のイベントを題材に, 静止軌道での 10MeV プロトンの増加について解析したものである。このイベントの発生は, 磁気嵐主相(main phase)にあたり, 10MeV プロトンの増加は, サブストームの発生と密接な関係があった。こうした例を, 最近の GOES データで探したが, 同様の例は見出せなかった。非常に稀有ではあるが興味深いイベントなので, 以下に報告する。

2. 2011 年 6 月 4 - 5 日イベントの背景

下図 1 に, 2011 年 6 月 4 日から 6 日にかけての宇宙環境の状況を示す。

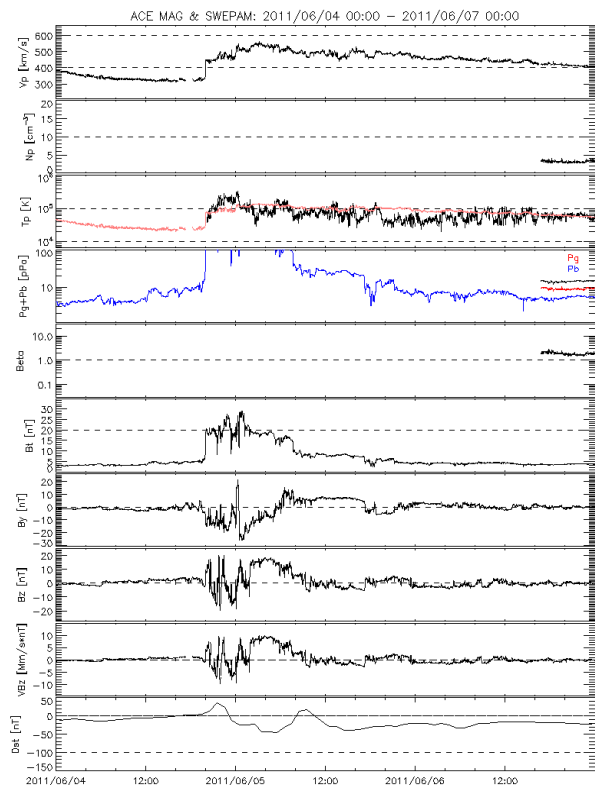


図 1: 2011 年 6 月 4 日から 6 日にかけての宇宙環境の状況

2011年6月4日20時UTに、L1位置にいたACE衛星は、太陽風衝撃波を観測した。この衝撃波が21時UTに地球に到達し、磁気嵐の初相が始まった。図1の最下のパネルにDst指数が示されているが、ダブルピークを持つ磁気嵐で、嵐は6日まで続いた。

この磁気嵐を起こしたCMEを図2に縦線で示した。CMEは、6月4日6時48分に発生した。発生位置がN16W144、CMEのスピードは1400km/sと識別された。STEREO-Aは、W94に位置していたので、時間遅れ少なく、10MeVプロトンを観測した。STEREO-Bは、E93にいたため、10MeVプロトンの増加は、1日以上先で、しかも増加は些少であった。地球の静止軌道上のGOES衛星は、翌6月5日に入ってから、プロトンの

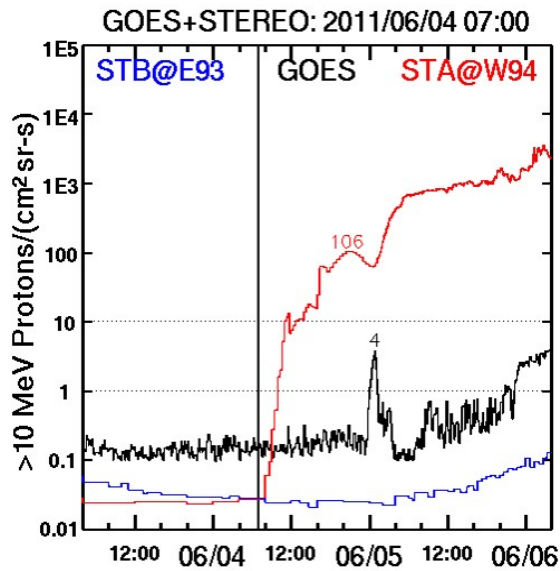


図2: 2011年6月4~5日の10MeVプロトンの状況

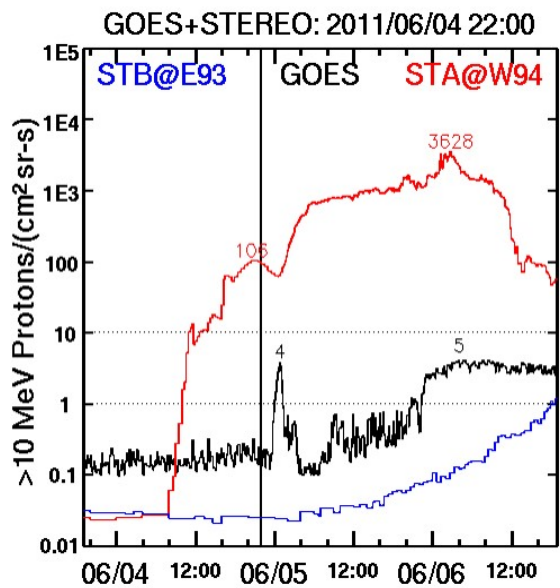


図3: 2011年6月4~5日の10MeVプロトンの状況

増加を観測した。GOES衛星が観測したプロトンフラックスの値は、 $4 /(\text{cm}^2 \text{sec sr})$ であった。このプロトンの増加が本論文で主題である。

引き続き、CMEが6月4日22時05分に発生した。その様子を図3に示す。CME発生位置はN16W153、CMEスピードは2425km/sと識別された。STEREO-AはW94に位置していたので、時間遅れ少なく更なる10MeVプロトンの増加を観測した。STEREO-Bは、特段の影響を受けなかった。

3. 10MeVプロトン増加イベント (GOES観測)

本論文で扱うイベントを図4に示す。GOES衛星での10MeVプロトンの増加が、6月5日00時UTに確認されている。同じ時間、L1地点にいたSOHO衛星は、SEPは観測したものの特段大きな値ではなかった。このことから、GOES衛星が観測した10MeVプロトンの異常増加は、磁気圏由来のプロトンのものであると思われる。

更に、GOES, SOHO衛星が共に、6月5日8時UTからプロトンの増加を観測している。図3に示した6月4日22時05分発生のCMEがもたらしたプロトンを、8時UTからGOES, SOHOが観測したと思われる。

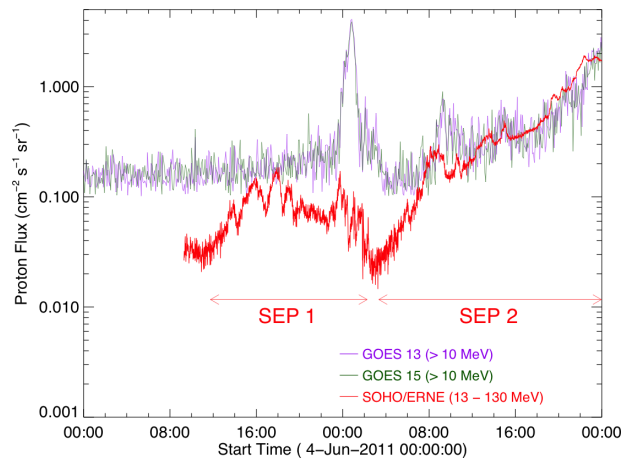


図4: GOESとSOHOの10MeVプロトンの観測結果

図5にGOES衛星の観測データを示す。図は上から、10MeVプロトンのフラックス、磁場の地球向き成分、そして磁場の東向き成分である。6月5日0時UTから、磁場の西向き成分と地球向き成分が増大している。GOES衛星は、この時、夕方の地方時にいたことから、磁場の夜側への引き伸ばし(thinning)が始まったことが分かる。磁場のこの大きな変化に伴って、10MeVプロトンフラックスの増大が確認されている。

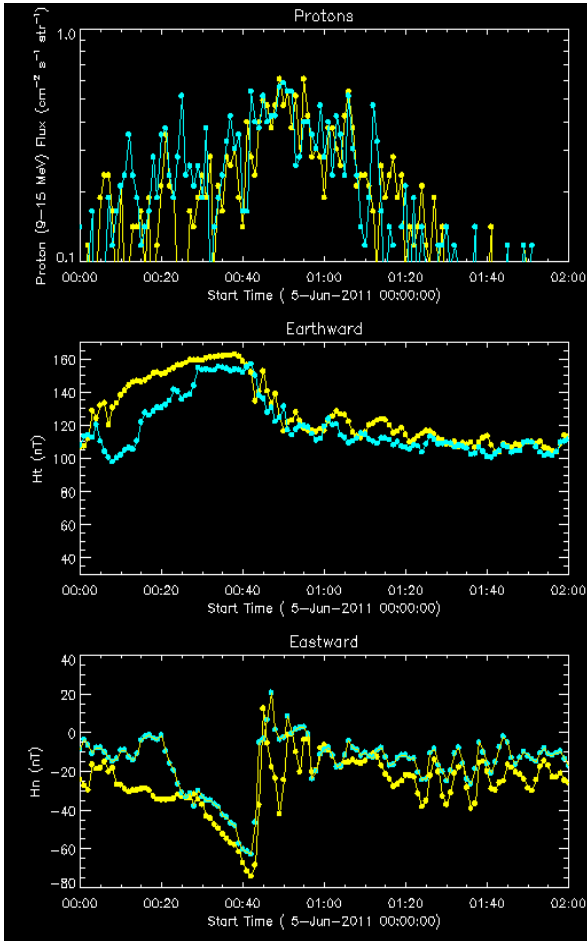


図5: GOES 衛星が観測した 10MeV プロトンフラックスと磁場の変動

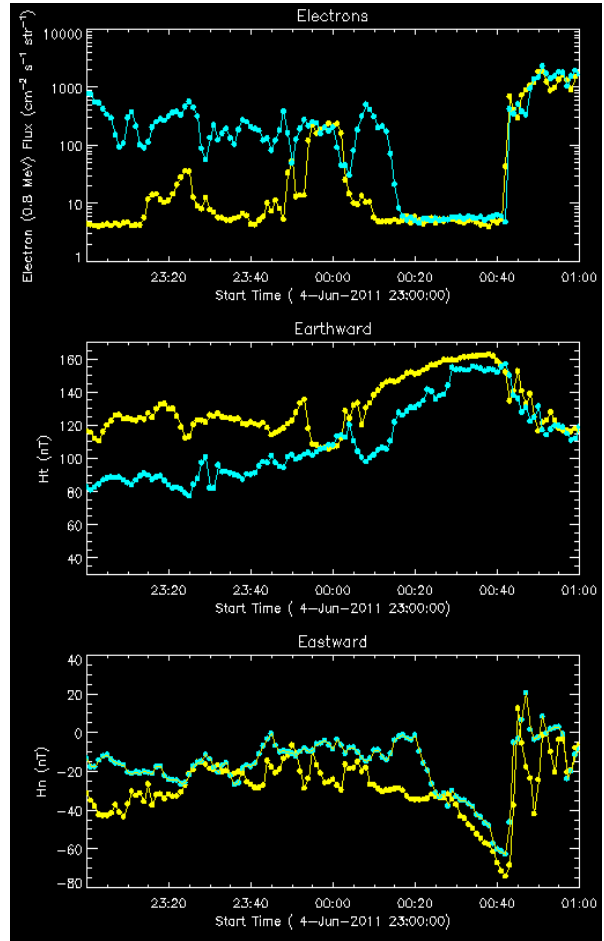


図6: GOES 衛星が観測した 2MeV 電子フラックスと磁場の変動

伸ばされて磁場は、0 時 40 分過ぎに元の状態に戻った。双極化(depolarization)が起こったのである。注目したい事は、10MeV プロトンフラックスの増大が、その後、1 時 30 分ごろまで継続している事である。

比較する目的で、2MeV 電子フラックス観測データを図 6 に示す。電子フラックスの減少は、磁場の引き伸ばし(thinning) から始まっていた。図中、黄色のプロットが GOES13 (75W)を、水色のプロットが GOES15 (135W)を示す。GOES13 の地方時は 6 時頃、GOES15 の地方時は 10 時ごろである。電子フラックスの減少が 6 時から 10 時へと伝わっていったことが分かる。これは、磁場の thinning が GOES13 の方が先行していたことと符合する。

図 6 の 0 時 40 分を注目すると、2MeV 電子のフラックスが GOES13, GOES15 とともに、元のレベルに戻っていた。10MeV プロトンが thinning の開始で増加したと対照的に、2MeV 電子は減少した。プロトンと電子の挙動のこのような違いが、物理メカニズムを考える際、重要なヒントになるので注目したい。

4. 10MeV プロトン増加イベント (DRTS 観測)

GOES 衛星が 10MeV プロトン増加を観測していた時、JAXA の DRTS 衛星は日本上空でプロトンの観測を行っていた。その結果を、図 7 と図 8 に示す。図中、CH4 (赤色) は 1.42-1.96MeV の、CH8 (青色) は 3.7-4.93MeV の、CH11 (緑色) は 8.02-18.34MeV の、そして、CH13 (水色) は 22.29-45.39MeV のエネルギー範囲を示す。

図 8 において 6 月 5 日 0 時過ぎから、CH11 (緑色) のプロトンフラックスが増加した。DRTS でのプロトンの増加は、GOES と同じく 1 時 30 分過ぎまで継続した。DRTS は朝側の地方時に位置していたが、10MeV プロトンの増加のタイミングは、GOES と同じであった。DRTS データのプロトンフラックスの単位は微分フラックスであるので、GOES の観測値と比べてるためには、CH11(8.02-18.34MeV)の値に 10.32 を乗ずる必要がある。この操作を行なうと、GOES と同じく $4 \text{ cm}^{-2}\text{st}^{-1}\text{sec}^{-1}$ となる。よって、同じ大きさの現象を、異なった地方時で観測した事になる。

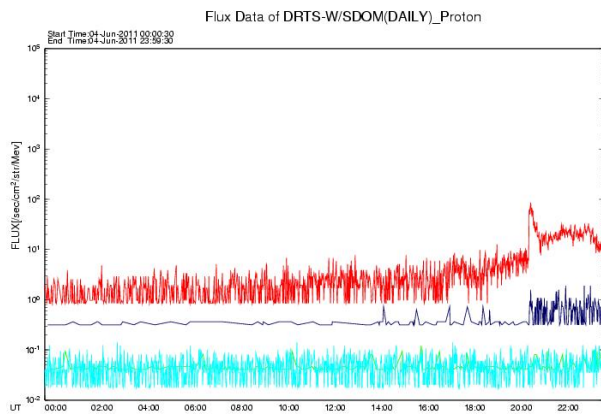


図 7: DRTS が観測した 2011 年 6 月 4 日のプロトンの変動

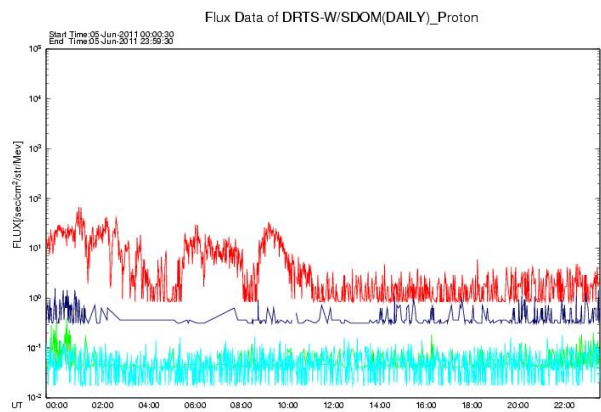


図 8: DRTS が観測した 2011 年 6 月 5 日のプロトンの変動

GOES13/15 衛星及び DRTS 衛星位置での 10MeV プロトン増加に先立つこと 3 時間前(6 月 4 日 21 時頃)、太陽風衝撃波が地球磁気圏に到達した。この時、DRTS 衛星は、図 7 に示すように、1~5MeV のプロトンの増加を観測した。さらに、図 8 に示すように、3.7-4.93MeV のプロトンは、6 月 5 日 1 時ごろに値を下げたが、1.42-1.96MeV のプロトンは、6 月 5 日 11 時頃まで高い値を維持した。

5. 考察

2011 年 6 月 4 日 21 時に地球を襲った CME 衝撃波は、DRTS 衛星の観測 (図 7, 8) から明らかなように、地球磁気圏に 1~数 MeV のプロトンを注入した。一方、10MeV プロトンについては、SOHO での増加が認められなかったことから、CME が地球磁気圏に衝突したタイミングで、磁気圏界面で発生したものと考えている。事実、CME の磁場強度は ACE 衛星位置(L1)で、20nT を超えており、このような非常に磁場の強い CME が地球磁気圏に衝突した場合、ショックドリ

フト加速を起こす可能性を Shimazu and Tanaka (2005) が指摘している。この説明によれば、生成した 10MeV プロトンは地球磁場の影響を受けながら磁気圏中に侵入できることになる。

電子とプロトンのフラックスの変化を説明するモデルを考えた。

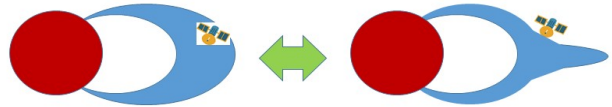


図 9: 磁場の通常状態 (左) と thinning が起きている状態 (右) の模式的図

図 9 中に放射線外帯を青いハッチで示している。放射線帯外帯には、MeV 電子が多く存在している。GOES 衛星及び DRTS 衛星は、通常の状態では放射線帯の外縁を飛行している。

磁場の引き伸ばし(thinning)が発生すると、GOES 及び DRTS 衛星は、放射線帯外帯から相対的に押し出された形になり (図 9 右)、そこでの 2MeV 電子のフラックスが激減する。この過程が、6 月 5 日 0 時 10 分から 0 時 40 分にかけて起こっている。

0 時 40 分に、磁場の双極子化 (depolarization) が起こると、図 9 (左) の状態になる。この時、衛星近傍の 2MeV 電子のフラックスが元の状態に戻る。電子の変化は、図 9 に示したシナリオで理解され、これは、これまでの指摘と符合する (Friedel, Reeves and Obara, 2002)。

次にプロトンについて考える。10MeV プロトンも、衝撃波の到来によって、磁気圏に侵入したと考えられるが、エネルギーが大きいことから、静止軌道位置には達せず、静止軌道以遠に存在していた。そこに、磁場の引き伸ばし(thinning) が起きたことで、GOES 衛星、DRTS 衛星は、それまで静止軌道以遠にあったプロトンを観測できる事になった。言い換えれば、磁場 thinning によって、10MeV プロトンが静止軌道位置まで到達できたと言える。

6. まとめ

静止軌道での磁場の引き伸ばし(thinning) に伴い、10MeV プロトンのフラックスが急激に増加した例が GOES 衛星及び DRTS 衛星で見つかった。GOES 衛星が観測した MeV 電子及び磁場の変化を総合して考えると、磁場の引き伸ばし(thinning)によって、それまで静止軌道位置以遠にあった 10MeV プロトンが静止軌道位置まで到達したと考えられる。

GOES 及び DRTS が観測した 10MeV プロトンの起源としては、10MeV プロトンの更なる増加が太陽風中では無かった事から、CME 衝撃波が磁気圏境界面で 10MeV プロトンを生成した可能性がある。このことを確認するために、静止軌道以遠の衛星データを調査する必要があるので、今後、進めていく。

一方、解析を行なった 2011 年 6 月 5 日の例は、静止軌道の磁場強度は非常に大きい事が特筆されると共に、発生したサブストームも大規模であった。磁気嵐主相中に発生したサブストームでもあることから、磁気圏尾部での 10MeV プロトンのその場加速も考えられる。他の衛星のデータを詳しく解析する事で、この特異な現象の解明へと繋げていく予定である。

【謝辞】

本研究は、新学術領域「太陽地球圏環境予測：我々が生きる宇宙の理解とその変動に対応する社会基盤の形成(PSTEP)」研究事業の一環で 2018 年 8 月に開催された SEP に関する共同解析ワークショップ(PSTEP SEP CDAW)にて、第 2 グループのイベント解析として研究が開始された。PSTEP の代表の草野教授並びに PSTEP SEP CDAW 関係各位に感謝いたします。

2011 年 6 月の DRTS 衛星データは、JAXA 松本主幹、古賀主任から見せて頂いた。感謝いたします。

【参考文献】

Friedel, R.H.W, G.D.Reeves, and T.Obara, Relativistic electron dynamics in the inner magnetosphere - a review, JASTP, 64, 265-282, 2002

Shimazu, H., and T.Tanaka, Simulation of entry of shock-drift-accelerated solar energetic protons into the Magnetosphere, JGR, Vol.110, A10105, doi:10.1029/2004JA010997, 2005

小原隆博, 第 9 章 宇宙空間と人間, 太陽地球系科学, 京都大学出版会, p.193-209, 2010

小原隆博, 第 1 章 宇宙環境被害と宇宙天気, 総説 宇宙天気, 京都大学出版会, p.1-28, 2011

サブオーロラ帯における EMIC 波動と 高エネルギー電子降下観測

平井 あすか[1], 土屋 史紀[1], 小原 隆博[1], 笠羽 康正[1], 加藤 雄人[1], 三澤 浩昭[1],
塩川 和夫[2], 三好 由純[2], 栗田 怜[2], Martin Connors[3]

[1]東北大学, [2]名古屋大学 宇宙地球環境研究所, [3]アサバスカ大学

放射線帯外帯の相対論的電子は、磁気圏内で発生するプラズマ波動との相互作用により散乱され地球大気に降下する。この過程は、磁気嵐の主相における外帯消失の要因の一つと考えられており、降下した相対論的電子は、国際宇宙ステーションや低軌道衛星への悪影響、下部電離圏での電子密度増加に伴う通信障害を引き起こし得る。本研究では、放射線帯の相対論的電子を降下消失させる電磁イオンサイクロトロン (EMIC) 波動に着目した。電子降下は、VLF/LF 帯の人工電波を用いて観測した。地上と電離圏下端の間を長距離伝搬する電波の信号は、電子降下に伴う電離圏 D 領域高度での局所的な擾乱により振幅・位相変調をうける。本研究では、複合地上観測により、2017 年 3 月 27 日の磁気嵐主相時の EMIC 波動とそれに伴う相対論的電子降下の時空間対応を調べた。その結果、数 10 秒から数分の時間スケールで変化する EMIC 波動強度の増大時に、相対論的電子が散乱され大気に降下消失することが明らかとなった。

1. はじめに

1.1 放射線帯

地球の静止軌道の内側には、数 100keV から MeV 帯の荷電粒子が磁場に捕捉された放射線帯が存在する。電子放射線帯はフラックスの少ないスロット領域を挟み、内帯と外帯の 2 重構造を形成している。地球中心から約 4-5 Re に存在する外帯は、磁気嵐主相時に電子フラックスが大きく減少し、その後徐々に再形成されることが知られている。放射線帯電子は人工衛星障害を引き起こしうするため、放射線帯変動の理解と予測は宇宙天気研究の重要課題となっている。

放射線帯は電子の加速と消失機構のバランスで決まるため、両方の機構を解明する必要がある。消失の原因として、断熱効果による見かけ上の消失、磁気圏外への流出、そして波動粒子相互作用による大気への降下消失が考えられる。大気への降下消失を引き起こすプラズマ波動の候補としては、ホイッスラーモードコーラス波動と電磁イオンサイクロトロン (EMIC) 波動が挙げられる。

1.2 電磁イオンサイクロトロン波動

EMIC 波動は、磁気圏尾部から注入された温度異方性を持つリングカレントイオンによって磁気赤道面で励起するプラズマ波動

である(Cornwall, 1965; Cornwall et al., 1970; Erlandson and Ukhorskiy, 2001; Kennel and Petschek, 1966)。EMIC 波動は磁力線に対して平行か斜めに伝搬し、地上では Pc1 地磁気脈動として観測される。

EMIC 波動は放射線帯電子のピッチ角を散乱し、大気に降下させることができることから、放射線帯外帯電子の消失に寄与すると考えられている。これまでに、低軌道衛星、低周波電波観測や X 線観測から EMIC 波動によって引き起こされた高エネルギー電子降下が報告されている(e.g. Miyoshi et al., 2008; Millan et al., 2002)。

EMIC 波動によって数 10 keV のイオンもピッチ角散乱を受け大気に降下する。孤立プロトンオーロラは EMIC 波動で散乱された降下プロトンによって発生し、磁気圏の EMIC 波動と粒子の相互作用領域の投影である。Nomura et al. (2016) と Ozaki et al. (2016) では、Pc1 地磁気脈動と孤立プロトンオーロラの脈動の時間変化に一対一対応があることが報告されている。これらは EMIC トリガードエミッションによるプロトンの非線形ピッチ角散乱を示唆している。Ozaki et al. (2018) は孤立プロトンオーロラの中に 1 Hz の輝度変調を同定し、これは非線形相互作用の重要性を示している。

1.3 研究目的

EMIC 波動と相対論的電子降下の間の一対一の時間変化対応についてはまだ報告されていない。理論研究では、ライジングトーン構造をもつ EMIC 波動が電磁波動ポテンシャルによる非線形なトラッピングのために、相対論的電子が効率的に散乱されることが示されている (Omura and Zhao, 2013)。

本研究では、複数の地上観測装置を用いることによって、相対論的電子降下とライジングトーンをもつ EMIC 波動の対応関係について調べた。特に 2017 年 3 月 27 日の磁気嵐主相時の EMIC 波動による高エネルギー電子降下イベントについて詳しく解析した。

2. 観測機器

本研究では高エネルギー電子降下を捉えるために低周波電波観測を行った。地上と電離圏 D 領域下端を反射しながらダクト伝搬する人工電波は、50 keV-MeV の電子降下を捉えることができる(Rodger et al., 2012)。人工電波の伝搬経路上に高エネルギー電子が降下すると、下部電離圏での電離度増加のため、受信される電波信号の振幅と位相が変調を受ける。本研究では、3つの送信局、NDK (25.2 kHz, 46.37°N, 261.47°E, L = 3.0)、WWVB (60.0 kHz, 40.67°N, 254.95°E, L = 2.3)、NLK (24.8 kHz, 48.20°N, 238.08°E, L = 2.9)から送信される電波をアサバスカ (54.6°N, 246.7°E, L = 4.3)で受信したデータを用いた。

EMIC 波動観測は PWING プロジェクトのサンプリング周波数 64 Hz の誘導磁力計データを使用した(Shiokawa et al., 2017)。EMIC 波動により散乱された電子の降下領域を同定するためにプロトンオーロラを観測した。PWING の全天イメージャ(486.1 nm、露光時間 40 秒、時間分解能 2 分)(Shiokawa et al., 1999) と THEMIS ground-based observatory の全天イメージャ(400-700 nm、時間分解能 3 秒)を使用した(Donovan et al., 2006; Mende et al., 2008)。誘導磁力計と全天

イメージャはいずれもアサバスカに設置されている。

3. 観測結果

図1に2017年3月27日04:00-07:00 UTの3つの送信局からの人工電波の振幅と誘導磁力計のダイナミックスペクトルを示す。Dst指数は26日22:00 UTから減少を開始し、27日14:00に-74 nTで最小となり、04:00-07:00 UTは磁気嵐の主相中であったことが分かる。静穏日の人工電波の振幅変化を青い線で、今回のイベント時の変化を黒い線で示した。誘導磁力計のダイナミックスペクトルより、04:20-06:30 UTに周波数が0.2 Hzから1.8Hzまで上昇するEMIC波動が観測されている。EMIC波動の強度が増大しているときに電波の振幅が減少し、電子降下が起こったことがわかる。この時間のアサバスカのMLTは19:54-22:54であった。

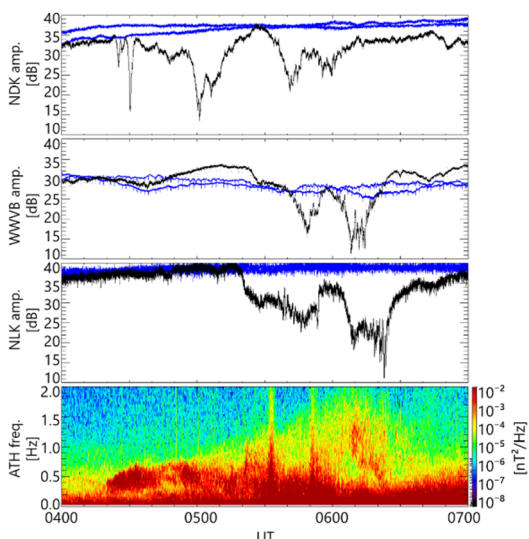


図1. アサバスカで受信された、NDK, WWVB, NLKからの人工電波の振幅変化、及び、アサバスカの誘導磁力計のダイナミックスペクトル。

図2に06:08-06:24 UTの2分毎のアサバスカの全天画像を示す。3本の白い線は3つの送信局からアサバスカへの電波の伝搬経路を示している。06:10 UTにWWVBからアサバスカへの電波の伝搬経路上に暗い孤立したプロトンオーロラが現れ、明るくなりながら西向きに移動し、06:12-06:24 UTにNLKからアサバスカへの伝搬経路上で明るく光っていることがわかる。孤立プロトンオーロラが電波の伝搬経路上付近に存在していた時間に、それぞれの電波の振幅が大きく減少し、電子降下が起こっていた。これらの観測結果より、EMIC波動によって高エネルギー電子が散乱され、大気に降下していることが示された。

私たちはさらにNLKからアサバスカへの電波の振幅変化と、その時間のEMIC波動強度の時間変化に注目した。図3(a)はNLKからアサバスカの電波の伝搬経路に沿ったオーロラ輝度のケオグラムである。図2に示されたように、06:12-06:28 UTに孤立プロトンオーロラが伝搬経路上に現れていたことがわかる。EMIC波動は

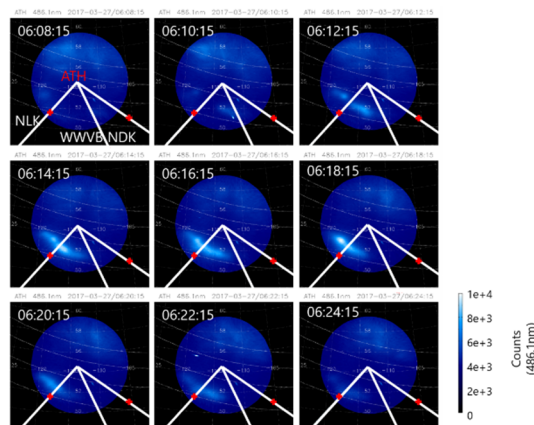


図2. アサバスカの2分毎の全天画像(06:08:15-06:24:15 UT)

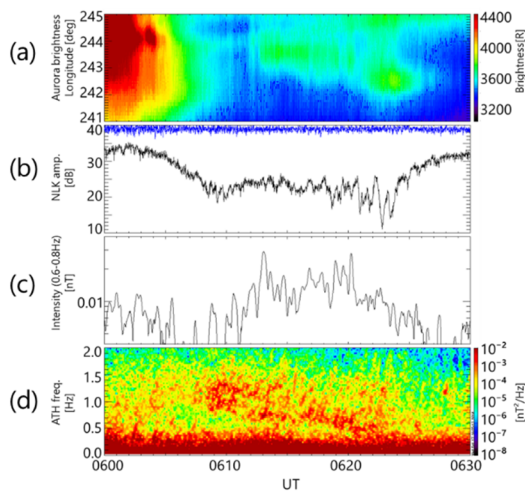


図 3. (a)THEMI 全天イメージャのケオグラム、(b) NLK から電波の振幅変化、(c)EMIC 波動強度 (0.6-0.8 Hz)、(d)アサバスカの誘導磁力計のダイナミックスペクトル

06:08-06:24 UT に 0.4-1.5 Hz の周波数帯に現れているが、06:12 UT 付近から、数 10 秒から数分の間に周波数が上昇するライジングトーンの構造を持っていることがわかる。図 3(c)は、EMIC 波動の 0.6-0.8 Hz の強度の時間変化を表している。この周波数帯はライジングトーン構造の下限周波数であり、孤立プロトンオーロラが観測されていた時間で特に EMIC 波動強度の強かった周波数帯である。06:12-06:20 UT の NLK からアサバスカへの電波の振幅変化 (図 3(b)) と EMIC 波動強度 (図 3(c)) を比べると、数 10 秒から数分の時間スケールで変化していることが分かる。図 4 に 06:10-06:25 UT の電波の振幅と EMIC 波動強度の時間変化を示す。これらを相互相関解析すると、電波の振幅変化、つまり電子降下の時間変化が EMIC 波動強度変化より 24 秒先行していることが分かった。これは、磁気圏で EMIC 波動によって散乱された電子が EMIC 波動より

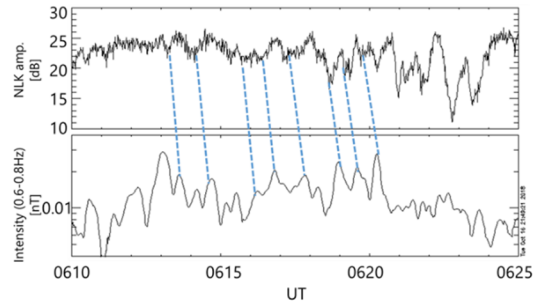


図 4. NLK からアサバスカに送信された人工電波の振幅 (上) と EMIC 波動強度の時間変化 (下)

24 秒速く電離圏に到達したことを示している。

4. 伝搬時間計算

相互相関解析から明らかになった電子降下と EMIC 波動強度の時間差の物理的意味を調べるために、電子と EMIC 波動の磁力線に沿った伝搬速度を計算した。ここでは、電子は相対論的エネルギー(1-5 MeV)をもち、電子と EMIC 波動が磁気赤道から電離圏までを同一の磁力線に沿って伝搬すると仮定した。EMIC 波動の磁力線に沿った群速度は、プロトンとヘリウムイオン、酸素イオンを含むコールドプラズマにおける電磁波動の分散関係式から求めた(Summers and Thorne, 2003; Meredith et al., 2003, 他)。Tsyganenko 2001 の磁場モデルを用い(Tsyganenko, 2002)、孤立プロトンオーロラを footprint として電子と EMIC 波動が伝搬する磁力線をトレースした。磁力線に沿った電子密度は Ozhogin et al. (2012)のモデルを使用した。磁気赤道面の電子密度はあらせ衛星に搭載されているプラズマ波動・電場観測器(Kasahara et al., 2018; Kumamoto et al., 2018; Matsuda et al., 2018)と磁場観測器(Matsuoka et al., 2017)か

ら求められた電子密度を参考にした。イベント時にあらせ衛星はちょうどプラズマポーズを観測しており、孤立プロトンオーロラの footprint の L 値付近の電子密度は $100\text{--}300\text{ cm}^{-3}$ であったため、計算では 200 cm^{-3} とした。イオン組成比は、磁力線に沿って一定であると仮定し、プロトン 79%、ヘリウムイオン 20%、酸素イオン 1%とした。これらのパラメータを用いると、EMIC 波動は磁気赤道から約 24 秒で電離圏に到達する。一方 1-5 MeV の電子は約 0.1 秒で到達する。電子と EMIC 波動の到達時間差は、EMIC 波動の伝搬時間で決まり、24 秒であることを示している。これは観測結果から求められた電子降下と EMIC 波動強度の時間変化の時間差と一致する結果である。

観測された EMIC 波動のスペクトルから、電子とイオンのピッチ角散乱係数を計算した。波動と粒子が一部非線形相互作用を引き起こしている可能性もあるが、今回は準線形理論を用い見積もりを行った。EMIC 波動の伝搬速度計算と同じイオン組成、電子密度の値を用い、磁気赤道での波動強度を 1 nT と仮定した場合、3.5 MeV 以上の電子が散乱されることがわかった。

これらの結果は、数 10 秒から数分の時間スケールの EMIC 波動の強度増大に対応して、磁気赤道付近で相対論的電子が強く散乱され、大気に降下することを示している。

5. 結論

本研究では、放射線帯電子の消失に寄与するとされている EMIC 波動について、複合地上観測を行うことにより、EMIC 波動と電子降下の時空間対応について調べた。電

子降下検出に用いた人工電波の伝搬経路と孤立プロトンオーロラとの位置関係により、EMIC 波動による電子降下領域を同定した。更に、電子降下と EMIC 波動強度の時間変化が対応していることを同定した。これらの結果は、数 10 秒から数分の時間スケールで EMIC 波動強度が変化し、その強度増大時に磁気赤道付近で相対論的電子が散乱され大気に降下していることを示している。今後は、電波観測で得られた位相・振幅変化量から、電子の降下量とエネルギーの見積もりを行う。この見積もりと放射線帯電子フラックスの減少量を比べ、放射線帯外帯の消失に対する EMIC 波動の寄与の定量評価を行う。

参考文献

- Cornwall, J. M. (1965), *Journal of Geophysical Research*, 70, 61–69, <https://doi.org/10.1029/JZ070i001p00061>
- Cornwall, J. M. et al., (1970), *Journal of Geophysical Research*, 75, 4699, <https://doi.org/10.1029/JA075i025p04699>
- Donovan, E. et al., (2006), *Journal of Atmospheric and Solar: Terrestrial Physics*, 68(13), 1472–1487. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2005.03.027>
- Erlandson, R. et al., (2001), *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 106(A3), 3883–3895. <https://doi.org/10.1029/2000JA000083>
- Kasahara Y et al., (2018). *Earth Planets Space*. <https://doi.org/10.1186/s40623-018-0842-4>.
- Kennel, C. F. et al., (1966). *Journal of Geophysical Research*, 71, 1–28. <https://doi.org/10.1029/JZ071i001p00001>.
- Kumamoto, A. et al., (2018). *Earth Planets Space*.

- <https://doi.org/10.1186/s40623-018-0854-0>.
- Matsuda, S. et al., (2018), Earth Planets Space.
<https://doi.org/10.1186/s40623-018-0838-0>.
 - Matsuoka, A. et al., (2017), Earth Planets Space.
<https://doi.org/10.1186/s40623-018-0800-1>.
 - Mende, S. B. et al., (2008), Space Sci. Rev., 141,
357–387, <https://doi.org/10.1007/s11214-008-9380-x>.
 - Meredith, N. P. et al., (2003), J. Geophys. Res.,
108(A6), 1250,
<https://doi.org/10.1029/2002JA009700>.
 - Millan, R. M. et al., (2002), Geophys. Res. Lett.,
29(24), 2194,
<https://doi.org/10.1029/2002GL015922>.
 - Miyoshi, Y. et al., (2008), Geophys. Res. Lett., 35,
L23101, <https://doi.org/10.1029/2008GL035727>.
 - Nomura, R. et al., (2016), Journal of Geophysical
Research: Space Physics, 121, 1608–1618.
<https://doi.org/10.1002/2015JA021681>
 - Omura, Y. et al., (2013), Journal of Geophysical
Research: Space Physics, 118, 5008–5020.
<https://doi.org/10.1002/jgra.50477>
 - Ozaki, M. et al., (2016), Geophysical Research
Letters, 43, 7859–7866.
<https://doi.org/10.1002/2016GL070008>
 - Ozaki, M. et al., (2018), Geophysical Research
Letters, 45. <https://doi.org/10.1002/2017GL076486>
 - Ozhogin, F. et al, (2012), J. Geophys. Res., 117,
A06225, <https://doi.org/10.1029/2011JA017330>.
 - Rodger, C. J. et al., (2012), Radio Sci., 47, RS2021,
<https://doi.org/10.1029/2011RS00497>
 - Shiokawa, K. et al., (1999), Earth Planets Space
51:887–896, <https://doi.org/10.1186/BF03353247>.
 - Shiokawa, K. et al., (2017), Earth, Planets and Space,
<https://doi.org/10.1186/s40623-017-0745-9>.
 - Summers, D. et al., (2003), J. Geophys. Res.,
108(A4), 1143,
<https://doi.org/10.1029/2002JA009489>.
 - Tsyganenko, N. A. (2002), J. Geophys. Res.,
107(A8), 1176,
<https://doi.org/10.1029/2001JA000220>.

高エネルギー中性子・ガンマ線からみた 太陽粒子加速についての一考察

村木 綏¹⁾, 神谷 浩紀²⁾, 古賀 清一²⁾, 松本 晴久²⁾, 増田 智¹⁾, 柴田 祥一³⁾

1) 名古屋大学宇宙地球環境研究所 (ISEE)	464-8601
2) JAXA 筑波宇宙センター・宇宙環境計測グループ	305-8505
3) 中部大学情報工学科	487-8501

Abstract

2017年9月4日から9月10日にかけて、太陽活動極小期では珍しい大きなフレアが太陽表面で数回発生した。これらのフレアのなかでも9月6日と9月10日に発生したフレアでは高エネルギーガンマ線と中性子の両者が観測された。本講演では観測された高エネルギー粒子発生機構について考察した結果を発表した。これはそのレジюмеである。GOES 衛星の観測によると、9月6日と9月10日のフレア強度は、それぞれ X2.2 と X9.3 (9月6日)、及び X8.2 (9月10日) であった。

1. Introduction --- 研究目的 ---

太陽物理学・宇宙線研究の大きな課題は高エネルギーの粒子がどのように宇宙で作られるのか、そのメカニズムを解明することにある。すなわち太陽宇宙線 (Solar Cosmic Rays; SCR) や銀河宇宙線 (Galactic Cosmic Rays; GCR) の起源を調べるのが研究の主目的の一つである。その中でも太陽は地球近傍から加速過程を詳細に観測・追跡 (trace) できる可能性を秘めた天体である。それ故、どの加速モデルが太陽表面における粒子加速過程を最もよく説明できるのか、粒子加速理論を検証できる可能性を秘めた研究対象でもある。この検証可能性は物理実験の本質と共有していて魅力的である。

このような研究背景から高エネルギー太陽粒子生成機構 (Solar Energetic Particles; SEP) の研究が盛んに行われてきた。日本では1981年に打ち上げられた人工衛星“ひのとり”がその先駆的存在であろう。観測を積み重ねた結果、フレアは impulsive flare と gradual flare の2種類に大別され、前者のフレアは、継続時間が数時間以内であるのに対して (数分の場合も多々ある)、後者では数日に及ぶことが、現象論として分類されている。Reams によれば、加速される粒子は、前者では He^3/He^4 の比が ~ 1 程度と大きいのに対して、後者では ~ 0.0005 と小さく、かつ H/He の比が ~ 100 と gradual flare には陽子が多く含まれている。一方 impulsive flare ではこの値は ~ 10 程度である。impulsive flare は年 ~ 1000 回程度観測されるのに対して、gradual flare は年 ~ 10 回程度である。もちろんこの頻度は太陽活動の極大期と極小期で異なるので、あくまでもこの数字は目安ということである。詳細は Reams の論文 (1994) に詳しい [1]。

さて上記のような、**impulsive flare** で加速される粒子の化学組成を説明できる有力な理論が 1978 年 Fisk により提案された [2]。この理論では He^3 や Fe イオンが選択的に加速される理由を説明している。この理論は波乗り加速理論とも言われている。詳細は Fisk の論文を見られたい。日本語による解説は寺沢敏夫氏の著書「太陽圏の物理」(岩波, 2002) に詳しい。

一方 **gradual flare** では衝撃波加速が作用していると考えられる。しかしその加速場所が、太陽近傍なのか、太陽から放出されたコロナ質量放出 (CME) の先端部分なのか、あるいは CME の足元部分か、まだ観測で実証されていない。分からない理由は、荷電粒子を閉じ込めていると考えられる磁気 loop が希薄で現在の観測手法では見えないからである。常田・内藤らは粒子が衝撃波で加速される場所は磁気ループ上部の先端部分で磁力線再結合によって打ち出されたプラズマ jet が衝突する箇所と考えている [3]。

もう一つ重要なことは、太陽で加速される粒子のエネルギー限界である。すなわち太陽は素粒子をどこまで加速できるかという問題がある。最高エネルギー太陽宇宙線問題と言えよう。宇宙のあらゆる場所で粒子が加速される限界エネルギー (加速上限値 E_{max}) は、以下の簡単な式で表されると Hillas は提唱している。Hillas の式は $E_{\text{max}} \approx \beta z B L$ で表される [4]。この式の中に太陽表面近傍の磁場の強度 $B \sim 200$ gauss、荷電粒子が閉じ込められる磁気 loop の典型的な長さ $L \sim 5 \times 10^4 \text{ km}$ を代入すると、太陽表面での加速限界エネルギーは 330 GeV と予想される。この値は過去の観測事実と矛盾しない。今後の研究課題はどの理論が太陽表面で働いているのかを検証することにあると思われる。すなわち理論を観測で証明することであろう。

2. 観測手法 --- ガンマ線と中性子を利用する ---

上記の課題を研究・解明するために、我々は高エネルギー粒子の内、中性のガンマ線と中性子をプローベとして選択し解析することにした。陽子やヘリウム原子核はもちろん地球近傍で受信できるが、加速過程を解明するという課題を研究するためには、他の波長の観測結果と照合する必要がある。しかし荷電粒子の情報からは、加速時間が同定できないという問題が伴う。それは、荷電粒子が地球に飛来するまでに、惑星間磁場に捕獲され移送されるため、直進する光による観測と比較して議論できないからである。光から数時間の **time lag** が生じる。この状況は粒子加速理論の判別を困難にする。それ故、我々は電荷を有しない中性の高エネルギー粒子をプローベとして用いることにした。

しかしこのプローベにも問題がないわけではない。高エネルギーガンマ線は加速された電子からも放出されるので、電子が放射した信号か、イオンが作り出した信号か区別できない。一方中性子の信号は、電子は作らないので、イオンが作った信号であることは確かなのだが、中性子は質量を有しているため、光速で走れない。それ故 X 線の **time profile data** と比較する時、数分の遅れ (**time lag**) がでる。ここでは中性子は硬 X 線 (**hard X-rays**) の **flux** が最大になった時に生成されたと仮定して、飛来時間差から逆にエネルギースペ

クトルを求めている。今回は2017年9月10日に観測されたフレアを解析して、上記課題にどこまで迫れるか、tryしたのでその結果を報告した。

図1は1991年6月15日の巨大 flare に伴って、大型人工衛星、CGRO 衛星に搭載された計測器で観測されたガンマ線のエネルギースペクトルである [5]。30keV から 1MeV の低エネルギー部分（硬 X 線）はべき関数で表される。この部分は 電子の制動放射によって放出されたものである。一方 1 ~ 20MeV 領域の低エネルギーガンマ線 (LE- γ) は、加速されたイオンが太陽大気へのリウムや炭素イオン等に衝突して原子核を励起させ、励起した原子核が基底状態に戻る時に放出されたものである。このように低エネルギーガンマ線スペクトルには電子による部分とイオンによる部分が混在している。さらに今回 2017.9.10 のフレアではっきり示されたことは、20MeV から

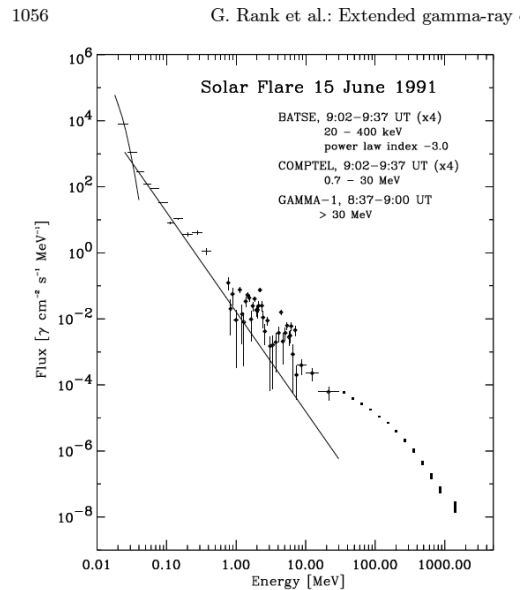


Fig. 10. Extended emission spectrum for the 15 June 1991 flare measured by different instruments.

図1. ガンマ線のエネルギースペクトル

1000MeV 領域の高エネルギーガンマ線 (HE- γ) は硬 X 線の peak の 2 分後に観測されたという事実で、20MeV 以下のガンマ線の生成時刻と時間差があることである [6]。

3. 2017年9月10日のイベント

以上が前置きである。2017年9月6日と9月10日の両フレアで高エネルギーガンマ線と中性子がそれぞれ受信されていたが、ここでは2017.9.10 event が limb flare で真横から光学的観測ができ、きれいな data が取得されているので、今回は9月10日のイベントに的を絞って他波長観測と比較しながら、2017.9.10 に得られたガンマ線と中性子の data の解釈を紹介する。

図2はSDO data のスケッチである。生の写真分かりづらいので、スケッチで説明する。15:45UT から 15:55UT の 10 分間に盛んに磁気 loop 同士の衝突が見られる。これは野辺山の太陽電波観測グループが以前から主張してきた観測事実と同じである [7]。理論の坂井氏らが盛んに取り扱った X-type の衝突である [8]。

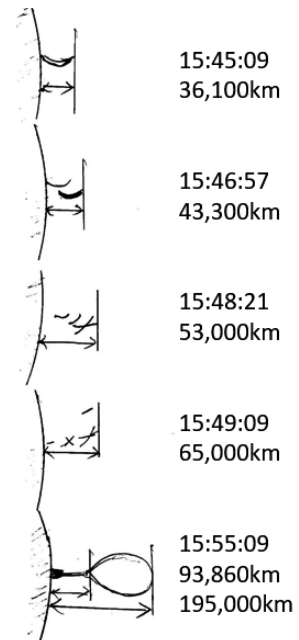


図2

図3は、FERMI-GBM 計測器の観測した硬エネルギー X 線のエネルギースペクトルの時間発展を示している。すなわち上記の 15:45-15:55UT の間に電子の peak energy は数 keV から 40keV まで増加している。電子が加速されている証拠である。最も高いエネルギーの電子は 200keV に至っている。その時刻は 15:56UT である。

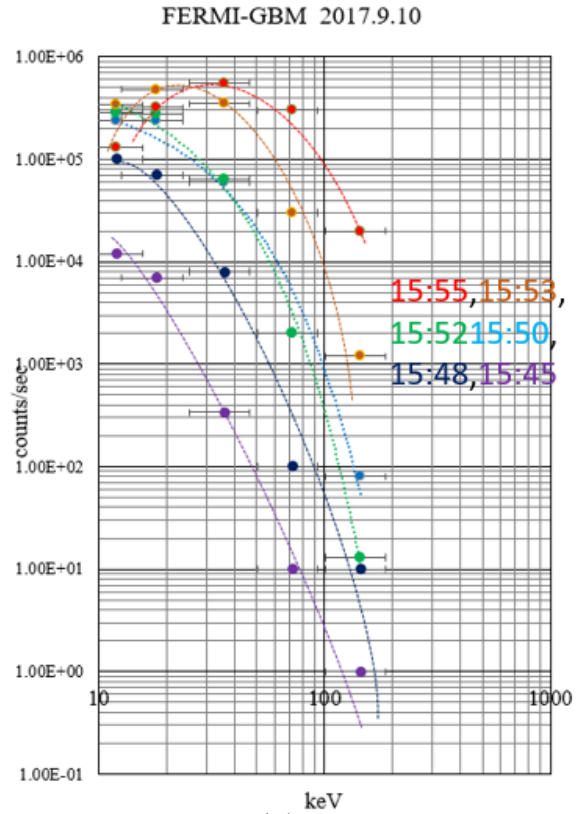


図3

図4は FERMI-LAT 衛星が観測した 高エネルギーガンマ線の時間発展を硬 X 線の時間発展と比較したものである。高エネルギーガンマ線 (HE- γ) の peak が硬 X 線の peak と 2 分ずれている点に着目してほしい。この図はさらに粒子を加速するのに 2 分間必要であったことを示している。すなわち高エネルギーへの加速は別の場所で起こっている可能性が高い。

図5は低エネルギーガンマ線 (LE- γ) と高エネルギーガンマ線 (HE- γ) の時間発展を示したものである [6]。15:56UT から低・高エネルギーガンマ線の放射が同じような時間発展をしているが、15:58UT から急激に高エネルギーガンマ線が放出されている。(図5の縦軸は対数であることに注意してほしい。)我々が SEDA-FIB 装置で受信した中性子は、地上 station で高エネルギー中性子が受信されていないことも考慮すると、LE- γ と同時刻に作れたと考えられる。すなわち 15:58UT までは電子とイオンに対して同じような加速機構が働いていたと言えよう。

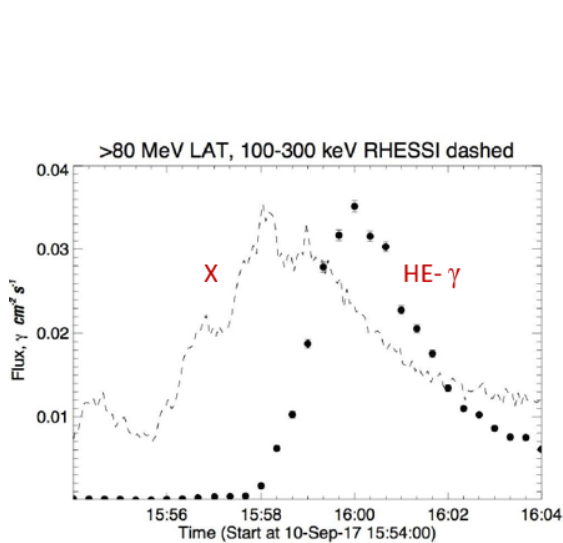


図4

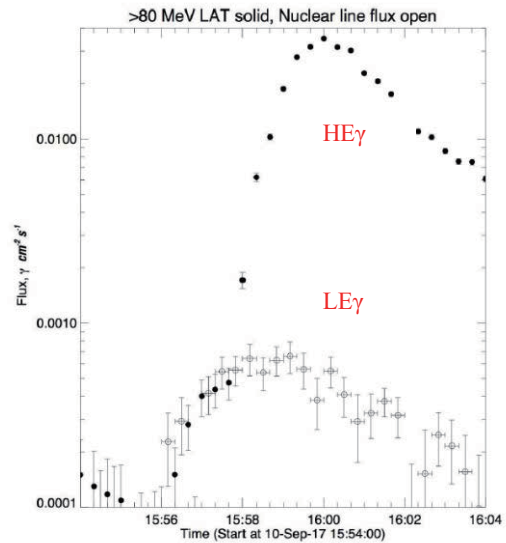


図5

図6にSEDA-FIBで受信した中性子の微分エネルギースペクトルを示す。中性子が太陽から地球に飛来する間に崩壊する効果は補正されている。エネルギースペクトルはべき2乗で表され、かなり硬いスペクトルであることがわかる。

4. 加速粒子の化学組成

ここで加速された粒子の化学組成について考察する。15:56UTの前と後で比較しよう。15:58UT以前は、加速された粒子が太陽大気を叩いて低エネルギー・ガンマ線や中性子を作った時間帯である。中性π粒子の生成はまだdominantに生成されていない。293MeVのpion生成threshold energyに到達している粒子が非常に少ないことが図5からわかる。

一方15:58UT以降は中性π粒子の生成がdominantになった時間帯である。この両時間帯について、 n/γ のfluxの比をとると前者ではその比が~50であるのに対して、後者の時間帯では 1.6 ± 0.4 である。この比をGEANT4によるsimulationの結果[9]と比較すると(図7)、前の時間帯ではヘリウム等の原子核が加速された粒子に多く含まれていたことを示唆している。これはimpulsive flareの典型である。一方後の時間帯では、陽子が主成

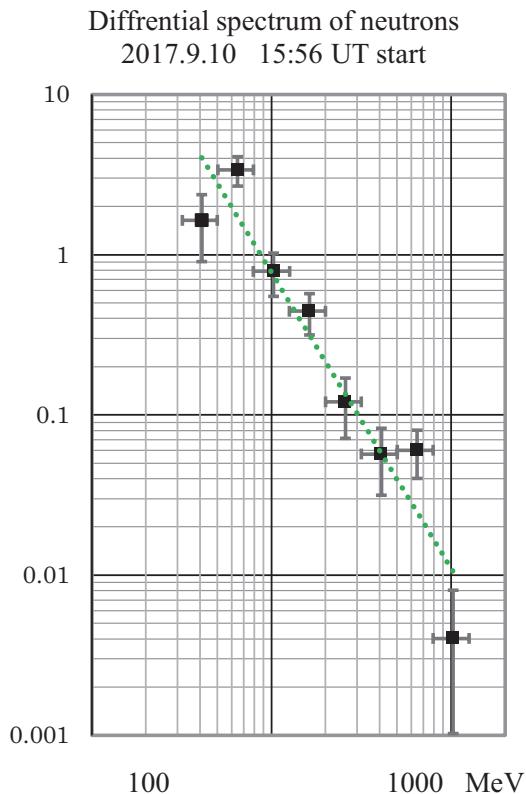


図6

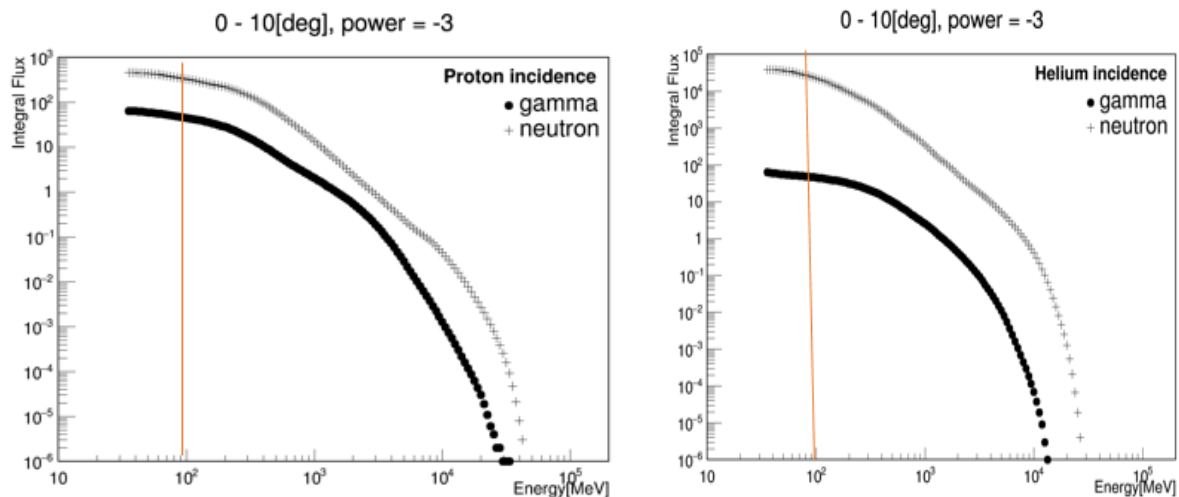


図7.(左)陽子の衝突の場合(右)ヘリウムの原子核が太陽大気に衝突した時のガンマ線(●)と中性子(+)の期待される頻度分布。横軸はnとγの閾値で、積分スペクトルである。太陽大気10g/cm²通過した時、進行方向から10度以内に放出されたnとγの積分fluxである。

分として加速されたことを示しており、これは **gradual flare** の典型的な値である。図7の100MeVに引かれた縦線は FERMI-LAT の観測閾値に対応している。SEDA-FIB は35MeV以上の中性を検出できるが、ここでは FERMI-LAT の閾値と合わせるために >100MeV以上の中性を選択している。ヘリウムイオンが太陽大気に衝突した時は n/γ 比が約1000倍と予想される。これは加速された原子核が衝突により陽子と中性子に破碎され、その中性子が太陽から地球にやってくるためである。加速イオンのべきは3乗 (E_{ion}^3) を仮定し、観測点は太陽大気の厚み 10g/cm^2 の地点としている。現実には様々な化学組成でもって衝突するのでこのグラフのように1000倍にはならないだろう。

今回の flare では impulsive phase の中にすでに gradual phase と同じ加速機構が含まれていたことが分かった点が新しい。そして中性子と高エネルギーガンマ線の同時観測から、現象論的に説明されてきた、“impulsive flare では helium ion 等が多く含まれている”という“予測”を、観測で実証できた点が新しい。さらに gradual flare では確かに陽子が主成分となって加速されていることも分かった。我々は1994年来の Reames らの予測を、加速現場を反映するその場 (in-situ) 観測で示したと言えるだろう。

5. まとめと今後の課題

1. SEDA-FIB で受信している中性子は、電子とほぼ同時に加速されたヘリウムイオンが太陽大気と衝突した際破碎され、地球近傍に飛来したもので、低エネルギーガンマ線 (a few MeV, LE- γ) と同時に作られたと考えるのが妥当であろう。LE- γ の方は target になった太陽大気の破碎や励起によって作られたものであろう。
2. 一方、高エネルギーガンマ線 (HE- γ) はさらに加速された陽子によって作られたものである。しかしその生成場所は観測では分からなかった。加速過程はおそらく中性の衝撃波によるものであろう。地上観測で高エネルギー中性子の観測例が少ないのは、おそらく次のステップまで加速が進むような磁場構造が太陽表面に実現されにくいからであろう。
3. 電子やイオンの加速が衝撃波波乗り加速モデルによるソリトン波の作る電場による可能性が非常に高いが [10]、その場所、及び時刻が磁気ループが盛んに発生していた時刻なのか (15:45-15:55UT)、プラズモイドが出現した 15:55UT かまでは同定できなかった。
4. 衝撃波波乗り加速理論 [10] は、リコネクションから放出された jet が、jet 先端で $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ のローレンツ力を受け正イオンと負イオンに分離され、その作り出す電場により磁気 loop 内に trap されていた加熱されたプラズマが加速された考えと等価のように思われる [11]。
5. 今回のシンポジウムで神戸大学の group がはやぶさイオンエンジンに関して講演された内容は [12]、プラズマの加熱に関する面と共通していると思われ大変興味深いものであった。太陽表面から nano flare, micro flare が原因で作られた Alfvén 波が磁気 loop 内のプラズマをサイクロトロン共鳴により加熱し、加速に必要な warm 粒子をすでに準備していたと思われる。おそらくその平均温度は電子で 10keV 程度であったと思われる。だ

がそこまで加熱できるかはまだ確定していない。ひょっとしたら加熱も jet が他の磁気 loop と衝突する箇所で何度も繰り返し起こっている可能性も考えないといけないだろう。

最後に太陽表面における粒子加速過程、CERN の素粒子加速過程と比較すると分かりやすいので図 8（下図）に比較図を載せる。

References

- 1) Reames, D.V. (1994) Adv. Space Res. 15 (7) 41.
- 2) Fisk, L.A. (1978) ApJ, 224, 1048.
- 3) Tsuneta, S. and Naito, T. (1998) ApJ, 495, L67-L70.
- 4) Hillas,A.M. (1984) Ann. Rev. Astro. Astrophys. 22, 425-444.
- 5) Rank, G et al. (2001) A&A, 378, 1046.
- 6) Share and Murphy (2018) AMS spring meeting での講演スライドより。
- 7) Hanaoka, Y. (1999) PASJ, 51, 483.
- 8) Sakai J.I. and Shimada, K. (2005) A&A, 436, 711-717.
- 9) Kamiya, K. et al.; Proceeding of ISVHECRI2018 (Nagoya, Japan) in press.
- 10) Amano,T. and Hoshino, M (2007)ApJ, 661, 190.
- 11) Chen プラズマ物理入門 page.13, (丸善出版) を参照。
- 12) R. Shirakawa et al., 本講演集。

図 8. 人工加速器と自然加速器の比較図。人工の加速器では例えば陽子は、まず線形加速器で加速され、その後ブースターに挿入され数 GeV まで加速される。加速に使用されるのは電場である。粒子が 加速空洞を通過するたびに $F=eE$ による加速を受ける。そして数 10GeV に加速された陽子を主リングに挿入しさらに加速空洞で高いエネルギーに加速する。地下鉄の名城線一周のトンネルで加速される陽子は 7000GeV である。一方太陽表面の加速は電子で 2keV, イオンで 20keV 程度の熱的プラズマが、加熱され約 10 倍のエネルギーを有して磁気 loop に蓄積されており、その磁気 loop が衝突することで約 1000 倍に加速されるものと思われる。自然の加速器は colliding machine と言えるだろう。この時低エネルギーガンマ線と中性子が s 作られる。さらに 10~100 倍高いエネルギーへは衝撃波加速が働いていると考えられる。

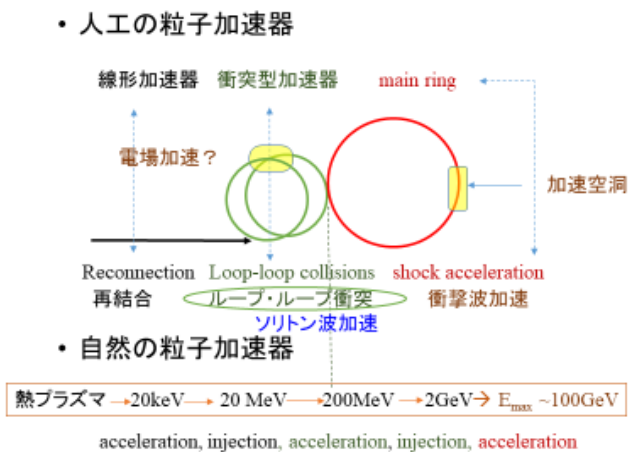


図 8

Appendix SEDA-FIB の歴史

2018.3.31 日でもって SEDA の運用は終了した。ここでこの project の歩みを振り返り、次の世代の計測機器搭載・運用の参考になればと point を思い書き残しておく。

宇宙ステーションに搭載する機器の選定は次のように進んでいった。1991 年 12 月から 1992 年 3 月にかけて JAXA の前進である NASDA は宇宙環境計測装置の外部アドバイザーグループを設置し、JEM 運用上の必要なデータ、宇宙実験に必要な環境データについて計測項目の有りだし、計測の意義と特徴、計測対象の要求計測範囲と精度についてサーベイ研究を行い、20 項目の計測項目をユーザー要求としてまとめた。1994 年度から産学官の 19 名によるフロンティア研究がスタートした。研究テーマは

- 1) 宇宙環境計測用検出器技術の研究。
- 2) 宇宙環境計測データ解析、地上試験、宇宙環境のモデル化等に関する技術研究。
- 3) 部品・材料に関して宇宙環境が及ぼす影響に関する研究、である。

20 項目の中から 11 項目を観測項目として選択した。

この期間、村木は早稲田にあった NASDA の外部機関 JSUP に会議のために何度も足を運んだ。村木が呼ばれたのは、名大に移って間もないころ、名大 STE 研の宇宙線部の仕事として太陽中性子の計測を旗に掲げて研究を始めていたのが、NASDA の五家建夫氏の目に留まったのがきっかけである。そのころの idea の一つに、のちに京大総長になられた松本氏の idea があり、宇宙で発電した電気をマイクロはで地上に送るというものも議論された。また宇宙天気予報という言葉が初めて通信総合研究所の菊池氏によって語られたのもこの JSUP の会議の中であった。JSUP は文部省ではなく、科学技術庁の管轄下であったように思う。また宇宙における放射線線量の内、中性子の部分が未測定に近い状態でかなりの曖昧さがあったのも必要な条件に考えられたのであろう。当時の早稲田の道家忠義氏の科学朝日 1989 年 9 月号に何が問題かがまとめられている。

特に日本独自の戦略的研究テーマ、いわゆる目玉ミッションとして中性子の計測が一位で選考された。そして 1997 年 4 月に宇宙環境計測が暴露部初期利用テーマとして公募課題の中から採択された。1997 年 5~6 月に予算と ISS の I/F 設計の制約から、11 項目から 8 項目に絞り込みが行われ、2001 年に flight module (FM) が完成した。この FM は順調にいけば、太陽活動最盛期のフレアのモニターができるはずであった。しかし物事は順調には進展しなかった。あの有名な悪夢である、スペースシャトル・チャレンジャーの事故が発生し、安全性が確保されるまで、お預けになった。この間観測装置は NASDA の恒温槽に大切に保管されていた。2008 年再開となり、JAXA 筑波で調整後、2009 年 7 月 16 日スペースシャトル・エンデバーによって打ち上げられ、7 月 25 日暴露部に設置、8 月 25 日から data の取得を開始した。Event rate は 0.047Hz である。提案から観測開始まで実に 18 年の歳月が流れた。この間、暴露部に搭載されるのか否かの再審査もあり、五家建夫氏と共に気をもんだこともあった。

中性子の観測に関してはほぼ得るものは得られたと言えるが、一つやれなかったことは中性子が受信されるような events には高エネルギーの荷電粒子が飛来するのが常であるのでその場観測でもって、ISS に滞在する宇宙飛行士に警報を出すことを当初目標に置いていたが実現しなかった。これは宇宙センターで絶えず人を一人貼り付けておく必要があるわけで、今後は AI の技術の発展に伴い、AI を導入するシステムを運用することが必要だろう。なお SEDA は理工学の分野の mission として選考されたが、宇宙科学の分野の選考は ISAS が中心で実施され、松岡さんらの MAXI が選ばれた、次のミッションとして鳥居さんたちの CALET が運用中である。

以下に毎日新聞 2017 年 10 月 26 日号の記事を載せておく。今後宇宙での活動は月面上空や火星が主流になっていくであろう。そのとき月面上空での放射線環境のモニターや、月面上の水探査に中性子の信号が利用されるであろう。我々が 9 年近く ISS で観測した know-how はきっと次の日本のミッションに生かされるであろう。

月軌道に宇宙ステーション

米航空宇宙局（NASA）は24日までに、2020年代に月近くの軌道上に、飛行士が長期滞在できる宇宙ステーションを新たに建設する構想を明らかにした。30年代に実現を目指す火星有人探査の中継点とする狙い。無人探査機を月軌道に送り込んだ後、居住棟などをドッキングさせて段階的に拡張する。既に各国に協力を打診し、宇宙航空研究開発機構（JAXA）も参加の可否については地球と月の重力の作用

米航空宇宙局（NASA）は24日までに、2020年代に月近くの軌道上に、飛行士が長期滞在できる宇宙ステーションを新たに建設する構想を明らかにした。30年代に実現を目指す火星有人探査の中継点とする狙い。無人探査機を月軌道に送り込んだ後、居住棟などをドッキングさせて段階的に拡張する。既に各国に協力を打診し、宇宙航空研究開発機構（JAXA）も参加の可否については地球と月の重力の作用

10/26
NASA構想 火星探査中継点に

火星有人探査の道筋

宇宙船で火星へ (2030年代～)

国際宇宙ステーション

大型ロケット

地球

月軌道ステーション (2020年代～)

火星

① ② ③

【イメージ】 NASAの資料による

で姿勢制御に必要なエネルギーが少なく済む月軌道に建設する。

火星の前段階として小惑星の探査を計画している。さらに大型ロケットで必要な資材を運び、順次ドッキングさせて規模を拡大。20年代終わりに、月軌道に投入。その後、次世代宇宙船オリオンに乗った飛行士2人が訪れて岩石組成を調べ、火星の探査を計画している。さらに大型ロケットで必要な資材を運び、順次ドッキングさせて規模を拡大。20年代終わりに、月軌道に投入。その後、次世代宇宙船オリオンに乗った飛行士2人が訪れて岩石組成を調べ、火星の探査を計画している。

火星に行く際は、大型ロケットで月軌道ステーションまで宇宙船を打ち上げ、燃料や食料を補給した後で別の推進装置で飛行を続ける。

地球から月までの距離は約40万キロ。地球の支援を受けずに飛行士が活動するための「試験場」として月軌道ステーションを位置付けている。

太陽活動に伴う放射線帯粒子の長期変動

○松本 晴久 (JAXA)

1. 目的および背景

放射線帯粒子には、電子、陽子が存在し、電子は、磁気嵐等で短時間に数ケタ Flux が変動する場合があります、これらの環境変化は、帯電現象を引き起こすなど宇宙機の不具合の原因となる場合があります。一方、捕捉陽子は、最大数 100 日の時間スケールでかなり安定しているが、太陽活動サイクルという長期間のスケールで見ると変動していることが分かってきている¹⁾²⁾。放射線帯陽子は、宇宙飛行士の活動や低軌道衛星の潜在的なリスクとなっており長期的変動を把握することは重要である。本報告では、温室効果ガス観測技術衛星 (GOSAT: Greenhouse gases Observing Satellite) の放射線観測データによる、捕捉陽子の長期変動、観測データと放射線帯陽子モデルの比較及び、現在開発している放射線帯陽子モデルの開発について報告する。

2. GOSAT 衛星搭載 TEDA

GOSAT 衛星に搭載した技術データ取得装置 (TEDA) は、軽粒子観測装置 (LPT) と重イオン観測装置 (HIT) により構成され、衛星の障害につながる軌道上の高エネルギー荷電粒子計測を目的として開発された。GOSAT 衛星は、高度 667km、軌道傾斜角約 98 度、太陽同期軌道 (回帰日数 3 日) で運用され、2009 年 1 月 23 日～2018 年 11 月 (現在) まで 9 年間の放射線環境データを取得することができている。TEDA の装置の搭載位置を図 1 に示す。本報告では、放射線帯陽子環境計測を目的として搭載した LPT1 のデータ結果を中心に述べる。

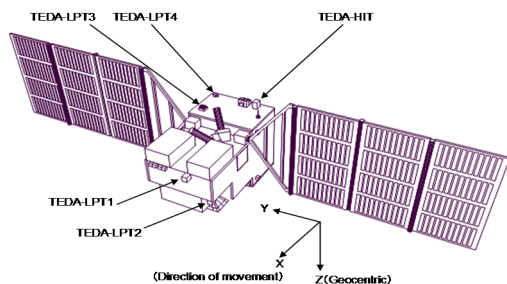


図 1 GOSAT 衛星と TEDA 搭載位置

3. 観測期間と太陽活動

GOSAT で太陽活動極小期→極大期→極小期の約 9 年間のデータを取得することができた。図 2 に太陽電波強度 F10.7 と観測された 3 種類のエネルギー CH における L 値毎の 1 ヶ月平均 Flux 値の推移を示す。太陽活動極大期に向かう 2009 年から 2015 年にかけて少しずつフラックスが減少している。L 値が 1.7~2.0Re においてその傾向は顕著に表れている。また、太陽活動極大期から極小期に向かう 2015 年ごろからは L 値の大きいものから先に増加に転じている。F10.7 のデータから太陽極大期のピークは、2014 年 6 月と推測されるが、Flux の減少は 2015 年初めごろまで続いており、半年程度のずれが生じている。また、低エネルギー CH ほど 2012 年～2014 年に短期間変動が確認された。これは、この期間太陽フレアが多く発生したことにより、放射線帯へ陽子が入り込み一定期間捕捉されていると推測されるが、夏季に増加している理由は不明である。また、2015 年からは、それまでの変動幅に比べフラックスが大きく増加している。原因として、太陽活動の低下により大気密度が低くなったことによるもの、銀河宇宙線の増加 (中性子崩壊を含む) によるものなどが考えられる。また、低いエネルギーほど変化も大きく、この時期、磁気嵐が頻繁に発生しており磁気嵐の影響も加わっていることも予想される。

4. モデルの比較

観測されたデータと業界標準として使用されている放射線帯モデル AP8 及び AP9 との予測値を比較した。まず、エネルギースペクトルの比較を図 3 に示す。太陽活動極小期 (2017 年 12 月) に関しては、実測値と AP8MIM モデル予測値は良く一致している。一方、太陽活動極大期 (2015 年 1 月) では、AP8MAX モデル予測値は、低エネルギーで食い違いが大きい。新しく開発されている放射線帯陽子モデル AP9 モデルは、太陽活動の極小期、極大期の区別がなくなったため、MEN で評価した。結果は、太陽活動極小期の観測データに近い予測値で、低エネルギーでは AP8 モデルよりも一致するが、他のエネルギーは全体的に AP8 モデルよりも食い違っている。次に、太陽活動極小期観測データ (2018 年 1 月) と AP8MIN モデ

ルの空間分布の比較を図4に示す。SAAのピーク位置は、モデルが作成された磁場分布の変化を考慮すると妥当な値となっている。実測ではモデルほど位置(L値)によるFluxの変化が大きくなく、なだらかな分布をしていることが分かった。

また、図5に太陽活動極大期(2015年1月)の分布データを示す。図から分かるように太陽活動による変化は、大気密度の増加等によるFluxの減少と推測され40keV~20MeV放射線帯陽子のピークであるL値(1.8~2.0Re)の範囲で顕著となって表れている。

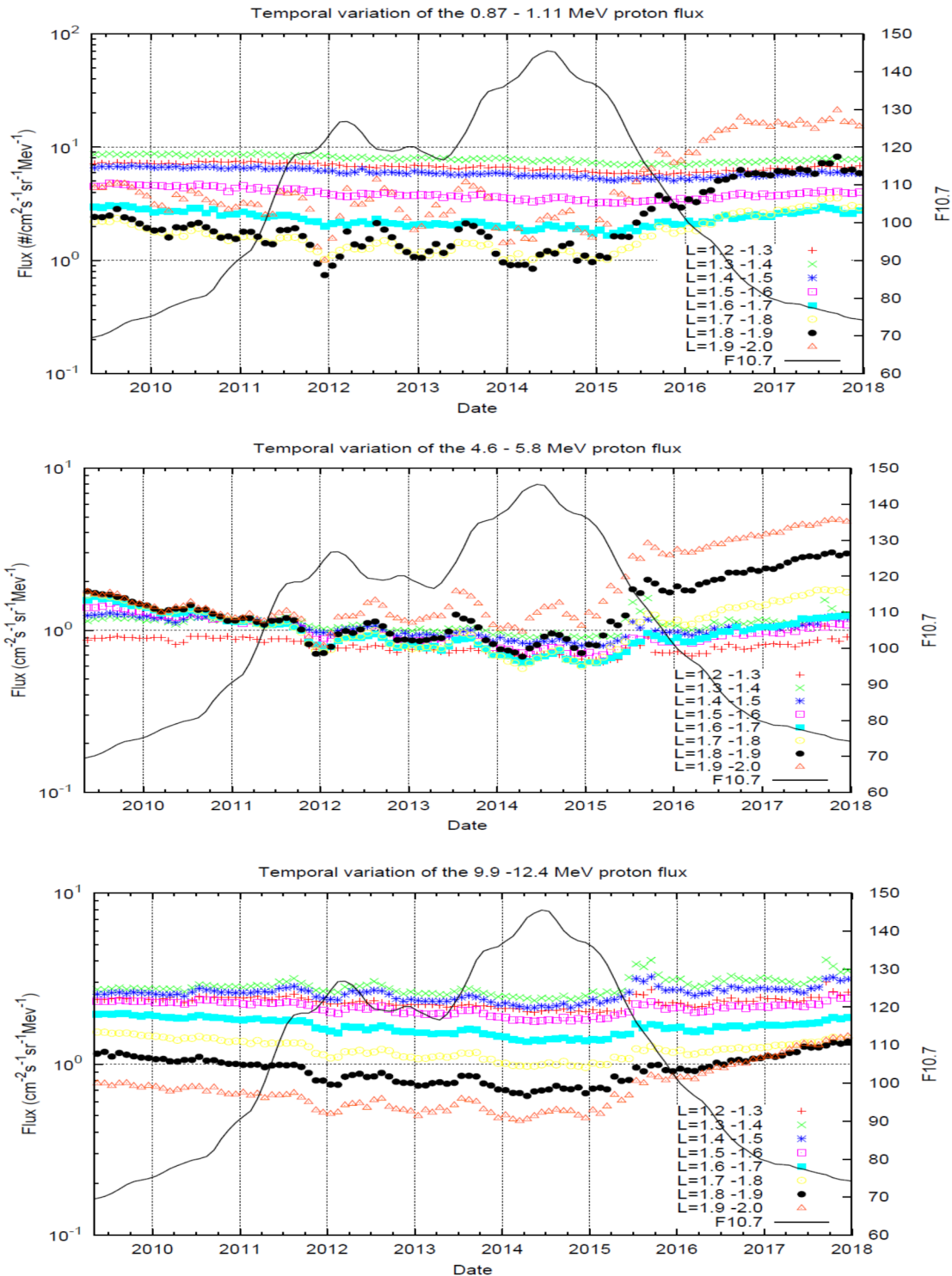


図2 L値の違いによる陽子フラックスの変動

実線は、同じ期間の太陽電波強度F10.7の13か月移動平均を示す。

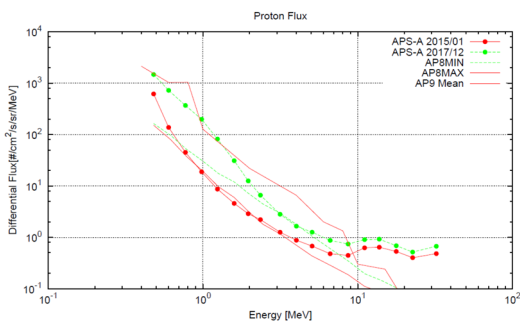


図3 観測データとモデル予測値の比較

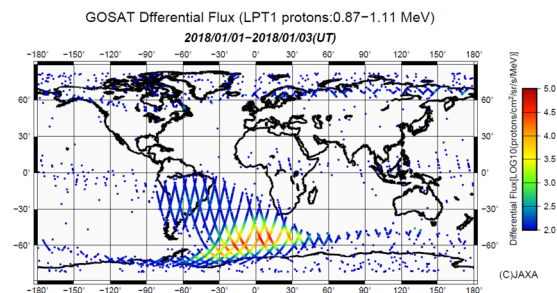
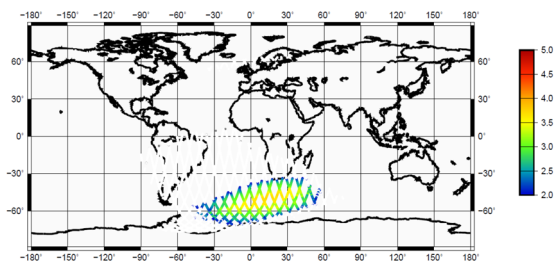


図4 AP8MINモデルと実測データの比較
上段：モデル、下段：実測値

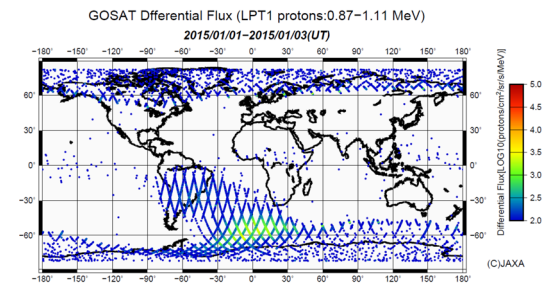


図5 太陽活動極大期の実測値

5. 陽子モデル開発

GOSAT 衛星で観測した陽子 Flux データを基に太陽活動の変動を模擬できる放射線帯陽子モデルの開発を実施している。変動パラメータとしては、例えば大気密度等が考えられ、5.1 項に示す式(1)の太陽活動変動係数 k を求めることができれば Flux の変動予測が可能となる。

5.1 全方向エネルギー微分フラックス

AP8 モデルなどと同じように Omni_flux は以下のように定義できる

$$\text{omni_flux} = k \times 4\pi \int_0^{\pi/2} f(B, L, \alpha) \sin(\alpha) d\alpha \quad (1)$$

ここで、omni_flux: 全方向フラックス (/cm²/s)、 f : ピッチ角方向のフラックス (/cm²/s/sr)、 L : L 値 (Re)、 B : 磁場(gauss)、 α : ピッチ角、 k は、大気密度等による係数である。

5.2 ピッチ角方向のフラックス

ピッチ角方向のフラックス $f(B, L, \alpha)$ は、Badhwar と konradi³⁾による以下の式を利用している。

$$f(B, L, \alpha) = K \left(\frac{\sin(\alpha)}{\sqrt{B}} - \frac{\sin(\alpha_L)}{\sqrt{B}} \right) e^{-\beta \left(\frac{\sin(\alpha)}{\sqrt{B}} - \frac{\sin(\alpha_L)}{\sqrt{B}} \right)} \quad (2)$$

ここで、 K 及び β は形状パラメータである。

式(2)の算出例を図 6、式(1)から求めた任意の位置 (L, B) に対する全方向フラックスの算出例を図 7 に示す。また、これらの結果から求めた静穏時の放射線帯スライス例を図 8 に示す。

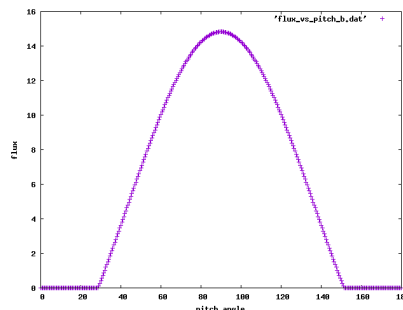


図6 ピッチ角方向のフラックスの例

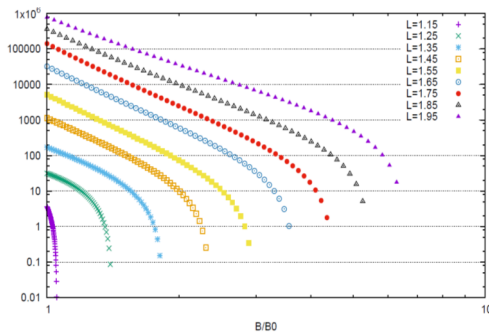


図7 全方向フラックス例

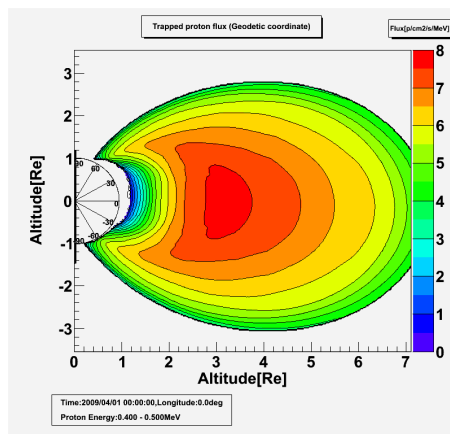


図8 放射線帯スライス例

6. まとめ

GOSAT 搭載 LPT の実測値は、太陽活動極大期の時 AP8MAX と良く一致した。MAX と MIN の変化幅は、数 MeV 以上では、観測値と一致する結果となっている。

る。AP9 MEAN は、AP8 に比べ精度が悪い結果となった。観測値と AP8 モデルの比較において、太陽活動極大期における数 MeV 以下のモデルの改良が必要であることが分かった。

太陽活動 1 サイクル 11 年に近い約 9 年間という長期間のデータにより、太陽活動にともなう、変化（大気密度の影響）が観測された。また、太陽極大期から極小期に向かう 3 年間で、数 MeV の陽子で 5 倍程度増加するフラックスの変動が観測された。低いエネルギーほど変化が大きい。これらの、原因は、大気密度以外に磁気嵐、銀河宇宙線等に関係するものと推測される。今後、重イオン観測装置のデータを用いるなど引き続き要因を明らかにしていく。

まず、太陽活動による変化を考慮した、放射線帯陽子変動予測モデルを開発していく。

最後に、貴重なデータを取得するのにご尽力されている GOSAT 衛星運用関係者の皆様に感謝します。

参考文献

- 1) S.L.Huston, G.A.Kuck and K.A.Pitzer: SOLAR CYCLE VARIATION OF THE LOWALTIITUDE TRAPPED PROTON FLUX, Adv. Res. 21, 12, pp. 1625-1634, 1998
- 2) Murong Qin, 他, Solar cycle variations of trapped proton flux in the inner radiation belt, JGR Space Physics, Vol.119, Issue 12, December 2014.
- 3) Gautam D Badhwar and Andrei Konradi: Conversion of Omnidirectional Proton Fluxes into a Pitch Angle Distribution, J. Spacecraft, 27, 3, pp. 350-352

ISS 3D-CAD モデル及び PHITS を用いた JEM 船内の被ばく線量評価

○後藤 亜希¹, 島崎 一紀¹, 佐藤 達彦² (¹宇宙航空研究開発機構, ²日本原子力研究開発機構)

Exposure Dose Estimation inside JEM Using ISS 3D-CAD Model and PHITS
Aki GOTO, Kazunori SHIMAZAKI, and Tatsuhiko SATO (JAXA)

Key Words: Space Radiation, Exposure Dose Estimation, PHITS

1. 諸言

14 の宇宙機関から構成されている国際宇宙探査協同グループ (International Space Exploration Coordination Group: ISECG) は、国際宇宙ステーション (ISS) ミッションに次ぐ国際有人探査ミッションとして、月近傍宇宙ステーション (Deep Space Gateway) での長期滞在ミッションや、月面及び火星面探査を検討している^[1]。月近傍及び火星面といった地磁気圏外 (Beyond Low Earth Orbit: BLEO) は、ISS 軌道と比較し、宇宙放射線の線量率が高い環境である^[2]。BLEO 環境での有人長期滞在ミッションでは、一度のミッション参加にて、宇宙飛行士の被ばく線量が現在制定されている被ばく線量制限値^[3]を超過する可能性がある。したがって、宇宙飛行士の放射線被ばくによる健康被害 (確定的影響及び確率的影響) を発生させないためには、BLEO ミッションのための放射線防護技術の確立が不可欠である。

放射線防護技術として、高精度な被ばく線量予測及び算定技術の確立や、有人宇宙船遮蔽設計の最適化などがある。前者について、我々の最終目標は、実際のミッションに適用可能な被ばく線量予測及び算定手法の構築である。現在その手法として、放射線輸送コードを用いた数値シミュレーションを基盤としたシステムを想定している。このような手法を実際のミッションで適用するには、放射線輸送コードや宇宙放射線環境モデルの精度、及び宇宙機形状データの適切な設定について、検証する必要がある。

今回、既存宇宙放射線環境モデルの精度、及び宇宙機形状データの適切な設定について検討するために、放射線輸送計算用 ISS 及び JEM (Japan Experiment Module: ISS「きぼう」日本実験棟) 3D-CAD モデルを作成し、JEM 内部線量を放射線輸送モンテカルロコード PHITS (Particle and Heavy Ion Transport code System)^[4] を用いて計算した^[5]。宇宙放射線環境モデルの精度は、PHITS を用いた計算値と、受動型積算線量計 (固体飛跡検出器: CR-39 プラスチック及び熱蛍光線量計: TLD-MSO) を用いた JEM 内部のエリアモニタリング実験である Area PADLES (Passive Dosimeter for Lifescience Experiments in Space)^[6]での実測値を比較することで、検証した。また、宇宙機形状データの適切な設定については、ISS 及び JEM 形状モデルを用いた場合の計算結果を比較することで、検討した。

本稿では、ISS 及び JEM 3D-CAD モデルの概要、計算条件、及び計算結果について示す。

2. 本検討

2.1. ISS 及び JEM 3D-CAD モデル

放射線輸送計算用の部分 ISS (以降 ISS 3D-CAD モデルと記す) 及び JEM 3D-CAD モデルを、UG NX 8.0 ソフトウェアにて作成した。ISS 及び JEM モデルの外観を、**図 1** に示す。

ISS モデル (**図 1a**) は、JEM、JEM 近傍のモジュール (Node 1~3, U. S. Lab, Columbus, PMM)、及び他の構造体 (Truss 構造、Cupola、Airlock (Quest)、PMA) を含む。JEM 以外のモジュールや構造体については、単純な形状としている。例えば、Node 1~3 などのモジュールは、単純な円柱としている。JEM は、口述の JEM モデルと同様の形状としている。

JEM モデル (**図 1b**) は、与圧部 (PM)、補給部 (ELM-PS)、曝露部 (ELM-PS)、Node 2 を含む。特に PM 及び ELM-PS については、与圧壁、デブリバンパ、実験及びシステムラック、JEM エアロックなどの形状を可能な限り再現している。

ISS 及び JEM モデルデータ (.stp 形式) を PHITS のインプットファイル形式に変換するため、中国科学院原子力安全研究所が開発した SuperMC (Super Monte Carlo Program for Nuclear and Radiation Simulation)^[7]ソフトウェアを使用した。SuperMC にて変換した ISS 及び JEM の形状データについて、各々の構造体の組成及び密度データを導入した。JEM 以外のモジュール及び構造体については、Al からなるものとした。JEM は Al 合金 (A2219、A6061、A7075) または Al からなるものとし、内部空間は空気とした。モデル上での質量が実物と可能な限り同じになるよう、各構造体の密度を調整した。

ISS モデル中の JEM 及び JEM モデルの内部には、17 個の仮想的な PADLES 線量計 (縦: 15 cm x 横: 15 cm x 厚さ: 4 mm) を設置した。仮想線量計の設置位置は、実際の Area PADLES 線量計の設置位置と同様である (**図 2**)^[6]。仮想線量計は CR-39 プラスチック (C₁₂H₁₈O₇) からなるものとし、その厚さは Area PADLES 線量計と同程度である。

以上の通り作成した ISS 及び JEM 形状モデル (組成及び密度情報含む) について、仮想線量計中心位置から 4π 方向に対する平均遮蔽厚及び遮蔽厚分

布を、PHITS を用いた Ray-tracing にて算出した。計算結果について、3.1 及び 3.2 項にて言及する。

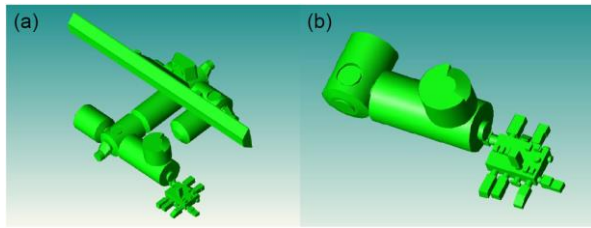


図 1 (a) ISS 及び (b) JEM 3D-CAD モデルの外観

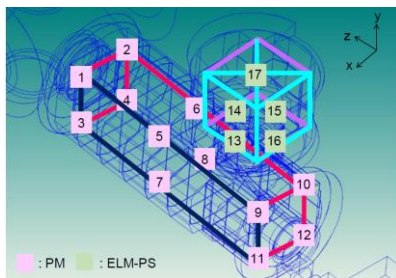


図 2 JEM 内部における仮想 PADLES 線量計の設置位置 (計 17 箇所)

2.2. 宇宙放射線環境モデル

捕捉陽子線モデルとして AP8^[8]、銀河宇宙線 (GCR) モデルとして Matthiä^[9]モデルを使用した。捕捉電子線は ISS 及び JEM 壁面にて遮蔽され、JEM 内部の線量に寄与しないため、入射粒子として導入していない。宇宙放射線スペクトルは、過去の検討と同様の方法^[10]にて算出した。計算フローを図 3 に示す。

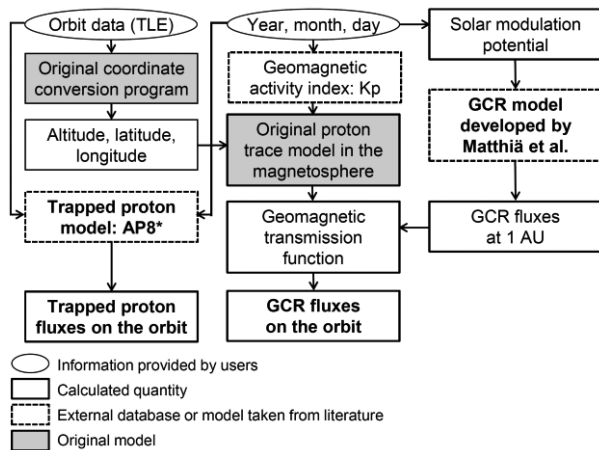


図 3 宇宙放射線スペクトルの計算フロー (*AP8: 東西効果は、0.5 または 0 とした)

宇宙放射線スペクトルの算出に必要な ISS 軌道及び期間として、Area PADLES #14 及び #15 のデータ^[11]を使用した。Area PADLES #14 及び #15 における線量計測期間を、表 1 に示す。また、これら期間

における ISS の平均高度及び太陽活動度 (F10.7)^[12] を図 4 に示す。

表 1 Area PADLES #14 及び #15 の線量計測期間

	Launch		Return		Period [days]
	Day	Flight	Day	Flight	
#14	2015/3/28	Soyuz TMA -16M	2015/9/12	Soyuz TMA -16 M	169
#15	2015/9/2	Soyuz TMA -18 M	2016/3/2	Soyuz TMA -18M	183

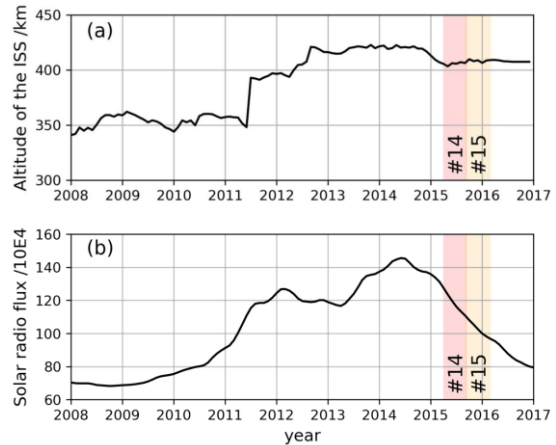


図 4 Area PADLES #14 及び #15 期間における (a) ISS の平均高度、(b) 太陽活動度 (F10.7)^[12]

捕捉陽子線の東西効果は、0.5 (考慮あり) 及び 0 (考慮なし) の 2 通りとした。東西効果は、ISS の進行方向 (+ X方向) よりもその逆方向 (- X方向) の方が、入射捕捉陽子数が大きくなるような偏りを指す。東西効果の導入は、西向き捕捉陽子が多い南大西洋異常帯 (SAA) を、ISS が通過することの考慮となる。なお、東西効果 0.5 は、ISS の進行方向から 0.25、逆方向から 0.75 の確率で捕捉陽子が入射することを意味する。

線源粒子は陽子 (H) から Ni までの原子核 (Z: 1 ~ 27) とし、エネルギーは 1 MeV/u ~ 1 TeV/u とした。以上のように算出した宇宙放射線スペクトルの例を、図 5 に示す。

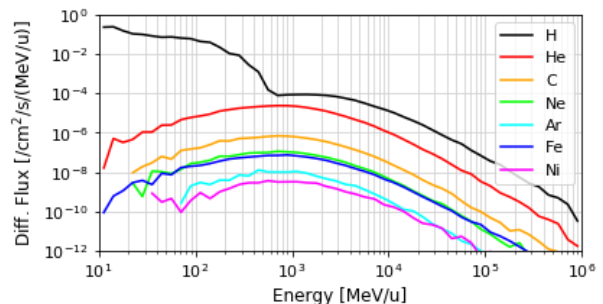


図 5 宇宙放射線スペクトル例 (Area PADLES #14 期間; H、He、C、Ne、Ar、Fe、Ni 核のスペクトルのみ記述)

2.3. PHITS

PHITS は、物質中における粒子の輸送や崩壊を、核反応モデルや核データライブラリを用いて模擬する、3-D モンテカルロ計算コードである^[4]。本稿における計算では、PHITS Ver. 3.03 を使用した。20 MeV 以下の中性子輸送については、Event generator mode Ver. 2 を使用した。

2.4. 計算機

放射線輸送計算は、JAXA スーパーコンピュータシステム (JSS2) 宙プレポストシステム (SORA-PP; 富士通 RX350 S8)^[13]を使用した並列計算にて実施した。並列化方法は、メモリ分散型 (MPI) とした。使用 CPU コア数は 120 (12 コア x 10 ノード) とし、使用メモリは 1 ノードあたり 50 GB とした。

2.5. 線量計算

図 3 に示す計算フローにて算出した宇宙放射線スペクトルを ISS 及び JEM 形状データに対して照射した際の、仮想線量計における吸収線量 (D) 及び線量当量 (DE) を、PHITS を用いたモンテカルロシミュレーションにより算出した。線量当量は、吸収線量に対し ICRP Publication 60^[14]にて定義された放射線加重係数 $Q(L)$ を乗じたものである。モンテカルロシミュレーションにおけるヒストリ数は、線量計算結果の統計誤差 (相対誤差; 標準偏差/平均値) が 10% 未満となるよう調整した。

3. 結果と考察

3.1. 仮想線量計からの平均遮蔽厚

ISS 及び JEM 形状モデル 組成及び密度情報を含む) について、Ray-tracing にて算出した仮想 PADLES 線量計の中心位置からの平均遮蔽厚を図 6 に示す。ISS 及び JEM モデルの平均遮蔽厚は、各々 29 ~ 72、24 ~ 62 g/cm² であり、いずれの線量計設置位置からの遮蔽厚についても、ISS モデルの方が JEM モデルよりも大きかった (図 6a)。PM 内部の Node 2 付近 (仮想線量計 No. 1 ~ 4) の平均遮蔽厚が大きく、PM 内部の EF 付近 (仮想線量計 No. 9 ~ 12) 及び ELM-PS (仮想線量計 No. 14 ~ 17) は平均遮蔽厚が小さい傾向にあった。

また、JEM モデルの平均遮蔽厚は ISS モデルの 84 ~ 92% であり、特に PM 内部 (仮想線量計 No. 1 ~ 12) では、+X 方向側 (仮想線量計 No. 1, 3, 5, 7, 9, 11) の方が -X 方向側 (仮想線量計 No. 2, 4, 6, 8, 10, 12) よりも ISS モデルと JEM モデルの平均遮蔽厚の差が小さいことが分かった (図 6b)。これは、JEM に対して -X 方向側にのみ JEM 以外のモジュールや構造体が存在し (図 1a)、JEM 内部でも -X 方向側の方がこれらによる遮蔽影響が大きくなるためと考える。

3.2. 仮想線量計からの遮蔽厚分布

ISS 及び JEM 形状モデル (組成及び密度情報を含む) について、仮想 PADLES 線量計中心位置からの遮蔽厚分布を Ray-tracing にて算出した。ISS 形状

モデルの遮蔽厚分布の代表例を図 7a に示す。いずれの仮想線量計設置位置についても、最頻値は 10 ~ 20 g/cm² であったが、それ以上の遮蔽厚のデータも存在した。また、平均遮蔽厚の大きい傾向にあった PM 内部の Node 2 付近 (仮想線量計 No. 1) は、小さい傾向にあった箇所 (仮想線量計 No. 7, 13) と比較し、50 g/cm² 以上の確率が高いことが分かった。

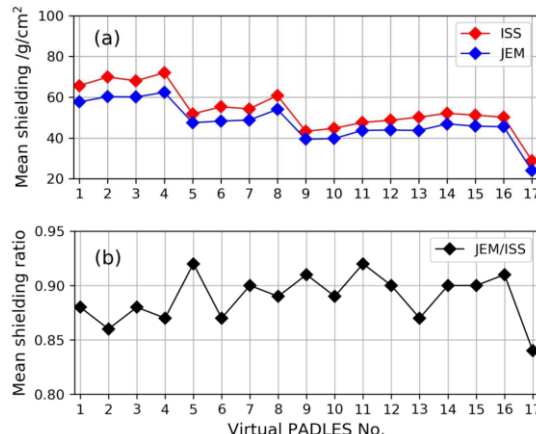


図 6 (a) 仮想 PADLES 線量計 (計 17 箇所) 中心位置からの平均遮蔽厚計算結果、(b) ISS モデルに対する JEM モデルの平均遮蔽厚比

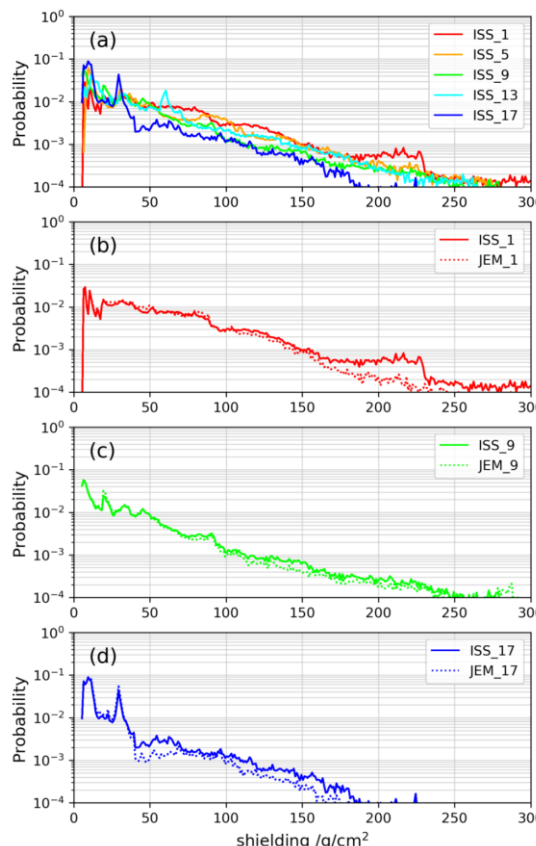


図 7 仮想 PADLES 線量計中心位置からの遮蔽分布計算結果 (a) ISS モデル (PADLES No. 1, 5, 9, 13, 17)、(b) ~ (d) ISS (実線) 及び JEM (波線) モデル (PADLES No. 1, 9, 17)

ISS 及び JEM 形状モデルについて、遮蔽厚分布の比較を図 7b-d に示す。いずれの仮想線量計設置位置についても、ISS と JEM 形状モデルの遮蔽厚分布の傾向は近いものの、ISS 形状モデルの方が $\sim 50 \text{ g/cm}^2$ 以上の確率が高いことが分かった。 $\sim 50 \text{ g/cm}^2$ 以上での遮蔽厚分布の差異が、両形状モデルの平均遮蔽厚の差異 (図 6) に寄与したと考えられる。

3.3. 線量計算結果

図 8 に仮想 PADLES 線量計における吸収線量 (D) 及び線量当量 (DE) の計算値と実測値を示す。図 9 に仮想線量計における D 及び DE の実測値に対する計算値の比 (C/E) を示す。Area PADLES #14 と #15 のいずれについても、東西効果の考慮の有無や形状モデルの差異 (ISS または JEM) に関わらず、大部分の仮想線量計設置位置について D 及び DE の計算値は実測値と各々 $\sim 20\%$ 、 $\sim 30\%$ 以内で一致した。この結果より、PHITS、AP8 及び Matthia モデル、今回作成した形状モデルの組合せは、被ばく線量評価の上で十分な精度を持つと言える。

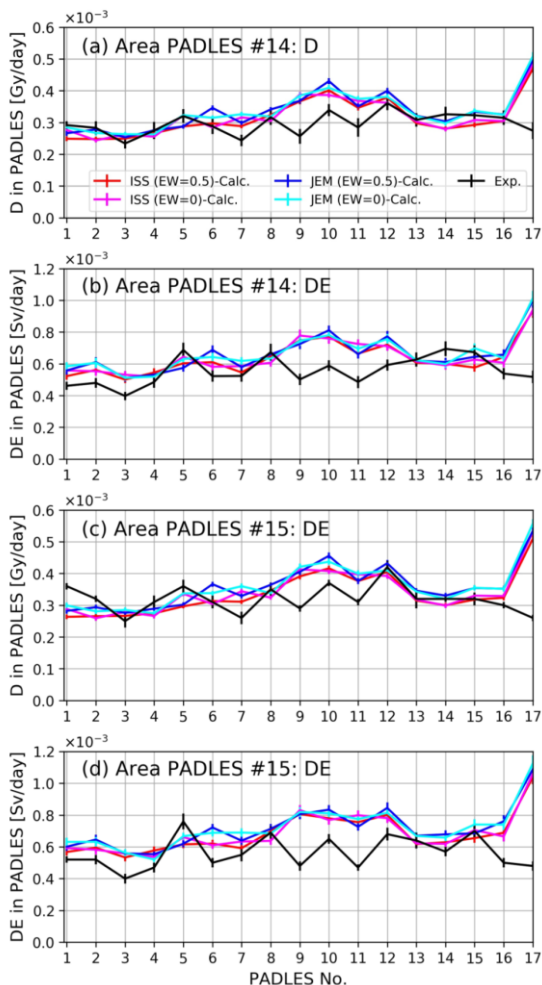


図 8 仮想 PADLES 線量計における吸収線量 (D) 及び線量当量 (DE) の計算 (Calc.) 及び実測 (Exp.) 値 (EW:東西効果; 計算値のエラーバーは、モンテカルロシミュレーションにおける統計誤差 (標準偏差) であり、実測値のエラーバーは複数の系統的誤差を考慮した統計誤差である^{[6])}

なお、PM 内部の EF 付近 (仮想線量計 No. 9 ~ 11) 及び ELM-PS 内部の天頂部 (仮想線量計 No. 17) は、計算値が過大評価する傾向にあった。その要因の一つとして、特に後者 (仮想線量計 No. 17) については、形状モデルと実物の遮蔽環境の齟齬が考えられる。実際の、ELM-PS 内部の天頂部には、多数の貨物が保管されているが、今回作成した形状モデルは貨物の存在を考慮していない。したがって、形状モデルの仮想線量計 No. 17 位置は、遮蔽環境を過小評価している可能性が高く、このことが線量計算値の過大評価に影響したものと考えられる。

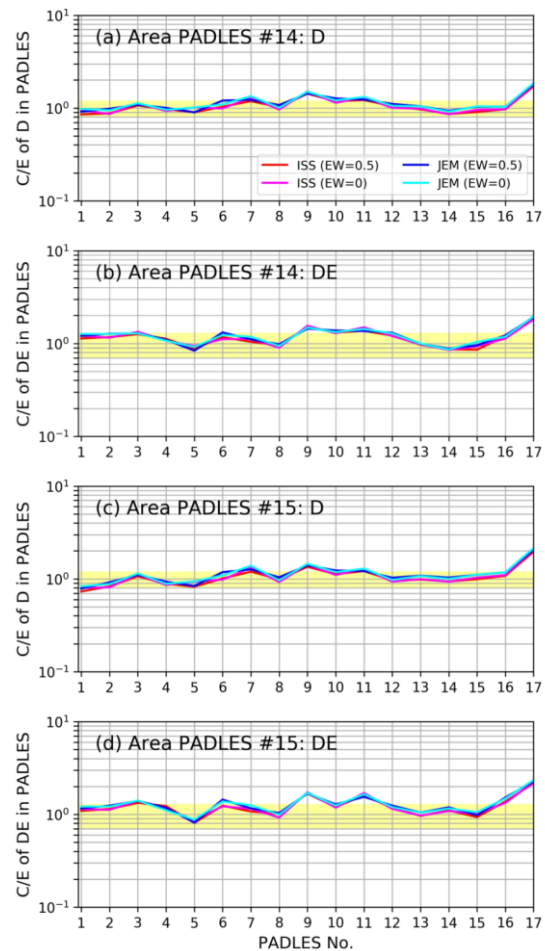


図 9 仮想 PADLES 線量計における吸収線量及び線量当量の実測値に対する計算値 (C/E): (a), (b) Area PADLES #14, (c), (d): Area PADLES #15

仮想線量計における D 及び DE の実測値に対する計算値 (C/E) の平均値及び標準偏差 (17箇所における) を表 2 に示す。東西効果の導入有無が線量計算結果に与える影響はわずかであることが分かった。線量予測精度向上の手法として、捕捉陽子線の異方性の考慮は、それほど重要ではないと言える。また、ISS と JEM 形状モデルの差異が、線量計算精度に与える影響も小さいことが分かった。なお ISS と JEM モデルの平均遮蔽厚の差が大きい、すなわち、JEM 内部の遮蔽環境をより再現していると考え

られる -X 側の仮想線量計 (No. 2, 4, 6, 8, 10, 12) のみを抽出しても、ISS と JEM 形状モデルの差異が、線量計算精度に与える影響は小さかった。

以上より、被ばく線量を精度よく計算するには、宇宙船形状データについて、遮蔽厚分布の頻度の高いデータ (今回の場合、 $\sim 50 \text{ g/cm}^2$ 未満のデータ) を可能な限り実物に合わせる事が重要と言える。そして、線量計測点近傍の形状データ (今回の場合 JEM 内部) を可能な限り再現すれば、計測点から離れた箇所の形状を考慮しなくても、ある程度精度の高い計算が可能と言える。モンテカルロシミュレーションの計算時間効率を考慮すると、計測点近傍の遮蔽環境を再現した上でコンパクト化した形状データを用いることが、短時間で高精度な被ばく線量計算を実現するものと考えられる。

表 2 仮想 PADLES 線量計における吸収線量及び線量当量の実測値に対する計算値 (C/E) の平均値及び標準偏差 (Area PADLES #14及び #15)

	East west	ISS model	JEM model	
#14	D	0.5	1.07±0.22	1.13±0.22
		0	1.09±0.25	1.14±0.24
	DE	0.5	1.17±0.24	1.21±0.26
		0	1.18±0.26	1.22±0.26
#15	D	0.5	1.07±0.28	1.14±0.28
		0	1.09±0.30	1.15±0.31
	DE	0.5	1.24±0.33	1.30±0.33
		0	1.25±0.34	1.31±0.35

4. 纏め

BLEO 環境における有人長期滞在ミッションに適用可能な宇宙放射線被ばく線量予測及び算定手法の確率に向け、放射線解析用 ISS 及び JEM 3D-CAD モデルを作成し、PHITS 及び既存宇宙放射線環境モデルを用いて、JEM 内部の線量評価を行った。PHITS、AP8 及び Matthia モデル、今回作成した ISS 及び JEM 形状モデルの組み合わせでは、D 及び DE が実測値と各々 $\sim 20\%$ 、 $\sim 30\%$ 以内で一致し、被ばく線量評価の上で十分な精度を有する線量計算が可能であることが分かった。また、捕捉陽子線モデルの異方性の考慮や、JEM 以外のモジュール及び構造体の存在は、線量計算精度の向上に大きく影響しないことも分かった。後者を考慮すると、計測点近傍の遮蔽環境を再現した上でコンパクト化した形状データを用いることが、短時間かつ高精度な被ばく線量評価の上で重要と考える。今後、期間網羅的な検証や、捕捉陽子線モデル AP9 を用いた検証、アクティブ線量計での実測値との比較などを通して、宇宙放射線環境モデルの精度に関する詳細検討を行う計画である。

5. 謝辞

ISS 及び JEM 3D-CAD モデル作成の上で支援いただきました、JAXA 池田直美主幹研究開発員、榎田大輔研究開発員、早稲田真平研究開発員、株式会社 IHI エスキューブ伊藤賢司氏に感謝いたします。

6. 参考文献

- 1) ISECG, The Global Exploration Roadmap (3rd edition), 2018.
- 2) Zeitlin, C. et al., Measurements of Energetic Particle Radiation in Transit to Mars on the Mars Science Laboratory, Science 340, 1080-1084, 2013.
- 3) JAXA 国際宇宙ステーション搭乗宇宙飛行士放射線被ばく管理規程 (2013 年改正) .
- 4) Sato, T. et al., Features of Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS) version 3.02, J. Nucl. Sci. Technol. 55, 684-690, 2018.
- 5) Goto, A. et al., 42nd COSPAR Scientific Assembly, F2.2-0005-18, 2018.
- 6) Nagamatsu, A. et al., Area radiation monitoring on ISS Increments 17 to 22 using PADLES in the Japanese Experiment Module Kibo, Radiat. Meas. 59, 84-93, 2013.
- 7) Wu, Y., et al., CAD-based Monte Carlo program for integrated simulation of nuclear system SuperMC, Ann. Nucl. Energy, 82, 161-168, 2015.
- 8) Sawyer, D. M., et al. AP-8 trapped proton environment for solar maximum and solar minimum, NSSDC/WDC-A-R/S-76-06, 1976.
- 9) Matthia, D., et al., A ready-to-use galactic cosmic ray model, Adv. Space Res. 51, 329-338, 2013.
- 10) Sato, T., et al. Comparison of cosmic-ray environments on earth, moon, mars and in space craft using PHITS, Radiat. Prot. Dosim., 1-4, 2017.
- 11) JAXA ISS 宇宙放射線環境計測データベース: <http://iss.jaxa.jp/spacerad/index.html>
- 12) JAXA 宇宙環境計測情報システム (Space Environment & Effects System: SEES): http://seesweb.s.tkscl.in-jaxa/Japanese/Top/top_jaxa_j.shtml
- 13) JAXA スーパーコンピュータシステム (JAXA Supercomputer System Generation 2: JSS2): <https://www.jss.jaxa.jp/>
- 14) ICRP Publication 60, Ann. ICRP 21, 1-3, 1991.

みちびき初号機 footpoint のシベリア MAGDAS 近傍への長時間滞在を 活用した、磁気圏 FAC – 電離圏電流系の同時観測：統計解析

河野 英昭^{1,2}, 安倍松 侑太², 東尾 奈々³, 越石 英樹³, 松本 晴久³

A.V. Moiseev⁴, D. G. Baishev⁴, 魚住 禎司¹, 阿部 修司¹, 吉川 顕正^{1,2}

1: 九州大学 国際宇宙天気科学・教育センター

2: 九州大学大学院 理学研究院 地球惑星科学部門

3: 宇宙航空研究開発機構 研究開発部門 第一研究ユニット

4: Yu.G. Shafer Institute of Cosmophysical Research and Aeronomy, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences

1. イントロダクション

FAC (Field-Aligned Current; 沿磁力線電流) は磁力線に沿って流れ、磁気圏の構造や substorm などの現象を理解する上で非常に重要である。また、磁力線沿いに電離圏に到達した FAC は電離圏電流と繋がって電流回路を作っており、その電流系の理解は磁気圏電離圏連続系の理解において重要である。しかし、その繋がりの様相を、衛星と地上観測点が同一磁力線上に長時間滞在する例を使って調べた研究は少ない。その大きい理由は、極軌道衛星は地上に対して高速で移動するため同一磁力線に位置する時間が非常に短い事、静止軌道衛星は常に同一磁力線上に位置するが磁気圏内の FAC 発生位置の中心からは離れており、substorm 等の際に FAC が静止軌道を通過する回数も長くない事、である。

本研究の本質的目的は、

- (a) 内閣府が運用する準天頂衛星 (QZS; Quasi-Zenith Satellite) 「みちびき初号機」(2010年に JAXA により打ち上げ) と
- (b) 九州大学国際宇宙天気科学・教育センター (ICSWSE; International Center for Space Weather Science and Education) が中心となって運用する地磁気観測ネットワーク MAGDAS (MAGnetic Data Acquisition System) のシベリア観測点中の Kotel'nyy (KTN) (磁気緯度 69.9° 、磁気経度 201.0°)、Tixie (TIK) (磁気緯度 65.7° 、磁気経度 196.9°)、Chokurdakh (CHD) (磁気緯度 64.7° 、磁気経度 212.1°)

が同一磁力線上に位置する期間が過去研究にないほど長い (その理由は次段落参照) 事から、その期間の(a)(b)の同時観測磁場データから FAC と電離圏電流の結合の様相の詳細を大規模統計解析によって明らかにする事である。

「みちびき初号機」の軌道 (軌道要素数値は安倍松他 [2017] 参照) はその高度が静止軌道 ($6.6R_E$) に近く、かつ、軌道傾斜角が約 40° となっている。そのため「みちびき初号機」は日本子午面近傍の磁気圏内高緯度領域に長時間滞在し、また、「みちびき初号機」を通過する磁力線が地表に到達する点 (footpoint) は KTN, TIK, CHD の近傍に位置し続ける (footpoint の軌

跡の 1 例は安倍松他[1997]の図 1 参照)。

本研究のもう 1 つの **unique point** は、「みちびき初号機」は磁気圏内の静止軌道距離高緯度領域に長時間滞在する事、その領域での長時間連続観測はこれまであまり行われていない事、である。

本論文でのデータ解析期間は 2010/10/1~2013/3/31 の 2 年半である。この期間は安倍松他[2017]と同じで、本論文では安倍松他[2017]以降の統計解析の進展部分を中心に報告する。

2. データ解析・議論

「みちびき初号機」の位置表示には SM 座標系を用いる。磁場データは FA (Field-Aligned) 座標系で表現したものをを用いる。磁力線に沿って伝わる現象を研究対象としているためこの座標系を用いる。FA 座標系の原点は衛星中心にあり、 Z_{FA} 軸は衛星位置での主磁場 (グローバル経験磁場モデルである Tsyganenko2002 モデルで計算) の向きに取り、 Y_{FA} 軸は Z_{FA} 軸単位ベクトルと地球中心→衛星位置ベクトルとを外積した向きに取り、 X_{FA} 軸は Y_{FA} 軸と Z_{FA} 軸との外積で決まる。また、衛星を通過する磁力線や footpoint などの計算は、全て Tsyganenko2002 モデルを用いて行った。

地上磁場は HDZ 直交座標系を用いて表現する。ここに、 H は地球固有磁場の地表での向き、 D は東方向き、 Z は鉛直下向きである。

イベント同定方法は安倍松他[2017]と同じである。その本質的な点は、「みちびき初号機」で明瞭に transient perturbation (継続時間 10~30 分程度) が観測されている事、「みちびき初号機」の footpoint (以下 QZSFP と記す) と KTN, TIK, CHD のいずれかとの間の距離が 10° 以下である事、KTN, TIK, CHD でもほぼ同時に perturbation が観測されている事、である。イベント同定方法の詳細については安倍松他[2017]の第 3 章を参照されたい。この方法により 76 events が同定された。

同定された events のうちの 1 例の事例解析も安倍松他[2017]の第 4 章にて行われているので参照されたい。ここにはその重要点を summary として記す。その event では、「みちびき初号機」で観測された磁場変動は、線状 FAC の(磁気圏内)高緯度向き運動が作る磁場変動と consistent だった。また、同時観測された CHD での地上磁場変動は、線状の電離圏電流の高緯度向き運動が作る磁場変動と consistent だった。「みちびき初号機」footpoint と CHD が近かった事から、観測された FAC と電離圏電流は繋がっていたと解釈可能である。

以下、同定された 76 events の初期統計解析について記す。まず、上記事例解析での高緯度向き運動が一般的か否かを知る為に、地上観測点 3 点でのイベント観測時刻の差から直接、FAC (が流れる磁力線)の緯度方向運動(南北運動)の向きを以下のようにして調べた。

- (a) 地上磁場変動のうち D 成分は FAC の寄与が大きい (H, Z 成分については電離圏電流

の寄与も大きい) と考えられるので、D 成分の初動時刻を FAC 観測時刻として採用した。初動時刻は目視により判定し、判定が難しい観測点は南北運動方向推定に使用しなかった。

(b) CHD と TIK の磁気緯度差は上記の通り小さいので、[CHD and/or TIK] と KTN の観測時刻差を南北運動方向推定に使用した。KTN の方が高緯度なので、KTN の方が遅く観測されれば高緯度向き運動と推定した。

(c) KTN のデータが存在しない events については、「みちびき初号機」での FAC 観測で KTN 観測を代用できるか以下のようにして判定し、代用できるものは使用した。(5 events がこれに該当した。)

(c1) 地上 D 成分と対応が良いのは $B_{Y,FA}$ 成分(東向き磁場成分)と考えられるので、 $B_{Y,FA}$ 成分の初動時刻を FAC 観測時刻として採用した。初動時刻は目視により判定し、判定が難しいイベントは使用しなかった。そして、その観測時刻を、地上では、QZSFP での観測時刻として使用した。

(c2) QZSFP が CHD より 3° 以上高緯度にある場合は QZSFP で KTN を代用した。

以上の結果、34 events が残った。その 34 events 中、北向きに動いていると推定されたのは 33 events (97%)であった。このことから、全 76 events の殆どが北向きに動いた、と推定するのは妥当だと判断できる。

そこで、各イベントの FAC の極性 (地球向きか尾部向きか) を、「磁気圏内で高緯度向きに動く FAC が「みちびき初号機」の位置に作る $B_{Y,FA}$ が、イベント中心時刻において増加するか減少するか」で推定した。その結果得られた FAC 極性を SM 座標系での QZS 位置に表示したのが図 1 である。(これは安倍松他[1997]の図 5 と同じであるが、 Z_{SM} 依存性の重要性から再掲

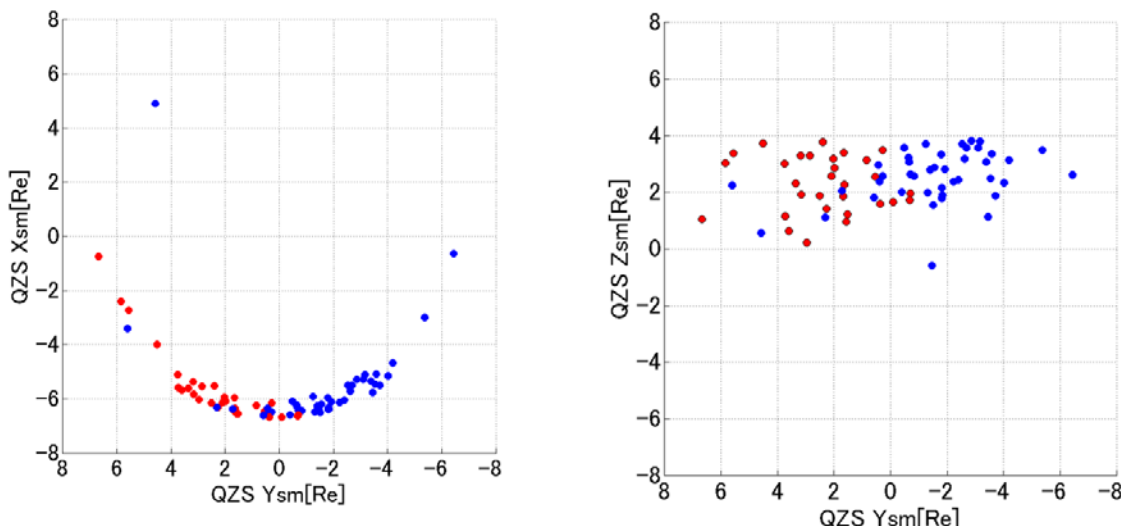


図 1. FAC の空間分布と極性(青：地球向き、赤：尾部向き)

する。また、安倍松他[1997]では FAC が高緯度向きに動く事は完全に仮定であった。)

図 1 は、FAC は朝側で地球向き、夕方側で尾部向きに流れる傾向が強い事を示している。これは Region-1 のセンスで、過去研究と consistent である。ただ、平均的磁気活動度の期間においては、静止軌道距離の磁気圏内高緯度領域は plasma sheet が南北に分かれてオーロラ帯に繋がっていく領域にあたり、この領域を長時間連続観測した過去衛星は少ない。イントロダクションに記したように、大きい軌道傾斜角を持っている「みちびき初号機」はそれを行える、という unique point を持っており、その長時間連続観測の結果が図 1 右に示されているものである。

図 1 右に示すように FAC は静止軌道距離での $Z_{SM}=0\sim 4R_E$ で観測されている。 Z_{SM} 大の位置のものは PSBL FAC と考えられ、小さい substorm に伴って plasmashet が南北方向に膨らんだ結果観測された、と考えられる。一方、 Z_{SM} 小の位置のものは大きい substorm 時に current-wedge FAC が静止軌道まで到達したものを含んでいる事も充分考えられる事であり、本研究の FAC events の発生時の AE index を調べる事が重要である。

次に、本研究の本質的目である FAC—電離圏電流結合に関する初期解析結果について記す。今回は第 1 段階として定性的に、FAC—電離圏電流結合回路, TIK, CHD 地上磁場観測点、の位置関係の場合分けと、それに応じて期待される、地上での transient perturbation の同定可能性

について調べた。具体的には、まず図 2 の(a)~(d)の 4 つに場合分けする。FAC は QZSFP の近くにあるものとして、QZSFP の位置に FAC を描いている (⊗:地球向き、⊙:尾部向き)。また、それと繋がって電流回路を作る電離圏電流(一般的に西向き)を点線の矢印で描いている。そして、それと TIK, CHD の位置関係を示している。TIK と CHD は磁気緯度差 1° 、磁気経度差 15° であるので、QZSFP が TIK または CHD と 5° 未満の近さにある events を集めると、図 2 中の吹き出し内に記載の観測が期待される。例えば (a)では、地球向き FAC が TIK に近く電離層電流もそこから西向きのため、CHD はこれらの電流から遠く、その為磁場変動は小さいと期待される。また (b)では、CHD の近くを流れるのは TIK 近くの尾部向き FAC と繋がる電離圏電流のみであるため、それが作る磁場が明瞭に観測されると期待される。(c), (d)についても (b), (a)と同様の説明となる。

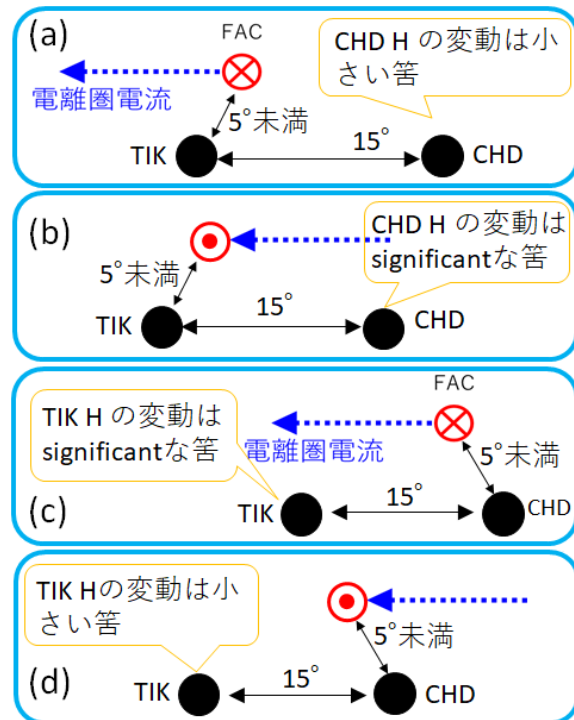


図 2. FAC (QZSFP の位置に表記)—電離圏電流結合回路, TIK, CHD 地上磁場観測点、の位置関係の場合分けと、期待される地上磁場変動

この場合分けのそれぞれについて、該当するイベント数 n とその中で期待を満たすイベント数 m を調べた。結果、それらを $[m/n]$ と書くと、(a) : [9/14]、(b) : [6/6]、(c) : [1/1]、(d) : [0/2]、となった。(a)(b)(c)(d)全て足すと[16/23]となり、期待を満たすイベントは7割で、母集団は小さいが期待された方向の結果であると考えられる。

3. 今後の課題

上記の初期統計解析において示されたように、現在のイベント数では、条件を厳しくしたり場合分けしたりするとイベント数が少なくなり有意な結論を得る事が難しくなる。有意な統計解析を行う為に、解析期間を更に広げ、イベント数をより多くする必要がある。

また、上記統計解析は非常に定性的なものであり、今後は、統計解析する対象として、FACと電離圏電流が繋がった電流回路の空間構造・サイズ、FACがQZS位置に作る磁場振幅と「FAC+電離圏電流」が地上に作る磁場振幅の比率、等をイベント毎に決め、それを統計解析していく必要がある。

4. 参考論文

竹内勇人、河野英昭、東尾奈々、松本晴久、D. G. Baishev、魚住禎司、阿部修司、湯元清文、吉川顕正、QZS衛星とMAGDAS地上磁力計による沿磁力線電流の同一磁力線上同時観測、第10回「宇宙環境シンポジウム」講演論文集、p33-40、JAXA-SP-13-016、2014年5月15日。(査読無し)

小串修、河野英昭、東尾奈々、松本晴久、A. V. Moiseev、D. G. Baishev、魚住禎司、阿部修司、湯元清文、吉川顕正、QZSとMAGDAS地上磁力計を用いた同一沿磁力線電流の解析、第12回「宇宙環境シンポジウム」講演論文集、p271-276、JAXA-SP-15-012、2016年3月11日。(査読無し)

河野英昭、小串修、安倍松侑太、東尾奈々、松本晴久、A. V. Moiseev、D. G. Baishev、魚住禎司、阿部修司、吉川顕正、QZSとMAGDAS地上磁力計による磁気圏FAC-電離層電流回路の同時観測：初期統計解析、第13回「宇宙環境シンポジウム」講演論文集、p57-64、JAXA-SP-16-010、2017年2月15日。(査読無し)

安倍松侑太、河野英昭、東尾奈々、越石英樹、松本晴久、A. V. Moiseev、D. G. Baishev、魚住禎司、阿部修司、吉川顕正、QZS(みちびき)初号機とMAGDASによる磁気圏FAC-電離圏電流回路の同時観測に関する統計解析に向けて、第14回「宇宙環境シンポジウム」講演論文集、p1-7、JAXA-SP-17-006、2018年01月15日。(査読無し)

No1

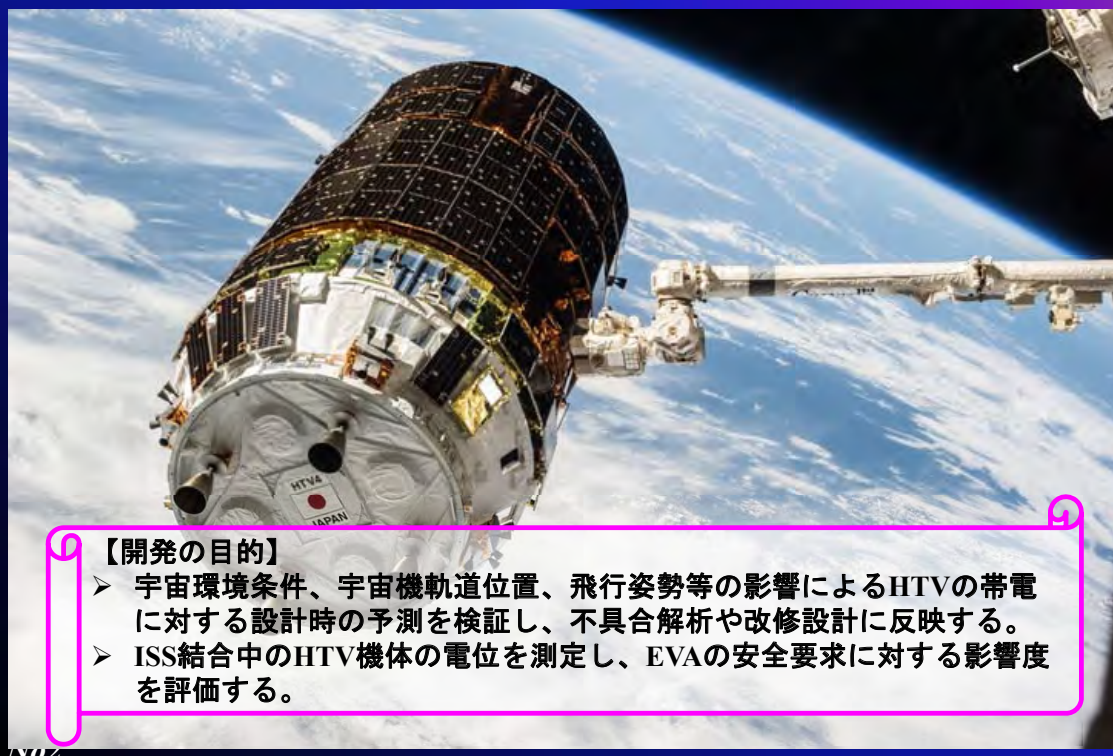
HTV搭載スラスタによる 電離層プラズマへの擾乱

○奥村哲平¹、辻田大輔²、小林裕希¹、葛西徹¹、大川恭志¹、
岡本博之¹
1 宇宙航空研究開発機構
2 三菱重工

2018年10月30日-31日
第15回宇宙環境シンポジウム
東北大学 青葉サイエンスホール



はじめに



【開発の目的】

- 宇宙環境条件、宇宙機軌道位置、飛行姿勢等の影響によるHTVの帯電に対する設計時の予測を検証し、不具合解析や改修設計に反映する。
- ISS結合中のHTV機体の電位を測定し、EVAの安全要求に対する影響度を評価する。

本日のテーマ

- HTVがスラスタを噴射した時に、機体電位が緩和されたと思われる事象を観測した。観測結果について報告する。

No3

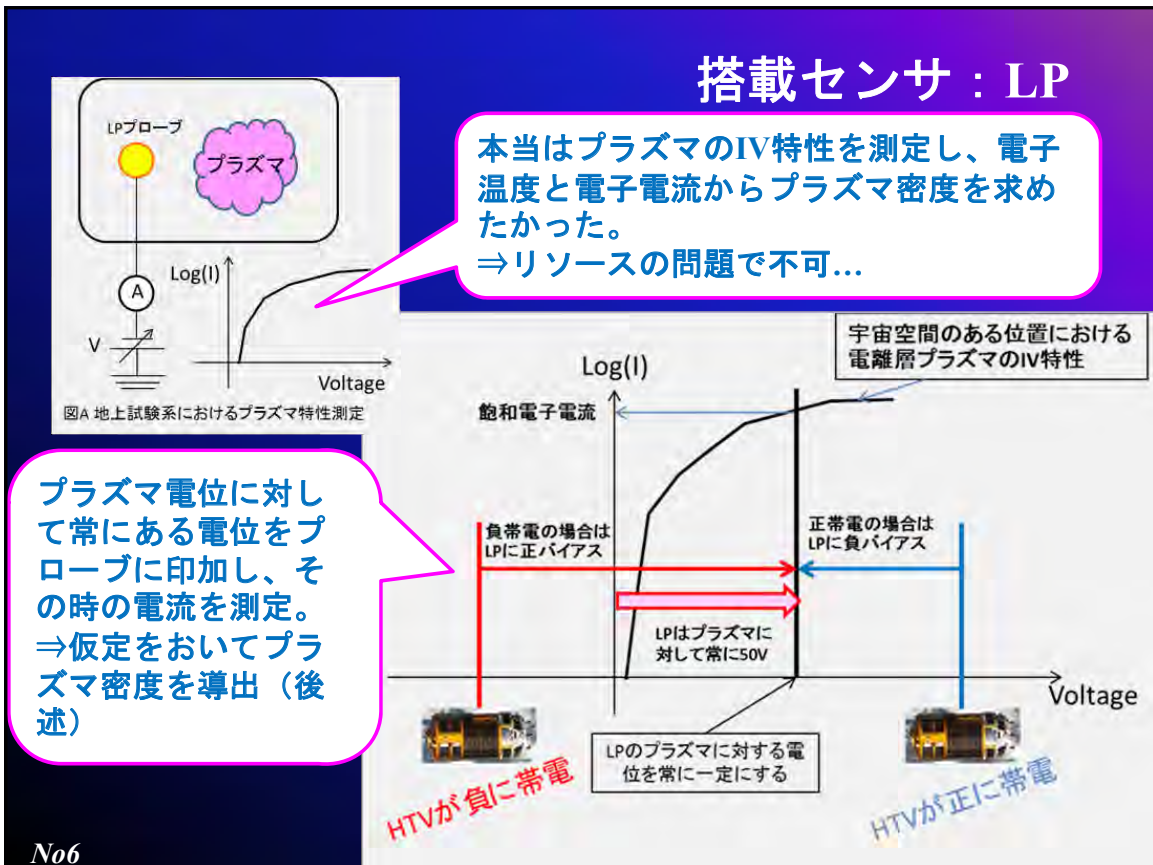
HTV-6に搭載した装置：LP-POM

LP-POMはTREK-3G、SCM、LPの三種類のセンサを搭載。

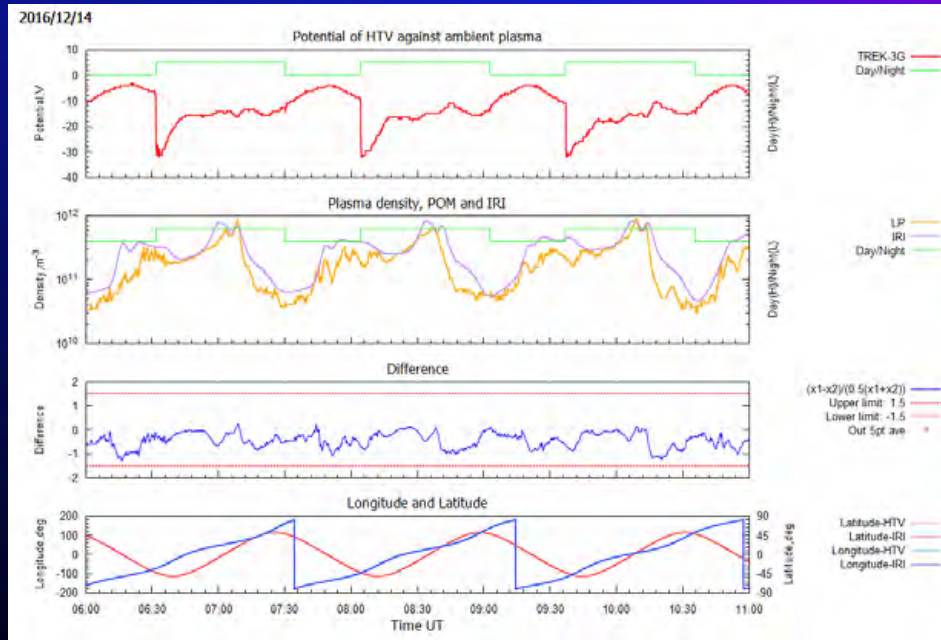
名称	測定対象	範囲
TREK-3G	電位	-50V~150V
SCM	電位	-50V~150V
LP	プラズマ電流	$1 \times 10^{10} \text{m}^{-3} \sim 1 \times 10^{12} \text{m}^{-3}$ のプラズマ密度相当の電子電流



No4



観測値の評価



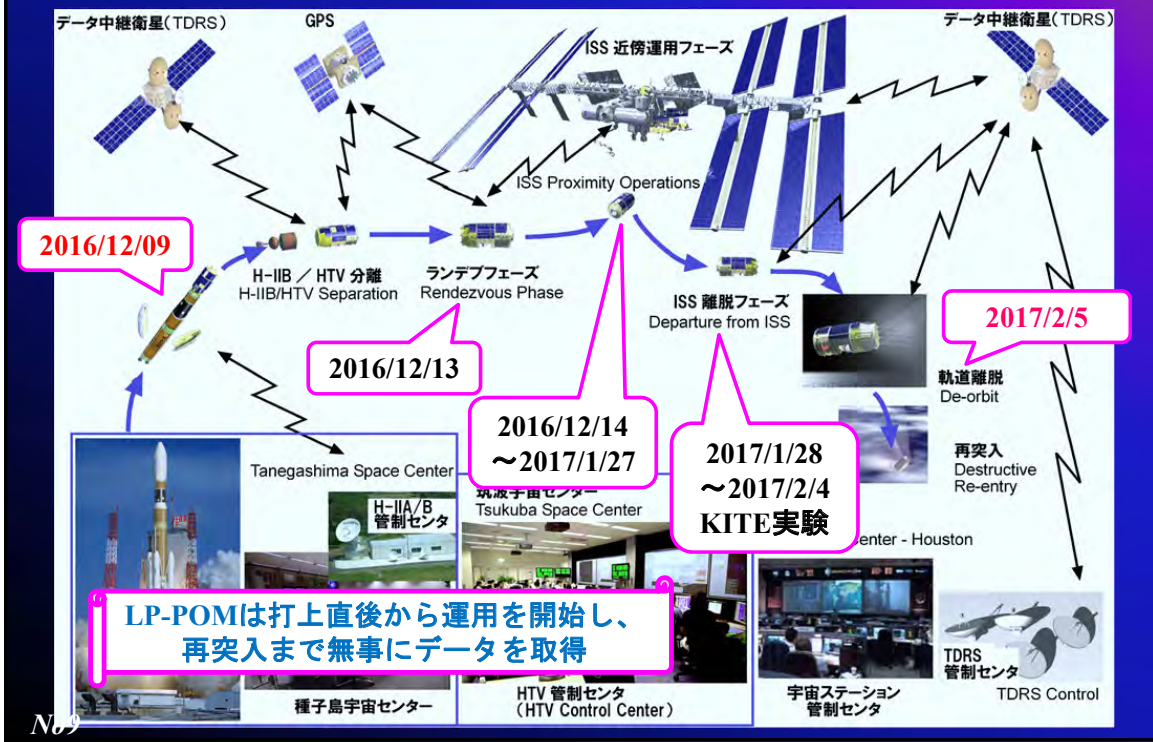
No7



HTVについて

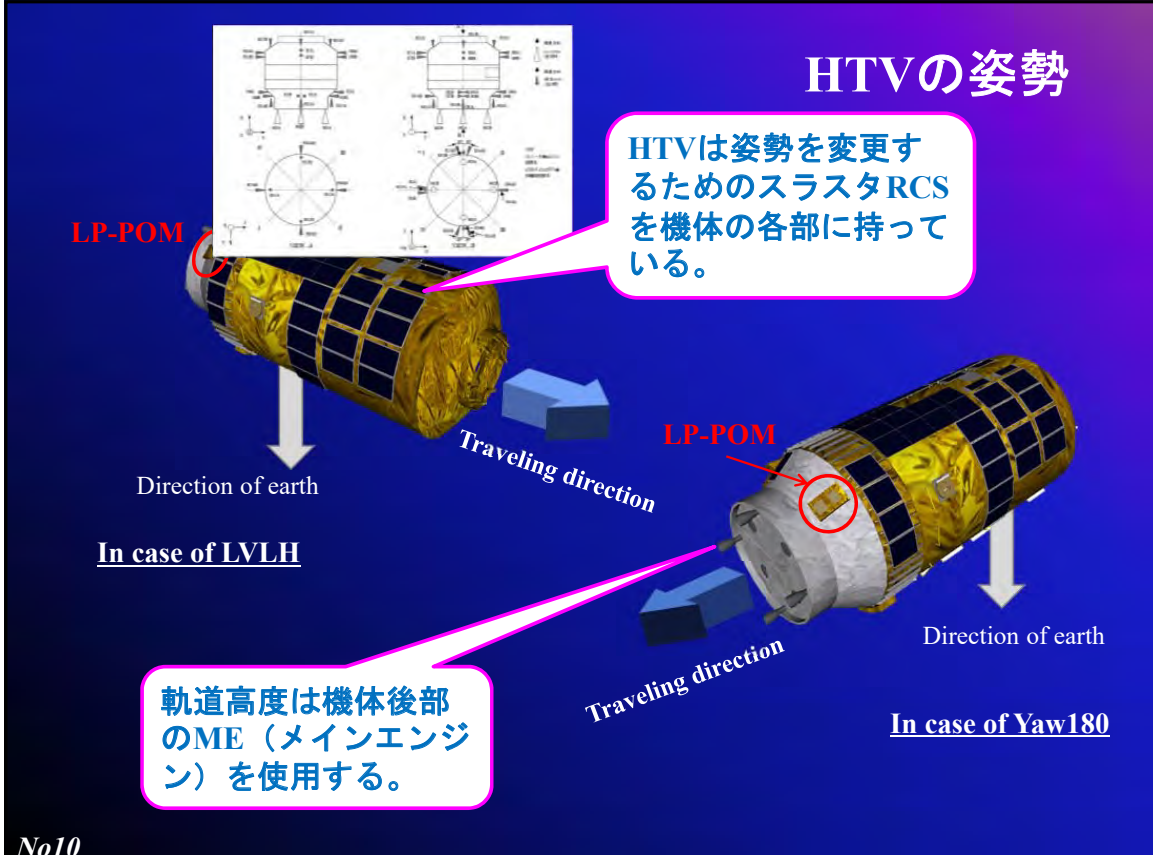
No8

HTV-6の運用 (ダイジェスト版)



No9

HTVの姿勢



No10

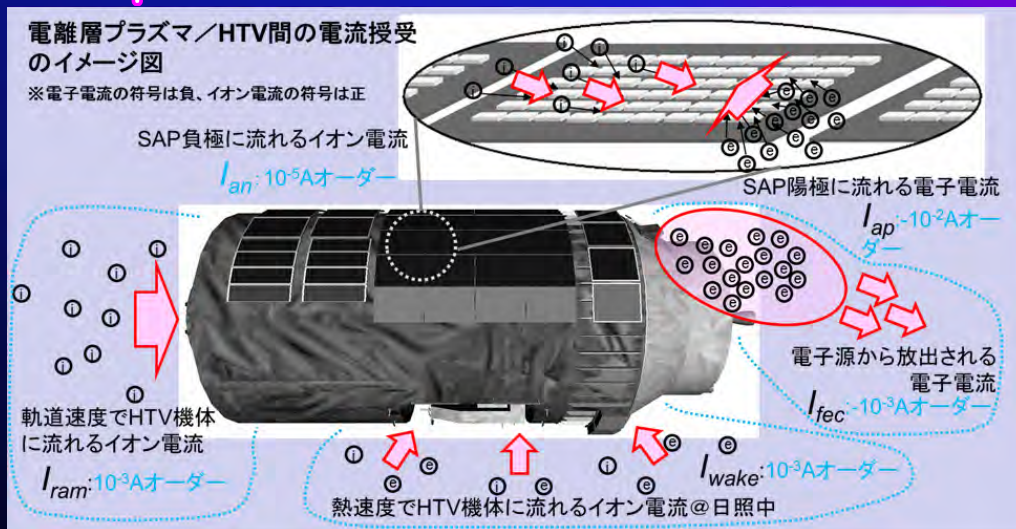


スラスタ噴射による帯電電位の緩和

No11

帯電緩和とHTVの状態

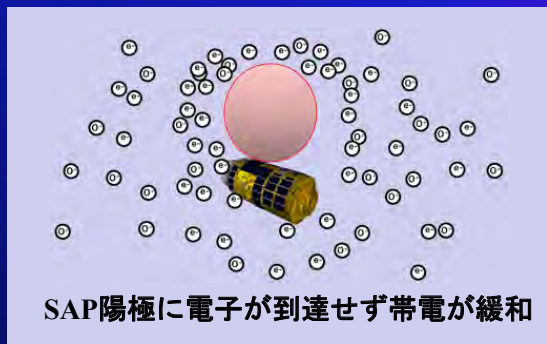
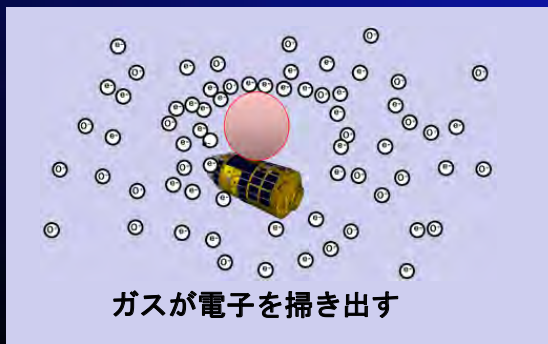
HTVの電位はどのように決まるのか？



電子電流とイオン電流が平衡した時の電位が衛星電位

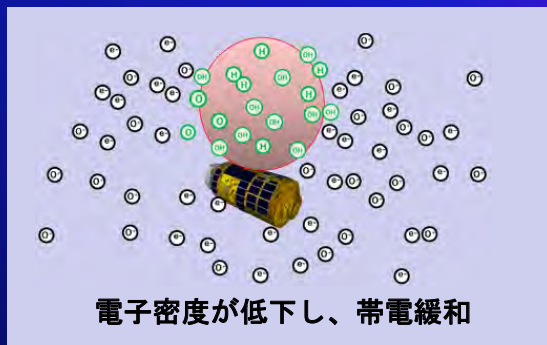
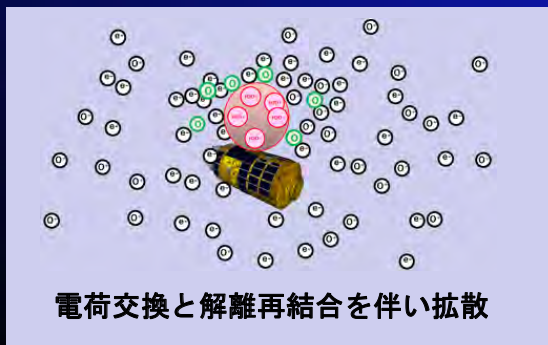
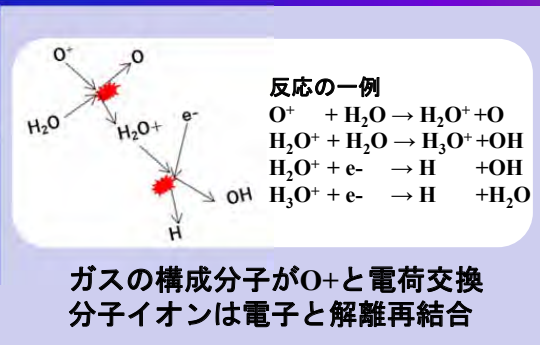
No12

帯電緩和の原理：電子の掃き出し



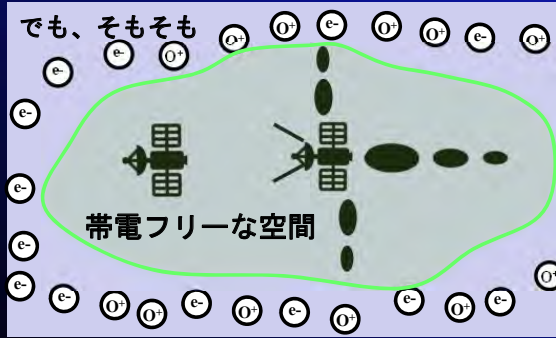
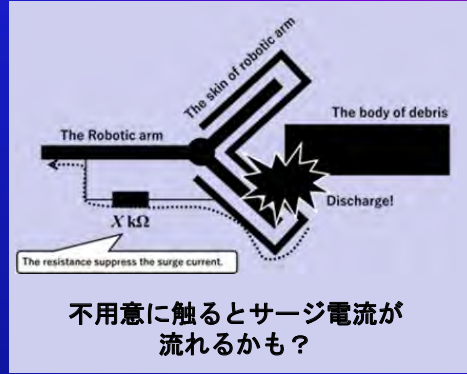
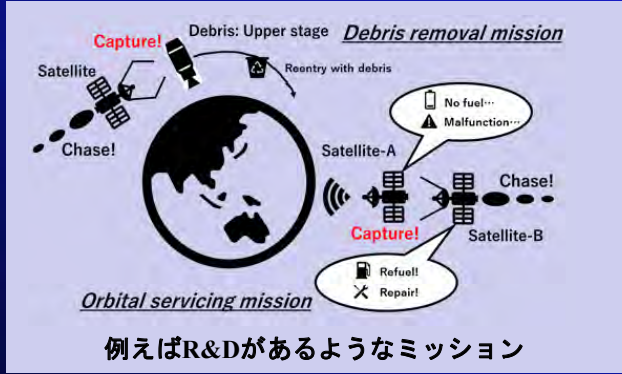
No13

帯電緩和の原理：解離再結合



No14

応用例



R&Dの最終フェーズでは、RCSを頻繁に使っているので、電子の少ない環境が出来上がっているのではないだろうか?

実は(ほとんど)帯電していない状態でドッキングできると設計がとても楽。

No15

まとめ

- 軌道上で観測した、スラスターの噴射によるHTVの電位変化について報告した。
- 電子やイオンの反応過程を考慮した計測結果の妥当性を確認する予定。

No16

ISS材料劣化実験における 原子状酸素フルーエンス計測法に関する一考察

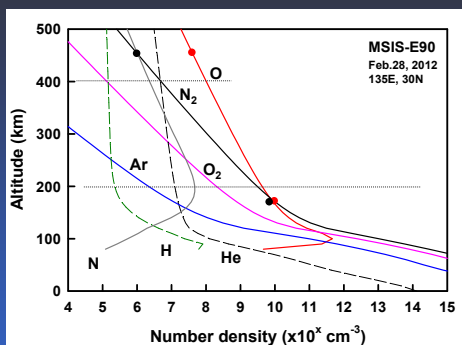
第15回宇宙環境シンポジウム
2018年10月30日, 仙台

¹神戸大学, ²NASA-GRC

田川雅人¹, 藤本友介¹, 大倉僚太¹, 白川遼¹, 井出航¹, 横田久美子¹,
Kim K. de Groh², Bruce A. Banks²

A part of this study was supported by the Grant-in-Aids for Scientific Research contract #26289322, 18H101624 and 18K18912; and also by the Coordination Funds for Promoting Aerospace Utilization from the Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology, Japan.

Natural gas densities in sub-LEO region



AO density increases more than 2 orders compared with a conventional LEO conditions.



1 year AO fluence @450km is reached within 1 day @180km.

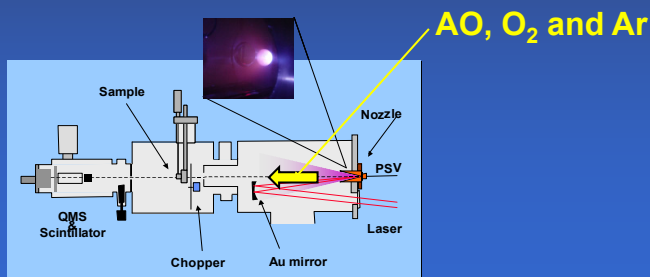
- Altitude profile of densities of atmospheric components calculated by MSIS-E90 atmospheric model.
Parameters for this calculation are: Date: 2012 Feb. 28 (relatively low solar activity period), Latitude: 30°, Longitude: 135°, Local time: 12H.
- Density of AO increased more than 2 orders higher than that in 450 km
 - Density of N₂ increased more than 3 orders higher (Composition: 1% → 50%)
 - Effect of N₂ collision on AO-induced erosion has not become clear.

New system

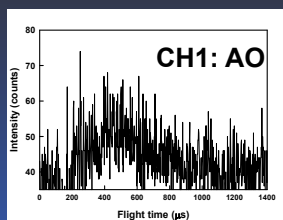
In order to study undecomposed O_2 component in the AO beam and N_2 effect in sub-LEO, a new system was developed.

- Low-cost
- Less space
- Accuracy of Ar flux measurement

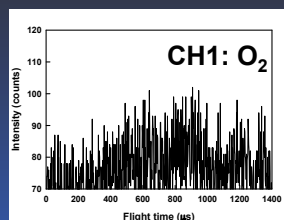
One-nozzle, two-beam (ONTB) system was developed.



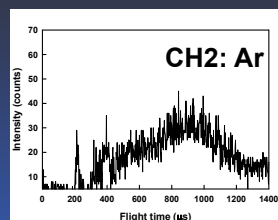
TOF distributions ONTB system



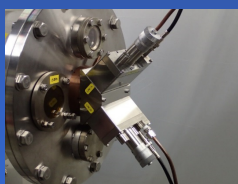
2.9 eV
 $2.0E+14$ atoms/cm²/s



4.0 eV
 $5.6E+13$ atoms/cm²/s



4.0 eV
 $6.6E+13$ atoms/cm²/s



Dual-PSV configuration

Flux of each component was calculated by
 PI-coated QCM for AO,
 Area of flux-weighted TOF spectra for O_2 and Ar
 with relative ionization cross-sections.

Sample: PI-coated QCM
 Conditions: room temperature, normal incidence

Kapton erosion yield (Ey)

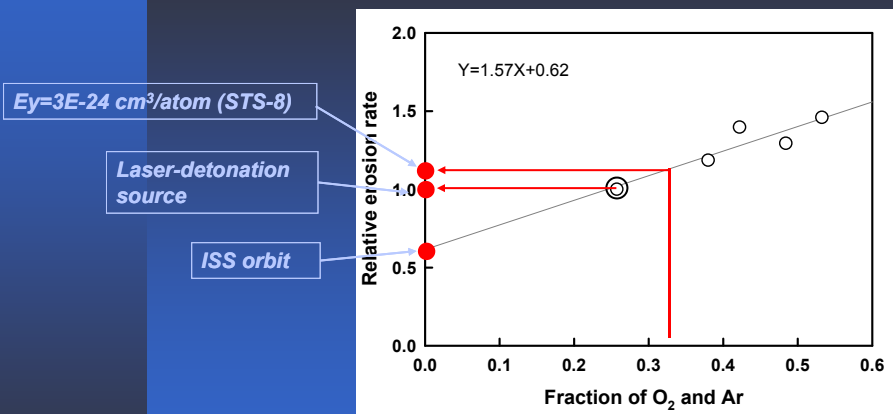
The value of “ $Ey=3.0E-24 \text{ cm}^3/\text{atom}$ ” is firstly measured by

STS-8 (EOIM-1)

- Mission period: 30 September – 5 October 1982
- Altitude: **225 km**
- AO fluence: $3.5E+21 \text{ atoms/cm}^2$ *
 - * calculated by MSIS ← N_2 effect was not considered
 - MSIS calculated N_2 fraction is **33%**
 - (Averaged value from 30/9/1982 to 5/10/1982 at 225 km)

Ey has evaluated by some other missions as well:
STS-5, STS-46, LDEF....

Relative erosion rates



- AO beam contains 27% O₂ in the original beam which is close to the environment at 225 km (33% N₂) !
- Kapton-equivalent AO fluence at ISS orbit may be underestimated !

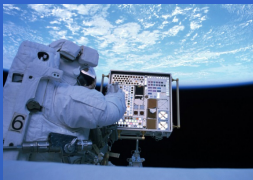
AO fluences, calculated vs. measured

Mission	Year	Platform	Atomic oxygen fluence (atoms/cm ²)		
			MSIS prediction	Kapton-equiv.	ratio
EOIM-3	1986	STS-46	2.10E+20	2.40E+20	1.14
JEM/MPAC&SEED	2010	ISS	1.40E+21	5.90E+20*	0.42
MEDET	2008	ISS	2.30E+21	1.70E+21	0.71

*Vespelequivalent fluence

AO fluence measured by MEDET and JEM-SEED missions are smaller than the MSIS-predicted values.

Possible reasons: (1) Shielding effect by ISS structures or STS?
 (2) E_y at ISS orbit is smaller than 225 km?



AO fluences in MISSE-2

MISSE-2 data were provided by K. K. de Groh and B. A. Banks

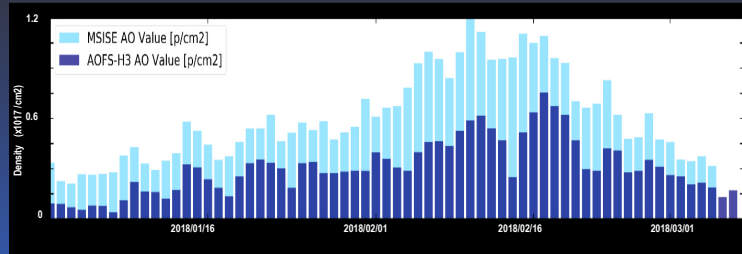
Location	Atomic oxygen fluence (atoms/cm ²)		
	Calculated*	Kapton-equiv.	ratio
Ram-side, near airlock	9.90E+21	6.5 - 6.8E+21	0.66 - 0.69
Ram-side, away from airlock	9.90E+21	8.5 - 9.1E+21	0.86 - 0.92
Wake-side	2.50E+19	1.67 - 1.99E+20	6.68 - 7.96

*Solar activity, ISS attitude and altitude and shielding effect by docked orbiter are taken into consideration in the calculation (by Gary Pippin).
 *1.24E+22 if above mentioned corrections were not applied on Ram-side.

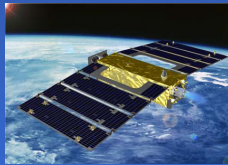
Possible reasons: (1) Complex nature of modeling for shielding
 (2) E_y at ISS orbit is smaller than 225 km?

→ To avoid uncertainty, real-time measurement on small satellites is beneficial.....Expecting the SLATS/AOFS data

AOFS data aboard SLATS



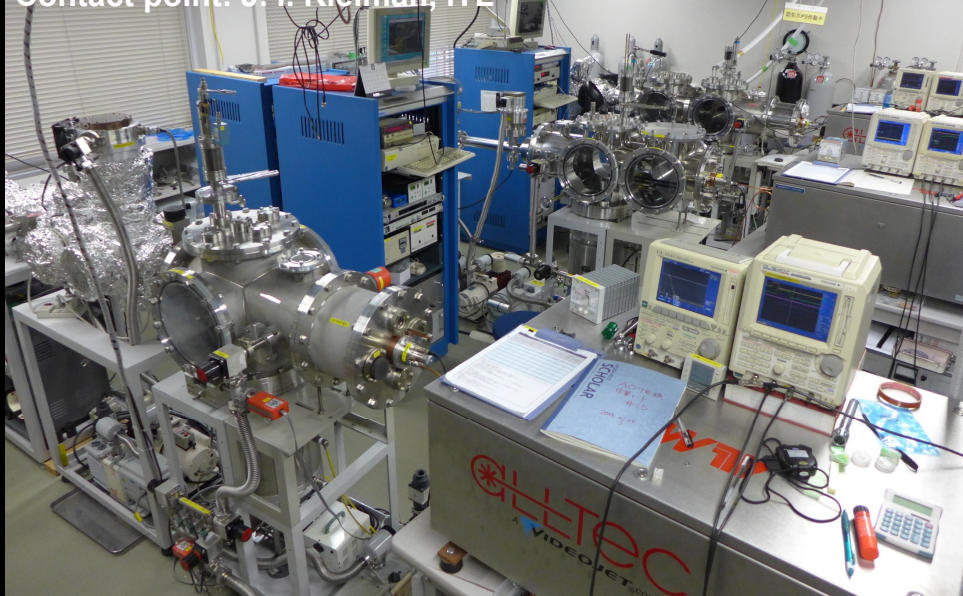
Courtesy by Kimoto, Tsuchiya et al.(JAXA)



Preliminary AOFS* data also shows the underestimation of Kapton equivalent fluence at high altitudes compared to MSIS.
 *Atomic Oxygen Fluence Sensor (PI-coated TQCM)

→ Possible reasons: E_y at ISS orbit is smaller than 225 km ?

We have 3 sets of AO beam sources in operation.
 AO exposure service is now available (Limited time offer).
 Contact point: J. I. Kleiman, ITL



Conclusions

Kapton erosion is accelerated by simultaneous exposures of Ar (and probably N₂) . The erosion yield Ey of Kapton becomes greater with lower altitudes.

Established value of $Ey=3.0E-24$ cm³/atom for Kapton was determined at altitude of 225 km by STS-8. It was accelerated by N₂ collision. (Environments in STS-8 and laser-detonation source is similar from the point of view of high-energy collision.)

Kapton witness data on ISS may not provide the correct AO fluences with the standard $Ey=3.0E-24$ cm³/atom. Ey in ISS orbit should be smaller than the established value of Ey.

※ All AO fluences measured in orbit are based on MSIS calculation as far as using Ey value.

帯電解析ソフトの計算結果を活用した衛星表面電位の瞬時推定手法

川内 諒太¹, 寺岡 毅¹, 中村 雅夫¹, 長妻 努², 石井 守²

¹大阪府立大学, ²情報通信研究機構

1. 研究背景・目的

宇宙空間のプラズマ環境が原因で、人工衛星表面が帯電・放電し、衛星障害を引き起こすことがある。この障害を防ぐために、衛星形状・表面素材を考慮して衛星表面電位をシミュレーション計算できる解析ソフトが開発され、衛星設計の際に利用されている。これらソフトで衛星表面電位を求めるには数時間～数日の計算時間が必要である。一方、現在は宇宙天気予報の一環としてプラズマ環境の予測と、その予測結果を利用した衛星帯電警報の研究が行われている。この警報を行うには、衛星表面電位を瞬時に推定する必要がある。

本研究では、帯電解析ソフトで予め計算した表面帯電のシミュレーション結果を用いて、表面電位を瞬時に推定する手法の開発を目的としている。その手法のプロトタイプとして、日陰時の Van Allen Probes 衛星を対象とし、解析ソフト Spacecraft Plasma Interaction Software (SPIS) の計算結果を用いた手法を開発・検証した。

2. Van Allen Probes 衛星

Van Allen Probes 衛星は 2012 年 8 月 30 日にアメリカで打ち上げられたもので、Van Allen 帯などの中高度軌道の宇宙プラズマ環境を観測・調査する衛星



Fig.1 Van Allen Probes 衛星のイメージ図[1].

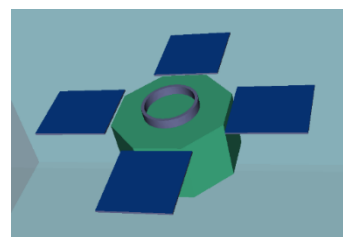
である。精密な観測を行うため、衛星表面に電位差が発生しないように、導電性に優れた素材・コーティングが表面全体に使われている。

3. 帯電解析ソフト SPIS

SPIS はヨーロッパで開発された表面帯電の解析ソフトである。インターネット上[2]で登録をすればフリーでダウンロード・使用できる。SPIS を用いて、解析対象衛星のシミュレーション計算用モデルを作成し、想定したいプラズマ環境で衛星表面電位をシミュレーション計算できる。これまでも、SPIS を用いた静止軌道衛星の表面帯電の研究が本シンポジウムで報告されている[3][4][5].

4. Van Allen Probes 衛星モデル

解析ソフト SPIS で Van Allen Probes 衛星の表面帯電のシミュレーション計算を行うために、Fig.2



に示した衛星本体、太陽アレイ、本体上

Fig.2 SPIS で作成した Van Allen Probes 衛星モデル。

下のリング部からなる衛星モデルを作成した。このモデルの表面素材・寸法を Table 1 に示す。SPIS には各表面素材の物性値が用意されており、本研究ではそれらを使用した。なお、この衛星モデルの表面はすべて導体として通電させ、等電位にした。また、太陽電池と本体の接合部、ブーム等は省略した。

なお、作成した Van Allen Probes 衛星モデルを用いて、日陰時を想定した衛星表面電位のシミュレーション計算には、一回当たり数十分～数時間の計算時間がかかる。

5. プラズマ環境のパラメータ

本研究では、プラズマ（電子、イオン）環境を、

Table 1 Van Allen Probes 衛星モデルの寸法・形状および表面素材.

部材	寸法・形状	表面素材
本体 (緑色)	対辺の距離が 1.8m, 高さが 1.0m の正八角柱	Black Kapton
太陽アレイ (青色)	1.1m×1.2m×0.03m の直方体	受光面: ITO 裏面: CFRP 厚み部分: Aluminum
リング部 (紫色)	直径 0.9m, 側面の厚さ 0.05m, 高さ 0.15m の円筒	Aluminum

シングルマクスウェル分布とし、電子密度 N_e 、電子温度 T_e 、イオン密度 N_i 、イオン温度 T_i の組み合わせで表した。

6. 衛星表面電位の瞬時推定手法とその検証

6.1. 衛星表面電位の瞬時推定手法の開発

本研究では、以下に示した流れで衛星表面電位の瞬時推定を行うために必要な手法を開発する。

1. 衛星表面電位のシミュレーション結果をもとに、表面電位推定に用いる N_e 、 T_e 、 N_i 、 T_i の代表的な組み合わせを決定する。
2. 決定した組み合わせ環境に対する衛星表面電位のシミュレーション結果をまとめたルックアップテーブル (以下、テーブルとする) を作成する。
3. 衛星表面電位を N_e 、 T_e 、 N_i 、 T_i の関数とみなし、作成したテーブルの値を用いた補間・補外を行なって、任意の N_e 、 T_e 、 N_i 、 T_i の組み合わせに対する衛星表面電位を推定する。

6.2 線形補間を用いた推定手法の考察

前回の第 14 回宇宙環境シンポジウムで、手順 3 の補間・補外方法として線形補間・補外を用いたときの表面電位の推定結果について報告した[6]. テーブルの環境パラメータの値の間隔が広い区間の環境について表面電位を推定した場合、推定結果とシミュレーション結果を比較すると、10%以上の無視できない誤差が発生する可能性があること

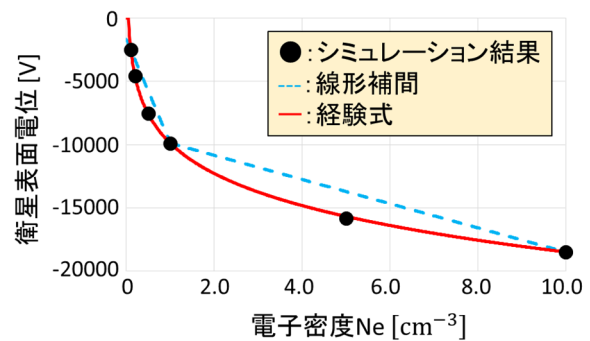


Fig.3 電子密度 N_e と衛星表面電位の関係 (電子温度 $T_e = 5000$ eV, イオン密度 $N_i = 0.1$ cm^{-3} , イオン温度 $T_i = 5000$ eV で固定)

が分かっている。例として、 $T_e = 5000$ eV, $N_i = 0.1$ cm^{-3} , $T_i = 5000$ eV の条件で N_e の値のみを変えたときの衛星表面電位の結果を Fig.3 に示す。SPIS でのシミュレーション結果を●で表し、 $N_e = 0.1$ cm^{-3} , 1.0 cm^{-3} , 10.0 cm^{-3} の三点のデータ間を直線で結んだものを水色の破線で表している。破線と●の差が補間誤差になる。このことから、線形補間に三点だけを用いた場合では、三点の近傍以外でこの誤差が大きく、精度を上げるためにさらに多くの点を用いて補間する必要がある。

6.3 経験式を用いた補間推定手法

線形補間・補外と比較して、より少ないデータで高精度の補間・補外を行うために、衛星表面電位の変化を近似できる経験式を導出し、表面電位の推定に用いる。

6.2.1. Orbital-Motion-Limited (OML) 理論

衛星表面電位を求める理論である OML 理論に

ついて述べる。衛星を導体球と近似したときに、「プラズマのシース厚さ ≫ 衛星の大きさ」の条件下で、衛星に流出入する電流を外部電子・イオン電流のみと考え、衛星表面電位 ϕ が負の場合、衛星に流入出する電流の密度 j は ϕ の関数として以下のように表される。

$$j(\phi) = -eNe \sqrt{\frac{eTe}{2\pi m_e}} \exp\left[\frac{\phi}{Te}\right] + eNi \sqrt{\frac{eTi}{2\pi m_i}} \left(1 - \frac{\phi}{Ti}\right) \quad (1)$$

ここで、 e は電気素量、 m_e は電子の質量、 m_i はイオンの質量であり、電子温度とイオン温度の単位は eV である。 $j(\phi) = 0$ として平衡電位を求めると、以下のようになる。

$$\begin{aligned} \phi &= Te \ln \left[\frac{Ni}{Ne} \sqrt{\frac{Ti m_e}{Te m_i}} \left(1 - \frac{\phi}{Ti}\right) \right] \\ &= Te \ln Ni - Te \ln Ne - \frac{1}{2} Te \ln Ti \\ &\quad - \frac{1}{2} Te \ln Te + \frac{1}{2} Te \ln \frac{m_e}{m_i} + Te \ln(Ti - \phi) \end{aligned} \quad (2)$$

6.2.2. 経験式の導出と環境パラメータの代表値の決定

実際の衛星表面電位のシミュレーション計算では、衛星形状や二次電子などの影響を受けて OML 理論は成り立たないが、式 (2) を参考に、 Te , Ni , Ti を固定したときの Ne と衛星表面電位の関係を表す式として、以下の式を導出した。

$$\phi(Ne) = A_{Ne} \ln Ne + B_{Ne} \sqrt{Ne} + C_{Ne} \quad (3)$$

第一項は式(2)の主変動項、第三項は定数項、第二項は追加の補正項を表す。各係数 A_{Ne} , B_{Ne} , C_{Ne} は 3 組の Ne に対する衛星表面電位のデータから求める定数である。Fig.3 の赤の曲線は、 $Ne = 0.1 \text{ cm}^{-3}$, 1.0 cm^{-3} , 10.0 cm^{-3} の三点を用いて式(3)の係数を求めて描いたものであり、これら三点以外の点でも近傍を通り、表面電位の値を精度よく近似できている。よって、式(3)を Ne と衛星表面電位の関係を表す経験式とし、 0.1 cm^{-3} , 1.0 cm^{-3} , 10.0 cm^{-3} をテーブルの Ne の代表値とした。

ただし、固定する Te , Ni , Ti の値の組の組み合わせによっては、経験式の係数を求めるにあたって、

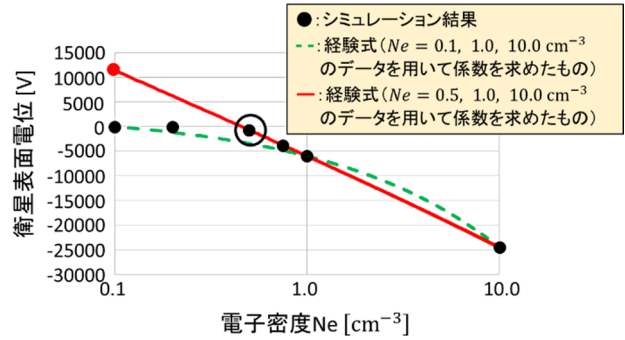


Fig.4 電子密度 Ne と衛星表面電位の関係 (電子温度 $Te = 10000 \text{ eV}$, イオン密度 $Ni = 1.0 \text{ cm}^{-3}$, イオン温度 $Ti = 10000 \text{ eV}$ で固定)

Table 2 補間・補外用テーブルの各環境パラメータの代表値

電子密度 $Ne \text{ [cm}^{-3}\text{]}$	電子温度 $Te \text{ [eV]}$	イオン密度 $Ni \text{ [cm}^{-3}\text{]}$	イオン温度 $Ti \text{ [eV]}$
0.1	5000	0.1	1000
1.0	10000	1.0	5000
10.0	25000	10.0	30000

使用するのに不適切なシミュレーション結果が存在する。例として、 $Te = 10000 \text{ eV}$, $Ni = 1.0 \text{ cm}^{-3}$, $Ti = 30000 \text{ eV}$ の条件で Ne を変えたときの表面電位の分布を Fig.4 (横軸は対数) に ● で示す。 $Ne = 0.1, 1.0, 10.0 \text{ cm}^{-3}$ のデータを用いて式(3)の係数を求めて描いた曲線を破線で示している。二次電子の影響で、 Ne が小さい値のときに衛星表面電位が 0 V 近くで一定になる範囲がある。この範囲内にある $Ne = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ のデータを用いて係数を求めて描いた曲線(破線)上に ● が分布していない。この対処法として、0 V 近くで一定にならない領域にある $Ne = 0.5 \text{ cm}^{-3}$ のデータ (○で囲んだデータ) を用いて式(3)の係数を求めた曲線(実線)を使用して、外挿した正の表面電位 ● で $Ne = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ のデータを代用することにした。これによって、表面電位が負の領域は経験式を用いて近似的に求めることができる。また、経験式の値が正になるところは、● が 0 V 近くで一定になる領域であるため、経験式を用いて表面電位が正の値で求めたときに 0 V と置けばよい。

そして、 Te, Ni, Ti についても同様に、以下に示す経験式を導出し、表面電位の推定に用いた。また、各環境パラメータの代表値を決定し (Table 2)、テーブルを作成した。

$$\phi(Te) = A_{Te} Te + B_{Te} \sqrt{Te} + C_{Te} \quad (4)$$

$$\phi(Ni) = A_{Ni} \ln Ni + B_{Ni} \sqrt{Ni} + C_{Ni} \quad (5)$$

$$\phi(Ti) = A_{Ti} \ln Ti + B_{Ti} \sqrt{Ti} + C_{Ti} \quad (6)$$

6.2.3. 経験式を用いた補間・補外方法

経験式(3)~(6)と、テーブルのデータを用いた表面電位の補間・補外方法を説明する。簡単のため、 Ni と Ti を固定し、Fig.5を使って Ne と Te の2変数で説明する。テーブルのデータがある点を●、表面電位を推定したい環境 ($Ne0, Te0$) の点を★で示している。まず、 Te を5000, 10000, 25000 eVそれぞれで固定したときの各三点●のデータを用いて式(3)の係数を求め、これらの式から $Ne = Ne0$ の三点▲の表面電位を求める。次に、求めた三点▲の表面電位を用いて式(4)の係数を求め、この式から $Te = Te0$ の位置である点★の表面電位を求める。なお、計算途中 (▲) の表面電位が正の値で求めたときは0 Vと置かず正のまま使用し、計算の最後の点 (★) で表面電位が正で求めたときに0 Vと置いた。残りの2変数 Ni, Ti でも同様に補間・補外を行い、表面電位を推定する。

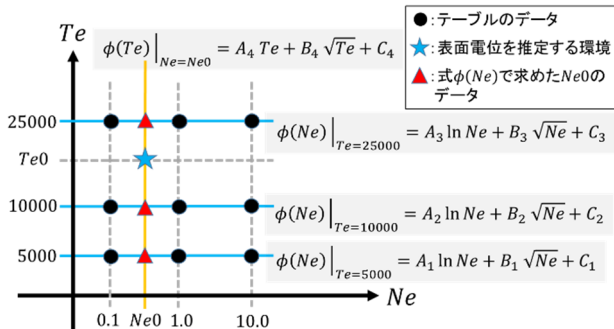


Fig.5 経験式を用いた表面電位の補間・補外のイメージ

6.2.4. 経験式を用いた推定手法の検証

Table 2 の各環境パラメータのほぼ中点の値の組み合わせ環境 (Table 3) に対して、経験式を用いた衛星表面電位の推定結果と、その組み合わせ

Table 3 表面電位推定を行なった環境パラメータの組み合わせ

電子密度 Ne [cm^{-3}]	電子温度 Te [eV]	イオン密度 Ni [cm^{-3}]	イオン温度 Ti [eV]
0.5	7500	0.5	3000
5.0	17500	5.0	17500

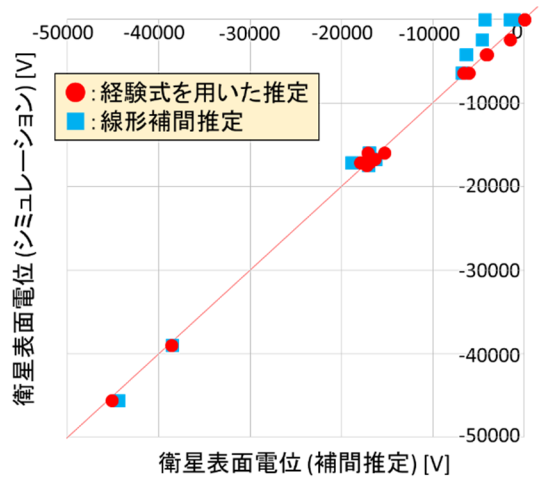


Fig.6 Table 3 の組み合わせ環境に対する衛星表面電位の補間推定結果とシミュレーション結果の比較

環境でシミュレーション計算した結果を比較した。その結果を Fig.6 に●で示す。横軸が補間で推定した結果、縦軸がシミュレーション結果であり、赤い直線上のデータはそれらが一致することを示す。Table 2 の環境のデータを用いて線形補間で推定した結果を同じグラフ上に■で示している。表面電位が-10000 Vより深いところは線形補間でも精度は悪くないが、経験式を用いた方が、誤差が小さい。-10000 Vより浅い領域についても経験式を用いた方が、明らかに誤差が小さい。

また、以前の研究で作成したテーブルの環境 (Table 4) の中点の値 (Table 5) の組み合わせ環境について、Table 2 の環境のテーブル (81 のデータ) と経験式を用いた推定結果と、Table 4 の環境のテーブル (192 のデータ) と線形補間を用いた推定結果の比較を行なった。その結果を Fig.7 に示す。経験式を用いた方が、テーブルのデータ数が少ないにもかかわらず、精度よく衛星表面電位

Table 4 線形補間・補外用テーブルの各環境パラメータの代表値

電子密度 $Ne [cm^{-3}]$	電子温度 $Te [eV]$	イオン密度 $Ni [cm^{-3}]$	イオン温度 $Ti [eV]$
0.1	2500	0.1	1000
0.2	5000	0.2	5000
0.5	10000	0.5	30000
1.0	25000	1.0	

Table 5 表面電位推定を行なった環境パラメータの組み合わせ

電子密度 $Ne [cm^{-3}]$	電子温度 $Te [eV]$	イオン密度 $Ni [cm^{-3}]$	イオン温度 $Ti [eV]$
0.15	3750	0.15	3000
0.35	7500	0.35	17500
0.75	17500	0.75	

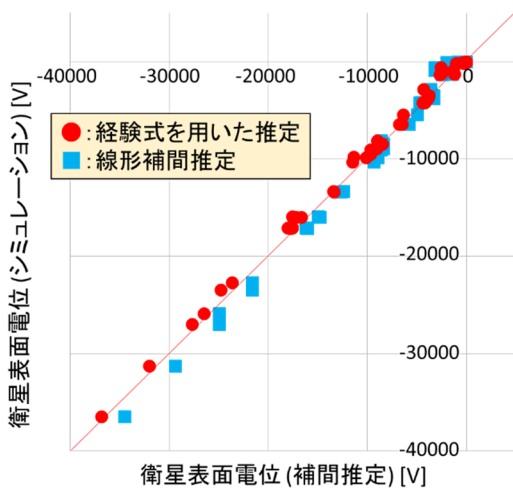


Fig.7 Table 5 の組み合わせ環境に対する衛星表面電位の補間推定結果とシミュレーション結果の比較

を推定できた。

以上より、経験式を用いる手法は、線形補間手法と比較して少ないテーブルのデータで精度よく衛星表面電位を推定できる。

7. まとめ

帯電解析ソフトのシミュレーション結果と補間手法を用いて、プラズマ環境パラメータ Ne, Te, Ni, Ti の任意の組み合わせに対する衛星表面電位

のシミュレーション結果を推定する手法を開発し、日陰時の Van Allen Probes 衛星を対象に検証した。各 Ne, Te, Ni, Ti と衛星表面電位の関係を表す経験式を導出し、これらを補間に用いることで、線形補間を用いた結果と比較して、より少ないシミュレーション結果で精度よく衛星表面電位を推定できた。

今後は、Van Allen Probes 衛星の日照時、誘電体の表面素材をもつ静止軌道衛星の日陰・日照時についても同様に、衛星表面電位の瞬時推定手法を開発・検証する予定である。

謝辞

本研究は、科学研究費補助金新学術領域研究「太陽地球圏環境予測」(PSTEP) 予報システム班(A01), 次世代宇宙天気予報のための双方向システムの開発(MEXT/JSPS 科研費 15H05813) の助成を受けたものです。

参考文献

- [1] NASA のホームページ,
https://www.nasa.gov/mission_pages/rbsp/mission/index.html
- [2] SPINE のホームページ,
<http://dev.spis.org/projects/spine/home/spis>
- [3] SPIS を用いた衛星帯電解析、岡本 好実, 中村真弥, 中村雅夫、第 11 回宇宙環境シンポジウム講演論文集, JAXA-SP-14-012, 199-204, 2014.
- [4] SPIS を用いた最悪プラズマ環境下の静止軌道衛星表面帯電解析、中村真弥, 中村雅夫、第 12 回宇宙環境シンポジウム講演論文集, JAXA-SP-15-012, 203-211, 2015.
- [5] 衛星帯電解析ツール SPIS による静止軌道衛星の数値モデルの作成と表面帯電解析、中村真弥, 中村雅夫、第 13 回宇宙環境シンポジウム講演論文集, 133-139, 2016.
- [6] 衛星帯電予報のための衛星表面電位のリアルタイム推定手法の開発、川内諒太, 寺岡毅, 中村雅夫, 長妻努, 石井守、第 14 回宇宙環境シンポジウム講演論文集, 29-33, 2017.

大気吸入型イオンエンジン放電質内における ECR プラズマ生成の PIC 法を用いた数値解析

Particle Simulations of ECR plasma generation in Air Breathing Ion Engine (ABIE)

○白川 遼, 臼井 英之, 三宅 洋平, 田川 雅人 (神戸大学), 西山 和孝 (JAXA)

Ryo SHIRAKAWA, Hideyuki USUI, Yohei MIYAKE, Mahahito TAGAWA (Kobe University) and Kazutaka NISHIYAMA (JAXA)

Abstract: Air breathing ion engine (ABIE) is one of the electric propulsion systems that uses neutral gas such as oxygen or nitrogen in the upper atmosphere as propellant. In the ABIE discharge chamber, magnets as well as a microwave antenna are attached inside so that electron cyclotron resonance (ECR) could be activated and electrons are accelerated by ECR. In this study, plasma generation processes in the ABIE chamber were examined by performing numerical simulations using the Electromagnetic Spacecraft Environment Simulator (EMSES). Electron acceleration and ionization processes by ECR in ABIE chamber were reproduced self-consistently in the ABIE discharge chamber.

Key Words: Electric propulsion, Particle simulation, Microwave antenna, Electron Cyclotron Resonance,

1. 背景

現在, 一部の人工衛星が運用される低地球軌道 (LEO: Low Earth Orbit) よりも高度が低く, 軌道投入コスト, 高解像度データの取得に有利である超低地球軌道 (sub-LEO: sub-Low Earth Orbit) において人工衛星を運用する試みが始まっている。しかし, この軌道においてはLEOよりも大気密度が上昇し, 大気抵抗が大きくなるのが課題の一つとして挙げられている。そこで, 大気抵抗を補償するための推進器としてsub-LEO領域に存在する原子状酸素(AO: Atomic Oxygen)や窒素(N₂)を推進剤として利用する大気吸入型イオンエンジン(ABIE: Air Breathing Ion Engine)がJAXAの西山によって提案されている¹⁾。しかし, ABIEの実現に向けて多くの技術課題が存在する。その一つとしてエンジン放電室内でのイオン生成効率の向上が挙げられる。これはABIEで用いられるAOやN₂では, 表 1に示すように, 一般的なイオンエンジンで用いられる推進剤であるキセノン(Xe)よりも, 電子に対する電離衝突断面積が小さく, 更に電離を引き起こすために必要なエネルギーが大きいことに起因する。本研究では, 図 1に示すようにマイクロ波電気推進器 $\mu 10^2$ をプラズマ生成装置として用いるABIEを想定しており, $\mu 10$ では電子サイクロトロン共鳴(ECR: Electron Cyclotron Resonance)によって電

子加速を行い, 中性粒子に衝突させることでプラズマを発生する³⁾。 $\mu 10$ におけるECR加速, およびプラズマ生成機構は, 放電室内の複雑な非一様磁場, 及びマイクロ波の壁面反射により発生する複雑なパターンのために, 地上試験による解析が困難である。そこで本研究では, 放電室内の基本要素に関するサブルーチンをParticle-in-Cell法³⁾に基づく電磁粒子衛星環境シミュレータ (EMSES: Electromagnetic Spacecraft Environment simulator⁴⁾) に導入し, ABIE放電室内におけるプラズマ生成に関する数値解析ツールの開発することにより, 放電室の最適設計に寄与することを目的とした。

表 1 中性粒子の電離特性

粒子種	Xe	AO	N ₂
最大電離衝突断面積($\times 10^{-20} \text{ m}^2$)	2.35	1.35	1.60
電離閾値エネルギー(eV)	12.1	13.6	27.2

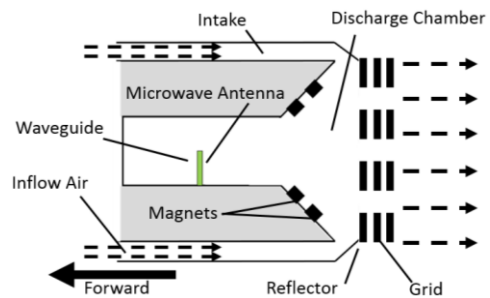


図 1 ABIE 模式図

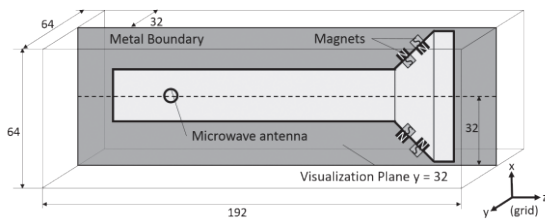


図 2 計算モデル

2. 計算モデル

本研究では、金属境界、マイクロ波アンテナ、磁石をEMSESに導入した。一方、プラズマ生成過程のみに注目するため、ABIEにおいて高層大気の取り込み圧縮機能を果たすインテークとリフレクター、および、イオンの加速放出を担うグリッドのモデル化は行っていない。シミュレーション空間は図 2に示すように $64 \times 64 \times 192$ gridの直方体形状で定義している。図 2に示される形状は $y = 32$ における計算モデルの断面であり、 $x = 32$, $y = 32$ の軸対称な回転体を導入している。マイクロ波アンテナの給電部には振動電流を与え、磁石はダイポール磁場を円形に複数個配置することで連続的に配置されたトーラス上の磁石のモデル化を行っている。粒子衝突のモデルはNull-Collision法⁵⁾に基づきAOの実際の1価の電離衝突断面積を導入することで処理を行っている。

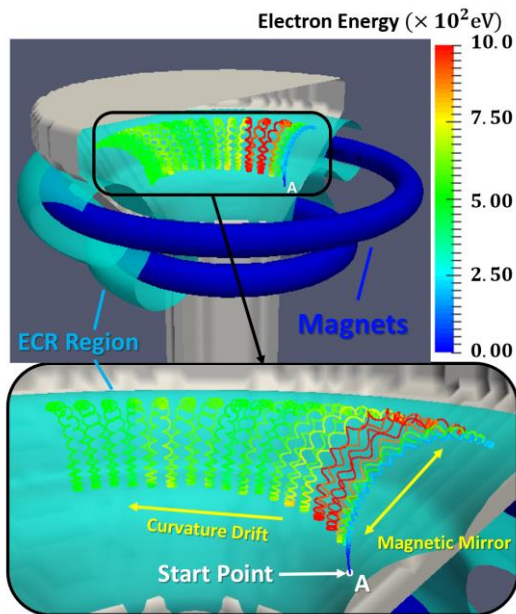
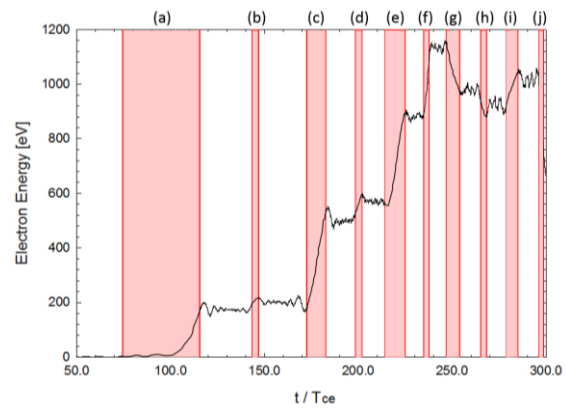
図 3 $t = 0 \sim 2.0 \times 10^{-7}$ sにおける電子Aの軌跡

図 4 電子Aのエネルギーの時間的变化

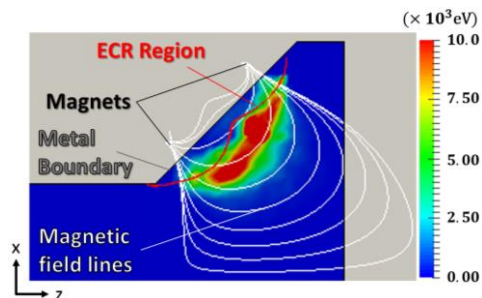
3. 計算結果

はじめに、シミュレーション内で扱われている電子のECRによる詳細な加速過程を得るために、個々の粒子の運動に注目した。図 3に初期位置として点Aの場所に存在した電子の移動の軌跡を三次元的に描画した結果を示す。電子の軌跡には各々の電子の運動エネルギーの値も示されている。ECRは理論的には電子のサイクロトロン周波数とマイクロ波の周波数の一致する領域で発生する。マイクロ波は 4.25GHz で設定しているため、磁束密度が 0.15T の場所においてECRが発現することが予想される。よって、磁束密度が 0.15T を満たす領域をここではECR領域と定義する。図 3ではECR領域は水色で示している。Aの電子はサイクロトロン運動を行いながら、図の下の磁石から上の磁石へと伸びる磁力線にトラップされている。その間に磁石間をミラー反射、ドリフト運動しながら、ECR領域を何度も通過し、加速されていく様子が観察された。また、図 4で $t/T_{ce} = 50 \sim 300$ ($t = 1.18 \times 10^{-8} \sim 7.06 \times 10^{-8}$ s)における電子Aのエネルギーの変化を示している。 T_{ce} は磁束密度が 0.15T における電子のサイクロトロン周期である。赤色の線がECR領域を通過するタイミングを示したものである。ECR領域を通過するたびに、エネルギーが上下に変化しており、最終的には加速される様子が確認された。また、図 5の(a)は $t = 2.0 \times 10^{-7}$ [s]における電子エネルギー分布である。ECR領域は赤色の線で示している。この図より、高エネルギー粒子がECR領域付近に集中していることが確認された。これは、磁力線にトラップ

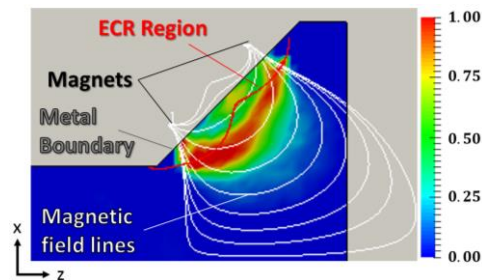
されたECR領域付近の粒子はECR領域を頻繁に通過することができるためである。この結果は図3の電子Aの運動から理解できる。よって、個々の電子の運動、放電室内の分布の両方において、ECRによる電子加速過程が正確に再現されていることが示された。

次に、電離衝突とイオン生成に注目する。図5の(b)に13.6 eV以上のエネルギーの電子存在比を示す。13.6eVは表1に示すように、電子がAOの電離を引き起こす閾値のエネルギーである。また、図5の(c)に電離衝突周波数の分布を示す。電離衝突周波数は、1つの電子が単位時間に中性粒子と衝突し、電離を引き起こす回数を示しており、その値が高い場所はプラズマ生成が活発な領域であることを意味する。図5の(b)と(c)を比較すると、13.6eV以上のエネルギーを保持する電子の存在比が高い場所で、プラズマ生成が活発であることが示された。また、図5の(d)、(e)にそれぞれイオンと電子の数密度の分布を示す。両方の分布ではECR領域付近で高密度となっており、電離衝突によってイオンと電子がそれぞれ新たに生成され、磁力線にトラップされている様子が確認された。これにより、ECRによる電子加速からの電離衝突を通じたプラズマ生成といった一連のプロセスを正確に再現できたことを確認できた。加えて、電子密度分布ではイオン密度と比べ金属境界付近の密度が低くなっている。これは、電子とイオンの質量の違いにより、電子のほうが頻繁に金属境界に衝突し、壁面を負に帯電させるためである。このような固体表面の帯電現象を再現できるといった点は、EMSESを用いる利点であるといえる。

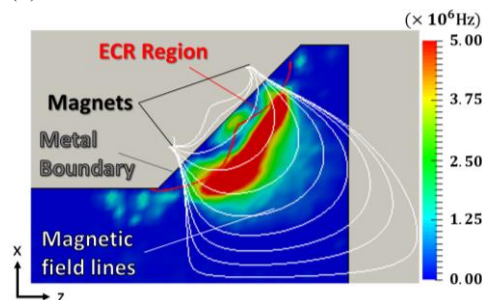
また、計算結果からECR領域付近に高エネルギーかつ高密度な電子が存在し、その場所において活発なプラズマ生成が行われることが示された。これより、中性粒子をこの領域に集中させ、非一様分布を形成することにより、イオン生成効率の向上できるという可能性が考えられる。つまり、このツールを使用することで、インテーク、リフレクターの最適設計に寄与できるといえる。また、その他、ABIEでは放電室内で中性粒子数密度が低いために引き起こされる過剰な電子加速などの問題が考えられるが、解決のために適切



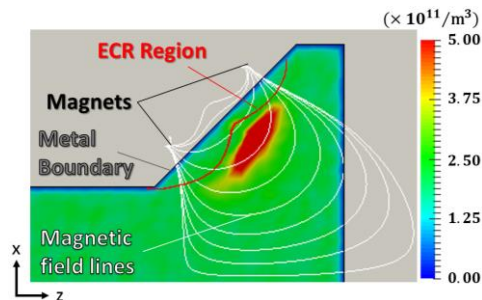
(a) 電子運動エネルギー



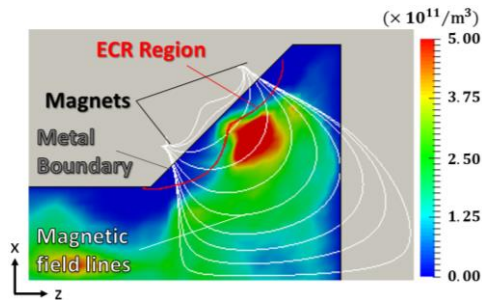
(b) 13.6 eV 以上のエネルギーの電子存在比



(c) 電子電離衝突周波数



(d) イオン数密度



(e) 電子数密度

図5 $t = 2.0 \times 10^{-7}$ s における分布

な磁場配置やマイクロ波強度を探るといったアプローチを実験よりも比較的容易に行えるという手法の有効性についても示唆された。

4. 結論

ABIEの放電室の最適設計に寄与することを目的とし、プラズマ生成機構を再現する数値計算ツールの開発を行った。計算の結果、ECRによる電子加速、電離衝突によるプラズマの生成といった素過程の部分から物理現象が正しく再現されていることが確認された。さらに、ABIEの設計におけるインテークやリフレクターの設計、過剰な電子加速といった問題の解決に実験よりも比較容易に寄与できるという手法の有用性も示唆された。

5. 参考文献

- 1). 西山和孝：大気吸込式イオンエンジンの検討，宇宙技術， vol. 4， pp. 21- 27， 2005.
- 2). H. Kuninaka: Development and Demonstration of a Cathode-less Electron Cyclotron Resonance Ion Thruster, Journal of Propulsion and Power, vol. 14, no. 6, pp. 1022-1026, 1998.
- 3). C. K. Birdsall: Particle-in-cell charged-particle simulations, plus Monte Carlo collisions with neutral atoms, PIC-MCC, IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 19, no. 2, pp. 65-85, 1991.
- 4). Y. Miyake and H. Usui: New electromagnetic particle simulation code for the analysis of spacecraft-plasma interactions , Physics of Plasmas, vol. 16, no. 6, p. 062904, 2009.
- 5). V. Vahedi and M. Surendra: A Monte Carlo collision model for the particle-in-cell method: applications to argon and oxygen discharges, Computer Physics Communications, vol. 87, no. 1-2, pp. 179-198, 1995.

6. 謝辞

本研究の一部は日本学術振興会科学研究費助成金#26289322， #18H01624， 及び名古屋大学宇宙地球環境研究所（ISEE）計算共同研究プログラ

ムの援助により行われたものである。このコンピュータシミュレーションは名古屋大学情報基盤センターのFX100スーパーコンピュータシステム、及び京都大学生存圏研究所KDKコンピュータシステムにより行われた。また、NIFS DATABASEによる衝突断面積のデータが用いられた。

帯電緩和ビーム搭載科学衛星近傍の静電環境に関する 粒子シミュレーション

岡崎 ほか^{1*}, 三宅 洋平², 臼井 英之¹

1. 神戸大学大学院システム情報学研究科, 2. 神戸大学計算科学教育センター

*188x204x@stu.kobe-u.ac.jp

1. 研究背景

地球周辺の宇宙空間には、通信衛星、放送衛星、科学衛星など数多くの人工衛星が打ち上げられ、現代社会に必要な情報を得るために重要な役割を担っている。そのため、衛星障害が発生すると、社会に大きな損害を与えることになってしまう。衛星障害の原因としては、衛星帯電現象が深く関係している[1]。

人工衛星は宇宙環境に置かれると、衛星に流入するプラズマの電子・イオン、太陽光の入射面から放出される光電子、そしてプラズマ電子が衛星の表面に衝突することで発生する二次電子や後方散乱粒子によって、表面に電位が生じる。これを衛星帯電という[2]。実際に衛星帯電が原因で起こった事故の一例として、2003年10月に起こった環境観測技術衛星「みどりII」の全損事故が報告されている[3]。また、衛星帯電により生じた電場が、搭載されている宇宙観測機器に影響を及ぼし、物理量を正確に測定することが困難になる。衛星帯電を緩和させることは衛星障害のリスクを下げることに繋がるだけでなく、宇宙観測の面でも重要である。実際に現象を緩和させる方法として帯電緩和ビームが挙げられる。帯

電緩和ビームは、帯電した衛星と同符号の荷電粒子に塊をビームとして衛星から放出する仕組みとなっており、これにより帯電の要因となっている衛星内の荷電粒子を取り除き、衛星の電位を下げる事が可能である[4]。実際に、2015年3月に打ち上げられた磁気圏観測衛星 MMS (Magnetospheric Multiscale) [5]に、上述の原理に基づく衛星帯電緩和装置 ASPOC (Active Spacecraft Potential Control) [6]が搭載され、運用されている。

衛星帯電緩和ビームが放出されると、周辺の逆符号電荷を持った粒子が引き寄せられ、ビーム電荷が中和される現象が起きる。それに伴い、空間内の密度分布が変化し、新たな電場が発生する原因となる。生じた電場は衛星の粒子観測や電場観測の結果に誤差を生むといった影響を及ぼす可能性が考えられる。

本研究では、衛星帯電緩和ビームが衛星電位や周辺の静電環境に与える影響をシミュレーション解析により明らかにする。

まず、衛星環境シミュレータ「EMSES」[7]を用いてプラズマ環境下におけるシミュレーションを行い、周辺電位の非対称性とそれに起因する電場の空間構造を調べる。次に、太陽光の入射角度を変更してシミュ

レーションを行い、電位もしくは電場構造がどのように依存性を示すかを解析する。

2. シミュレーション手法

本研究のシミュレーションでは、EMSES (Electro-Magnetic Spacecraft Environment Simulator)[7]を用いる。EMSESでは、シミュレーション空間内で衛星を模した導体物体と周辺のプラズマとの相互作用過程を自己整合的に解析することが可能である。計算アルゴリズムとしては、1step 毎に粒子の速度・位置更新、電流密度・電荷密度、電磁場の更新が行われる。そして、空間上で任意の位置座標を取り得る粒子の速度位置情報と、格子点上に離散的に定義された電磁界情報に関連付けるため、Particle-in-Cell法[8]が用いられる。これにより、電磁界と粒子の相互作用を時間空間的に矛盾なく解き進めることが可能である。また、EMSESは、MPI(Message Passing Interface)を用いた分散メモリ並列に対応しており、スーパーコンピュータを利用してプラズマ粒子の運動と空間中の電磁場との相互作用を効率的に解き進めることができる。

3. シミュレーションモデル

本研究では、科学衛星をMMSをモデルにした上で、半径が2m、高さ2mの円柱の形を成した導体とし、計算空間内では静止しているものとする。

シミュレーション空間及び衛星に関する構成をFig. 1に示す。シミュレーション空間は、xy方向に各々256m、z方向に128mだけ伸びた直方体型の空間で、衛星を空間

内の中心に配置し、+z方向の背景磁場を空間中に一様に与える。

空間をxy平面に関して断面図を取るとFig. 2のようになる。太陽光の照射方向はx軸とのなす角度を θ とし、 $0^\circ \sim 360^\circ$ の可変なパラメータとする。また、衛星からxy方向に4本のブームと呼ばれるワイヤーが伸びており、その先端には電場観測用の球プローブがつけられている。今回のシミュレーションにプローブに相当する金属体は設置していないが、プローブ位置での電位解析のため、図のようにラベル付けを行っている。

ビームの放出角度に関しては、ビームは衛星側面から放出されると仮定し、放出口の中心から左右対称にビームを放出する角度を θ_1 、放出口の開き具合を表す角度を衛星底面の中心から左右対称に見て θ_2 とする。その図解をFig. 3に示す。今回は $\theta_1 = 30^\circ$ 、 $\theta_2 = 15^\circ$ としている。

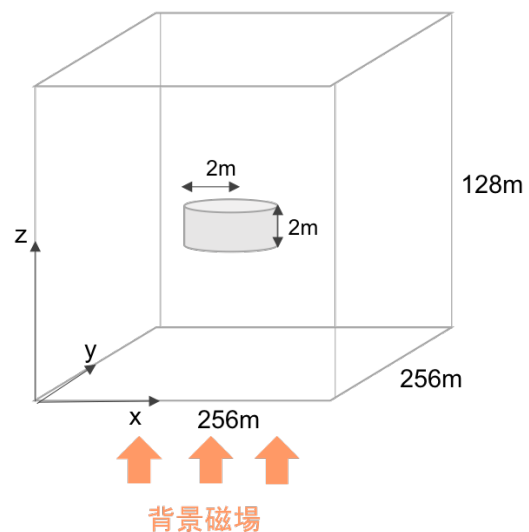


Fig. 1 シミュレーションモデル

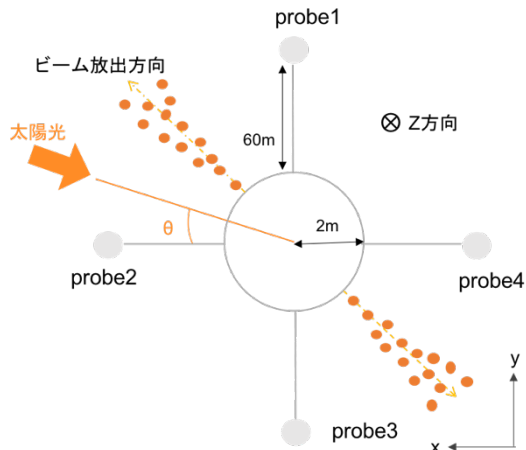


Fig. 2 ビーム及び太陽光照射モデル

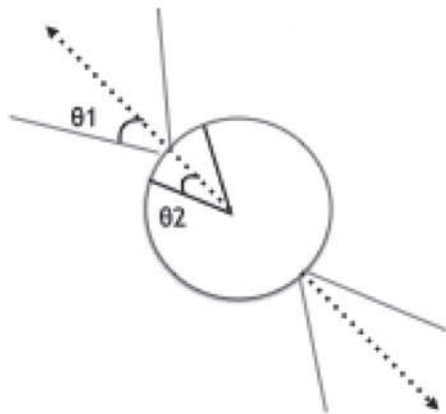


Fig. 3 ビーム放出方向

また、ブーム部分は非常に小さい径を有しているが、このような微細な構造を記述可能な空間解像度をプラズマシミュレーションに課すと、膨大なメモリ空間と計算コストが必要となり、現実的ではない。これを改善するために、本研究では、Fig. 4 に示すように、実際のブーム導体と同軸に仮想的に大きな径を持つ円筒境界を考える。実際のブーム電位から適切な減衰率で減じた電位を、この仮想境界に与えることにより、等価的に非常に細いブームの作る電位分布を再現することにする。このモデリング技

法の実現を容易にするため、ブーム電位を浮遊ではなく、固定とした計算を実施した。なおブームは衛星本体と等電位になっている。具体的には、Table 1 に示すような値で実際のブーム電位と仮想ブーム電位の関係を規定することにした。

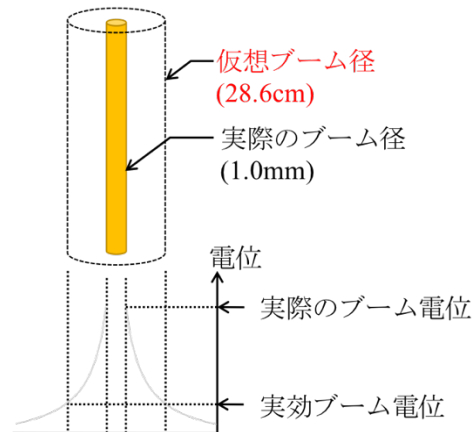


Fig. 4 細いブームのモデリング手法

Table 1 ブーム電位の固定値

	実際の電位	実効電位
ビーム放出なし	10.5V	5V
ビーム放出あり	7.5V	3V

Table 2 パラメータ

背景プラズマ粒子密度 [/cc]	0.5
背景電子温度 [eV]	1
背景イオン温度 [eV]	1
磁場 [nT]	20
ビーム粒子	Indium
ビームエネルギー [eV]	6
ビーム電流 [μ A]	10+10=20
光電子温度 [eV]	2
光電子電流密度 [μ A/m ²]	30

次に、本研究で用いるパラメータを Table 2 に示す。背景プラズマに関する数値は地球プラズマ圏の典型パラメータ [9] を使用し、ビームの電流値、エネルギー値は MMS に搭載された ASPOC と同様の値を用い [6]、ビーム粒子種はインジウムを想定して、質量とビーム速度を決定した。

4. 衛星帯電緩和ビームシミュレーション

4.1 衛星周辺の電位分布

まず、帯電緩和ビームを放出しない場合、放出する場合の各々においてシミュレーションを行う。まず太陽光照射角度 $\theta = 0^\circ$ における両ケースの衛星周辺の電位分布を確認する。その結果を Fig. 5 に示す。

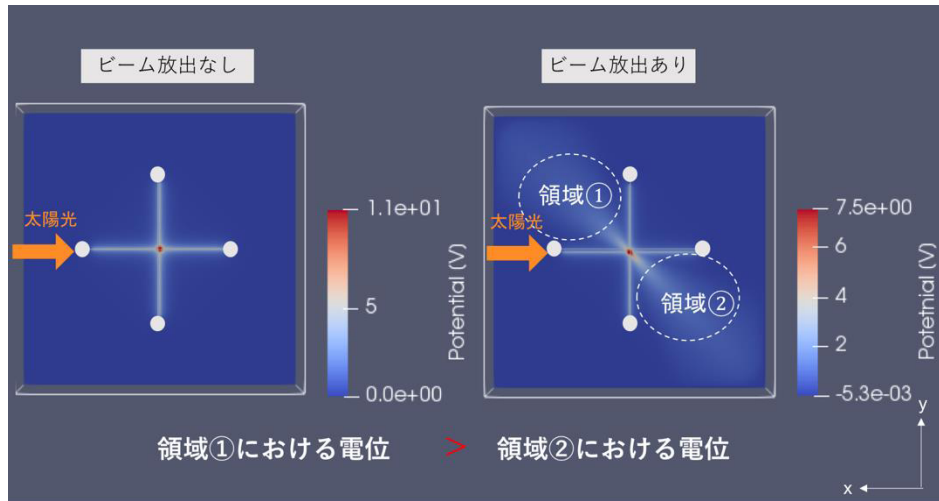


Fig. 5 帯電緩和ビーム放出もしくは非放出時における電位分布

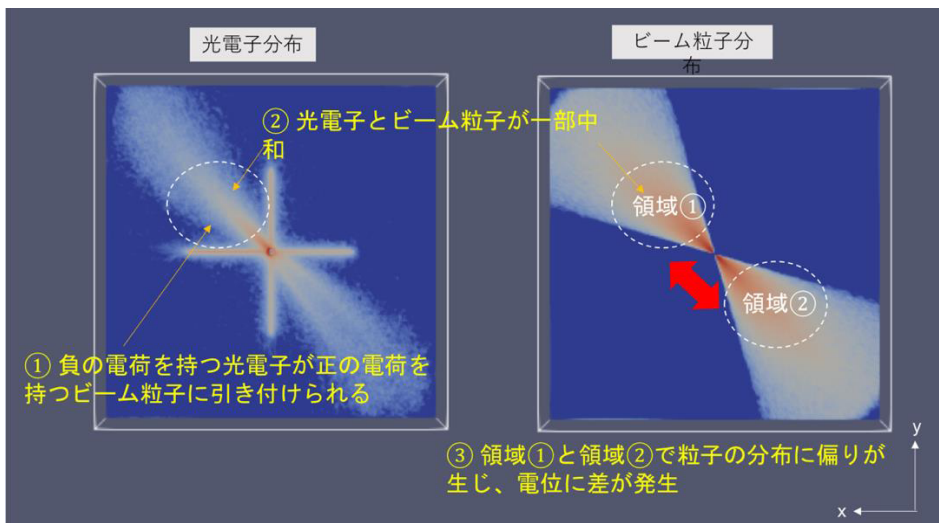


Fig. 6 ビーム放出時の衛星周辺の光電子およびビーム粒子分布

ビーム非放出時は、空間内の電位分布に大きな偏りは発生していないが、ビーム放出を行うと、ビーム粒子が密集する領域①、②での電位分布に差が生じていることが分かった。これは、Fig. 6 で示すように、まず、負の電荷を持つ光電子と正の電荷を持つビーム粒子が空間内で引き合う。次に、引き合った粒子の一部が中和する。この中和された粒子の量が領域①と領域②で差が生じる。この現象が原因で、電位差に偏りが生じたと考えられる。

4.2 太陽光照射角度における電場変動

ビームの放出によって非対称な電位分布が生じることにより、プローブ観測に影響し得る電場が発生すると予想される。そこで次に、太陽光照射角度 θ の値を変更していき、プローブ間で計測される電場がどのように変動するかを調べた。その結果を Fig. 7 に示す。

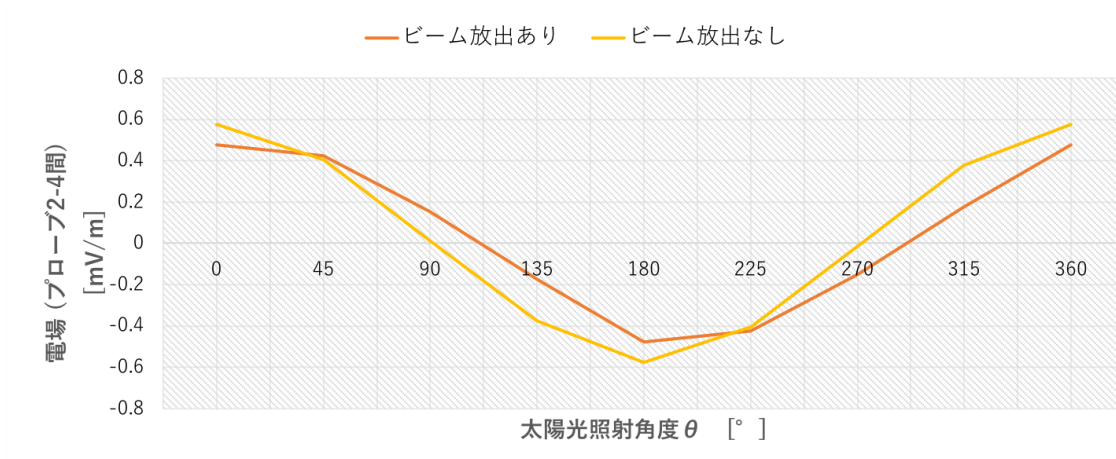


Fig. 7 プローブで計測される電場の太陽光照射角度依存性

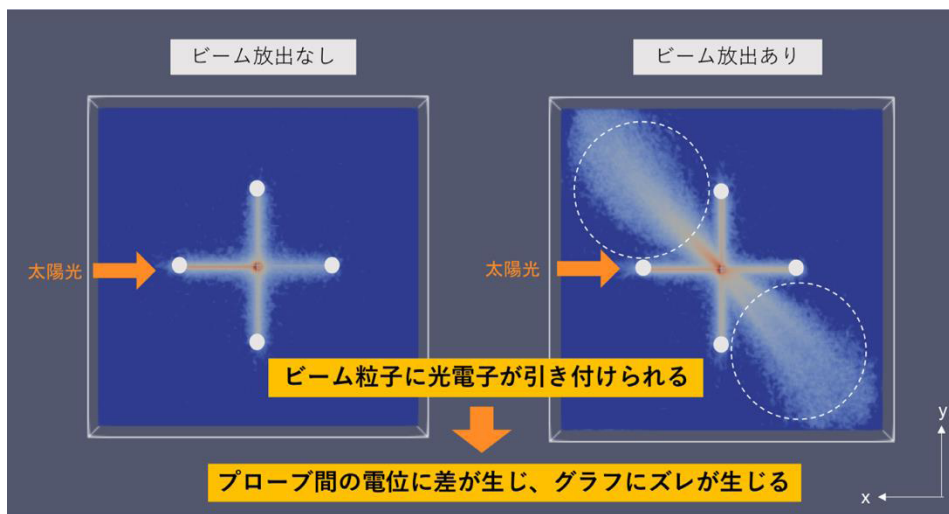


Fig. 8 帯電緩和ビーム非放出もしくは放出時における光電子分布 ($\theta = 0^\circ$ の場合)

ここでは「ダブルプローブ法」を用いた電場計測を想定する[10]。この手法は、プローブ間の電位差をその距離で割った値を電場とする。

Fig. 7 から、プローブ間の電場はビーム非放出、放出時共に θ に依存することが分かる。特に、ビームの放出がない場合では、 $\theta = 0^\circ, 180^\circ$ でグラフが対称になっているが、ビームを放出すると、グラフがやや右にずれていることが分かる。このズレが発生する原因は、ビーム放出の帯電緩和ビーム非放出もしくは放出時における光電子分布を用いて Fig. 8 に示す。

ビームを放出しない場合、太陽光が照射されている側のブーム上に光電子は密集しているが、ビームを放出すると、光電子がビーム粒子に引き付けられ、光電子の分布が x 軸に対して非対称となっている。その結果、プローブ間の電位差が変わってしまうこととなる。これが原因で、グラフが非対称になったと考えられる。

5. まとめと今後の課題

これまでの解析の結果、衛星帯電緩和ビームを放出することで空間内の光電子、ビーム粒子分布に偏りが生じ、それゆえにプローブ間で電位差が生じる。この電位差はプローブ観測においては不要な電場として計測されることが分かった。さらに、その電場は太陽光の照射方向とビーム放出方向の間の角度に依存して変動する。この電場は、今回の結果から、最大 0.6 mV/m となっている。電場の値が 0.1 mV/m を超えると衛星や衛星に搭載されている観測機器に影響を及ぼす可能性が出てくるため、今回

の結果は衛星などに影響を及ぼすと考えられる。

今後の課題としては、本研究で判明した不要な電場を緩和するための解決策を考えるために、さらなるシミュレーションの解析が必要である。また、今回のシミュレーションには背景電場を設定していないため、背景電場を導入した場合のフローや生じるウェイクによって空間内の粒子分布や電場がどのように変動するかについても調べていく必要があると考えている。

参考文献

- [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”, Proc. 6th SCTC, Air Force Research Laboratory, pp. 7-11 (1998).
- [2] D. Hastings, and H. Garrett, *Spacecraft-Environment Interactions*, Cambridge University Press, pp. 143-152 (1996).
- [3] 宇宙開発委員会調査部会, “環境観測技術衛星(ADEOS-II)「みどり」の運用異常に係る原因究明及び今後の対策について”, 宇宙開発委員会報告書 (2004).
- [4] Torkar, K., et al. (2014), Active spacecraft potential control investigation, *Space Sci. Rev.*, doi:10.1007/s11214-014-0049-3.
- [6] 北村成寿, “MMS (Magnetospheric Multiscale mission)衛星群の観測”, 平成 27 年度名古屋大学 ISEE 研究集会「サブストー

ム研究会」, pp.30-31 (2016).

[7] Y. Miyake and H. Usui, “New electromagnetic particle simulation code for the analysis of spacecraft-plasma interactions”, *Physics of Plasmas*, Vol.16, No.6 (2009).

[8] C. K. Birdsall and A. B. Langdon, *Plasma Physics via Computer Simulation*, McGraw-

Hill, New York (1985).

[9] 小原隆博, “通信総合研究所季報”, Vol.48, No.3, pp.60-61 (2002).

[10] 三宅洋平, 白井英之, 小嶋浩嗣, “衛星帯電環境下におけるダブルプローブ電場観測に関するプラズマ粒子シミュレーション”, 第8回宇宙環境シンポジウム講演論文集 (2012).

逆電位アナライザを用いた イオンスラストの逆流イオンによる宇宙機表面材料損耗評価

○服部 凌大, 永井 宏樹, 上野 一磨 (中京大学), 細田 聡史
西山 和孝 (宇宙航空研究開発機構), 村中 崇信 (中京大学)

Estimation of Erosion Rate on Spacecraft Surface Material Caused by Backflow Ions from Ion Thruster with Retarding Potential Analyzer

Ryota HATTORI, Hiroki NAGAI, Kazuma UENO (Chukyo University)

Satoshi HOSODA, Kazutaka NISHIYAMA (JAXA) and Takanobu MURANAKA (Chukyo University)

1. 背景

現在, 探査機や人工衛星の動力航行や姿勢制御のために, 従来の化学推進に替わりイオンスラストやホールスラストなどの電気推進が多く使用されている. 電気推進は化学推進と比較して, 低推進力ながら約 10 倍程度の比推力を持つため, 宇宙空間での長期運用に適することがその理由である. 国内では, イオンスラストの長期宇宙実証の成功例として, 深宇宙探査機「はやぶさ」が広く知られている. 「はやぶさ」は 2003 年 5 月に打ち上げられ, 累計 3 億 km にのぼる宇宙航行ののち, 小惑星イトカワから地質サンプルを採取し 2010 年 6 月に地球に帰還した¹⁾. 現在は, その後継機にあたる「はやぶさ2」が運用されており, 搭載された4機のイオンスラストは, 全動力航行の 7000 時間のうち 4000 時間を 2017 年 4 月までに完了している²⁾.

一方で, 軌道上の「はやぶさ2」において, 宇宙機表面汚染量計測用に搭載された水晶振動子式微小天秤 (QCM) センサは, イオンスラストの逆流イオン (バックフロー) によると思われるスパッタリング損耗を計測している. 図1にイオンスラスト取付プレート上の QCM センサ設置位置とセンサの外観を示す. QCM センサは, 表面処理の異なる2つのセンサ, QCM1 (ポリイミド) と QCM2 (金) が搭載されておりどちらも質量減を観測している³⁾. 図2にそれぞれが観測した損耗レートとその時稼働していたスラストとセンサ間距離の関係を示す. このグラフからも読み取れるようにスラスト最近傍では最大 200[ng/cm²/h]の損耗が観測されている. これは厚さ換算で 1Å程度であるが 7000 時間の宇宙作動⁴⁾が要求されるイオンスラストにとっては, スラスト累計運

用時間経過後大きな損耗量となる. はやぶさ2には, イオンスラストの周囲にスラストの熱制御を行うための薄膜積層構造からなる熱制御材が取り付けられている. そのため, はやぶさ2では, 周辺熱制御材の損耗が懸念されており, 探査機開発において, バックフローによる損耗のメカニズムの解明とともに定量評価手法の確立が急務となる.

このバックフローは, イオンスラストの加速グリッド孔から漏洩する未電離の推進剤ガスと静電加速されたビームイオンが電荷交換を行うことで発生する電荷交換イオン (CEX イオン) であると考えられる. スラスト下流のプラズマプルーム中で生成される CEX イオンは, 生成時に推進ガスの熱速度程度の低速度であるため, プラズマプルームと宇宙機の電位差で静電加速され, 宇宙機側に逆流するバックフローとなる. 図3にプラズマプルームとこのバックフローの概念図を示す.

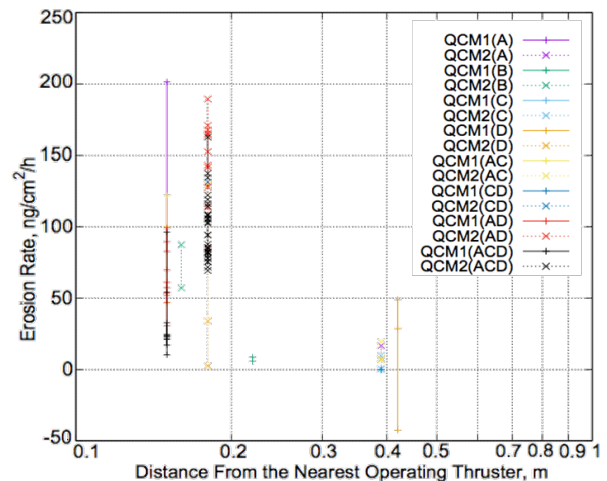


図2 作動中の最近傍スラスト距離に対する損耗率

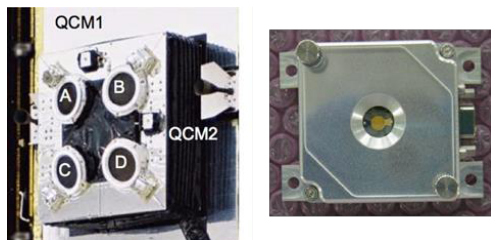


図1 イオンスラストと QCM センサの配置(左)とポリイミドコーティングタイプの QCM1 (右)³⁾

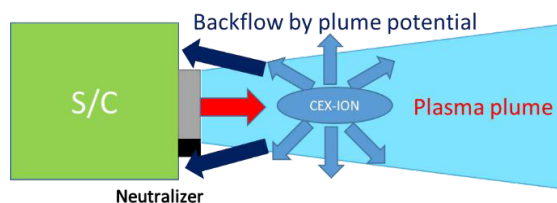


図3 バックフロー概念図

2. スパッタリング損耗率

本研究では宇宙機の表面材料損耗の定量評価として単位時間当たりのスパッタリング損耗率 $[\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$ を評価するものとした。この損耗率は、Yamamuraの半実験式^{6,7)}から得られる入射イオン当たりのスパッタリング収量 $[\text{atoms/ion}]$ と、入射イオンのフラックス $[\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$ の積で算出可能である。Yamamuraの半実験式では、イオン1個がエネルギーEで材料表面に垂直入射したときのスパッタリング収量Y(E) $[\text{atoms/ion}]$ は式(1)で示される。

$$Y(E) = 0.042 \frac{Q(z_2)\alpha^*(M_1/M_2)}{U_s} \frac{S_n(E)}{1 + \beta\Gamma k_e \varepsilon^{0.3}} \left[1 - \sqrt{E_{th}/E}\right]^s \quad (1)$$

また、スパッタリング収量は入射イオンの入射角依存性をもっており、これを考慮したスパッタリング収量は、Yamamuraの式(2)によって以下のように計算できる。

$$\frac{Y(\theta)}{Y(0)} = t^f \exp[-\Sigma(t-1)], t = 1/\cos\theta \quad (2)$$

これらの式中の物質固有のパラメータは、^{6,7)}で使用されるパラメータである。

3. 目的

前述の背景から、本研究では、地上実験によりイオンスラスタのバックフローイオンによるスラスタ近における損耗メカニズムの解明とともに定量評価手法の確立を最終目標としている。

この損耗はスパッタリング損耗と予想され、後述するYamamuraの半実験式^{6,7)}を使用することで、スパッタリング収量を計算し、計算したスパッタリング収量に入射イオン数を掛ければ定量評価を行った。この定量評価は、速度エネルギーとその角度分布、入射イオンフラックスが入力値としている。そのため、「はやぶさ2」実機に搭載されたイオンスラスタと同型のイオンスラスタ $\mu 10$ を用い、そのバックフローのこれらの諸量を計測した。本稿では、この実験の結果とそこから見積もられる損耗量について報告する。

4. 実験装置

4.1 実験施設 本稿の実験は、すべて宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所(相模原キャンパス)のイオンエンジン耐久試験用の真空チャンバを使用して行った。この真空チャンバは、400W級のマイクロ波放電式イオンエンジンの推進性能と耐久性能評価のために1995年に建設された直径2m、長さ5mの主真空タンクと直径80cmの2つの補助真空タンク(エアロック)を持っている⁵⁾。主タンクには、排気系としてロータリーポンプ、メカニカルブースターポンプ、ターボ分子ポンプで粗引きされた後、主タンクに直付けされた直径80cmのクライオポンプULVAC CRYO-U30H 4台にて排気される⁵⁾今回の実験は、真空チャンバの背圧が $4.6 \times 10^{-4} \text{Pa}$ 程度として行った。

4.2 スラスタ 本稿の実験は、はやぶさ2実機に搭載されたものと同型でマイクロ波放電式イオンス

表1 $\mu 10$ の作動条件

	Ion thruster	Neutralizer
Xe 流量 (sccm)	2.61	0.94
マイクロ波投入電力 (W)	26.9	8.42
スクリーン電圧 (V)	1500	
スクリーン電流 (mA)	180	
アクセラ電圧 (V)	-350	
アクセラ電流 (mA)	1	
バイアス電位 (V)		36
電子放出電流 (mA)		181

ラスタ $\mu 10$ (Lavatory Model)を使用した。 $\mu 10$ は、Xeを作動ガスとしており、JAXA宇宙科学研究所の電気推進工学部門にて研究開発され、宇宙実証されたECR放電型イオンスラスタである⁸⁾。このイオンスラスタを真空チャンバ内へ設置して実験を行った。設置方法の詳細は次章で述べる。実験時の $\mu 10$ の作動条件を表1に示す。

5. 計測器

5.1 エネルギーアナライザ エネルギーアナライザは、様々な種類のものが存在するが、本研究では積分型アナライザに分類される逆電位アナライザ⁹⁾(以下RPA)を使用した。この装置の原理は、RPA内部に入ってくるイオンビームに対してグリッド(IRG)に正電位を印加し、そのエネルギーに満たない低エネルギーイオンを遮断することによってグリッドに印加した電位以上のエネルギーをもつイオンのみを捕集することでエネルギー分解を行う。図4に本研究で用いたRPAの外観図と簡潔な回路図を示す。この図からも分かるようにRPAは3種のグリッドと1つのコレクタから構成されている。各グリッドの役割についてについて以下に箇条書きで示す。

(A) FG (Floating Grid)

RPA内の電界漏洩を防止してプラズマへの擾乱を防ぐ。浮動電位としている。

(B) ERG (Electron Retarding Grid)

電子のRPA内部への侵入を阻止する。プラズマ電位より負電位を印加する。

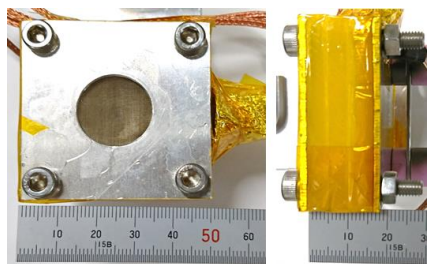
(C) IRG (Ion Retarding Grid)

エネルギーに応じた挿引電圧を印加し、RPA内部に侵入したイオンにフィルタをかけ、エネルギー分解をする。

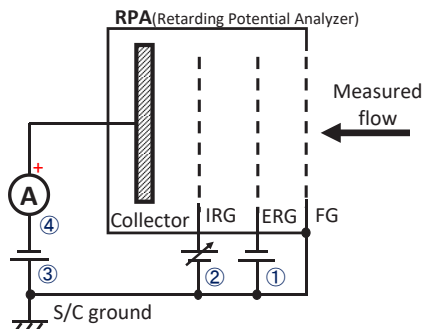
(D) Collector

コレクタはIRGの挿引電圧によるフィルタを透過したイオンを捕集する。コレクタでイオンを捕集するために、負電圧を印加する。

次に図5に、これらのグリッドの位置関係と、グリッドおよびコレクタに印加した実際の電圧を示す。ここでのERGの電位 V_{ERG} は、中和機のバイアス電圧以下とし、十分に電子を反射できる電圧に決定した。イオンの捕集性能を高めるコレクタ電圧 V_C は電流計の都合上でバイアスできる最大電圧を使用した。また、これらのグリッドには、SUS製のメッシュ250を用いてブルーム中のデバイ長以下の線間距離となるように、線間距離が0.062mmものを使用してグリッド孔内でプラズマによる電位の静電遮蔽を回避するよ



a) 外観図



b) 回路図

図4 RPA 外観図(上)とその回路図(下)

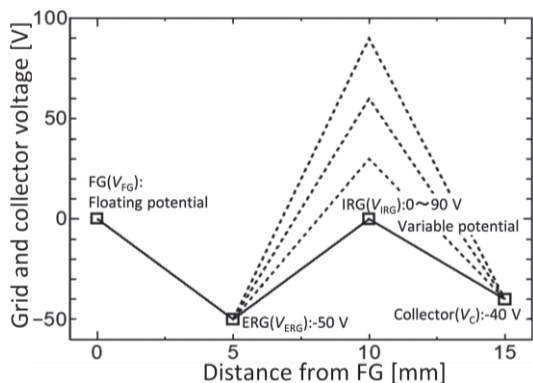


図5 各グリッドの電圧と位置関係

う設計した。

RPA は IRG の電圧を可変させながら、このときコレクタに流入するイオン電流を計測し、電流電圧特性を取得する。これは、IRG に印可された特定の電圧を超えることが出来るエネルギーを持つイオン全てを捕集していることとなり、計測されるイオン電流はエネルギーが無限大から IRG 印可電圧までのエネルギーを持つ全イオンの積分値をとっていることになる。よって計測された電流をエネルギーで微分することで、式(3)のとおりイオンのエネルギー分布が計算できる。ここで、 I_i はコレクタ電流、 V_{IRG} は IRG の電圧、 E はイオンエネルギー[eV]、 I_{i0} は、エネルギー制限をしないときのイオン電流である。

$$f(E) = -\frac{1}{I_{i0}} + \frac{dI_i}{dV_{IRG}} \quad (3)$$

また、このときの電流 I_{i0} に各グリッドの開孔率(0.368)による補正をかけて計測面積で割れば、入射イオンフラックスが計算可能である。計測面積は、開口径の直径 2[cm]の円形である。

5.2 計測器セットアップ 本研究では、前述した

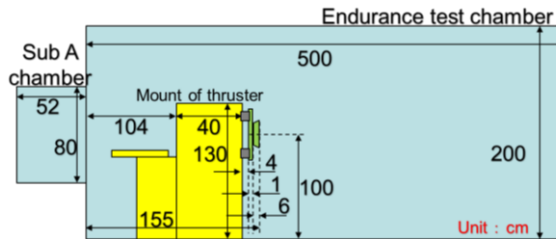


図6 イオンエンジン設置位置

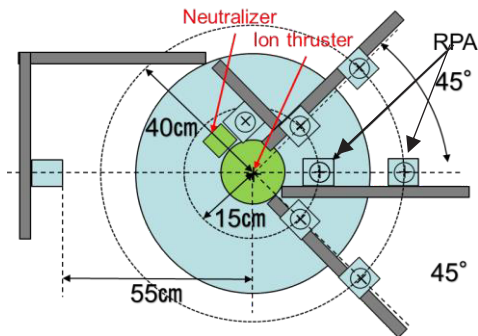


図7 イオンエンジンプレートへの RPA 設置位置



図8 RPA 設置の写真

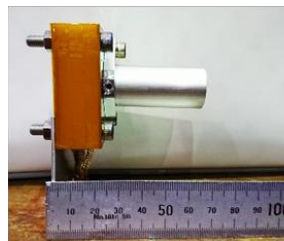
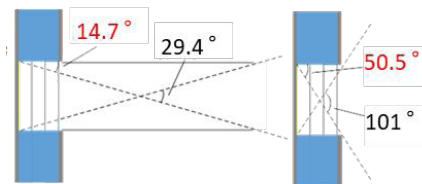


図9 視野角制限フードによる視野角変化(上)と外観(下)

とおり直径 2m、長さ 5m の円筒状の真空チャンバ内にイオンエンジン $\mu 10$ を設置して実験を行った。図6にイオンエンジン設置位置について示す。また、RPA の設置位置については、「はやぶさ2」に搭載された QCM センサの位置(14 cm, 39 cm)を参考に、スラスタ中心から 15cm と 40cm の位置に設置して実験を行った。図7にイオンエンジンプレートへの設置位置、図8にセットアップの写真を示す。また、ビー

ム軸方向の取付け位置は、回転機構設置の都合で RPA の開口部がビーム出口面比べて 6cm 下流側となるように設置している。

角度依存計測では RPA の角度分解能が重要であるため、視野角制限フードを設けて 14.7° まで分解能を向上させて角度依存を計測することとした。図 9 に、RPA の視野角制限フードの外観の写真および視野角制限フードによる視野角変化の図を示す。

これらのセットアップで、RPA へのイオン入射角度 θ をスラスト中心軸へ向くほど正として表現して -90°, -60°, -30°, 0°, 15°, 30°, 45°, 60°, 75°, 90° と角度を変化させたときの計測を行った。

5.3 計測と解析の方法

RPA でエネルギー分布計測を行う際には、IRG の電圧を 0~90[V]まで可変し、各電圧で電流計測を 5 回行い、これを 3 セット繰り返し、計測を行った。RPA は、式(3)のように正規化した計測電流を IRG 電圧で微分するため、わずかなノイズでも大きく影響を及ぼす。そのため、速度エネルギーの分布である式(4)のガウス関数を式(3)に代入し、微分方程式として解いた累積分布関数の式(5)に計測電流を Generalized Reduced Gradient (GRG) 非線形で探索の行うことで最小二乗法により近似を行った。この近似では、式(5)の分布を 2 重にした関数への近似も行い、よりよく適切に近似できている(2乗の誤差和の小さい)方を選択した。さらに、この近似により求めた係数を式(4)に当てはめることで速度エネルギー分布を得た。式(4)、式(5)の a, b, c, C は定数であり、erfはガウスの誤差関数である。

$$f(E) = a \exp\left(-\frac{(E - b)^2}{2c^2}\right) \quad (4)$$

$$I(E) = I_{io} \left(-\sqrt{\frac{\pi}{2}} a \operatorname{erfc}\left(\frac{\sqrt{2}E - \sqrt{2}b}{2c}\right) \right) + C \quad (5)$$

実際の解析の一例を図 10 にしめす。このグラフでは、計測電流値の平均を IRG 電圧が 0V の時の電流ですべて規格化(除算)し灰色の×印で示し、エラーバーには標準偏差を表示した。さらに、前述した近似曲線はグラフ中では灰色の点線で表されており、これを微分したものが黒の実線となる。この黒の実線はイオン速度エネルギーの確率密度になっており、そのほかの2色の実線は確率密度分布をそれぞれに分けた結果である。

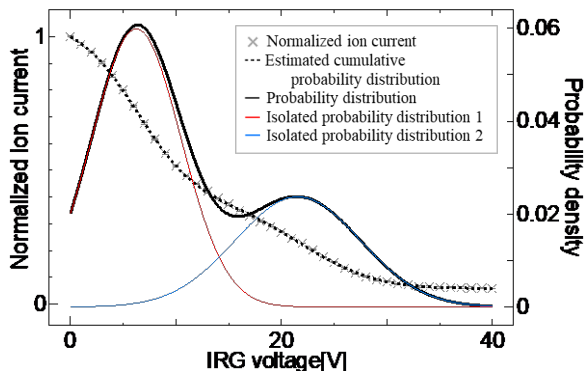


図 10 RPA 計測結果解析の一例

6. 実験結果

フィッティングをかけた式(5)の係数のうちのイオンエネルギー分布のピークエネルギーを表す係数 b に着目して図 11 にイオン入射角に対するイオン速度エネルギー b の関係を示す。ただし、2 重分布の場合は平均エネルギーが大であるものをプロットした。また、図 12 にイオン入射角に対する入射イオン束の関係を示す。ただし、入射角 -90°, -60° は、SN 比が高かったため、イオンエンジプレート上の 15 cm と 40 cm とともに計測することができなかった。

また、この結果のそれぞれの規格化電流から入射イオン束を計算した。この入射イオン束とそれぞれのエネルギー分布から 2 章で説明した Yamamura の半実験式を用いて 0.1eV ごとにキセノン対金のスパッタリング収量を計算して、台形則による積分近似を行って損耗率を計算した。この損耗率の計算結果を表 2 に示す

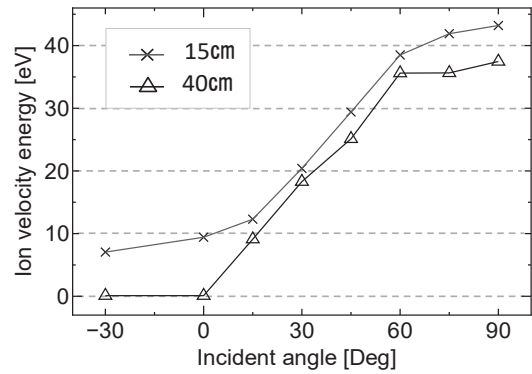


図 11 入射角に対するイオン速度エネルギー b

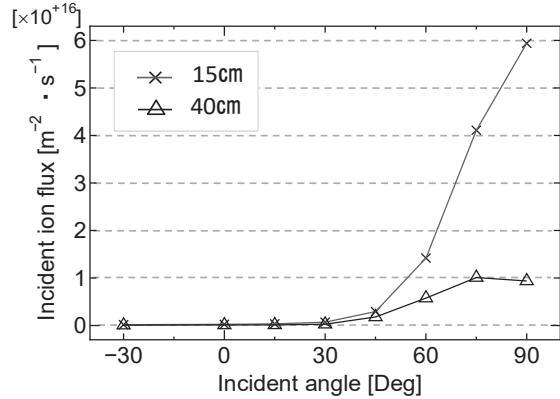


図 12 入射角に対する入射イオン束

表 2 入射イオン (キセノン) 束と金の損耗

入射角 [Deg]	15 cm		40 cm	
	入射イオン束 [m ² · s ⁻¹]	損耗率 [m ² · s ⁻¹]	入射イオン束 [m ² · s ⁻¹]	損耗率 [m ² · s ⁻¹]
-30	1.82E+14	9.21E-21	7.71E+13	7.80E-138
0	2.56E+14	2.29E-01	1.09E+14	4.91E+10
15	3.46E+14	1.00E+09	1.40E+14	5.25E+10
30	7.06E+14	2.87E+11	2.72E+14	9.70E+10
45	2.94E+15	3.61E+13	1.80E+15	6.55E+12
60	1.42E+16	2.21E+14	5.77E+15	2.83E+13
75	4.11E+16	4.92E+11	1.01E+16	5.12E+09
90(89)	5.94E+16	2.20E-111	9.38E+15	1.40E-93
合計	1.19E+17	2.58E+14	2.76E+16	3.51E+13

7. 考察

図 11 と図 12 それぞれの結果からイオン入射角度の増加とともにイオン速度エネルギーが増加し、また、イオン電流量も増加していることが分かる。図 11 のイオン速度エネルギーに関しては、15 cm、40 cm どちらの点の計測結果も角度上昇に伴い単調増加していることがわかる。これは、プルーム電位がスラスト直下においてもっと電位が高くなることに起因するものと考えられる。しかし、15 cm と 40 cm の位置の 90° の時は、どちらも計測器の視野領域中央が同じ位置であるが計測したエネルギーが異なっている。これは計測器の視野領域がプルーム軸から距離が増加により変化したことが考えられる。図 12 の入射イオン束に関しては、どちらの結果も指数関数的に増加していることが分かる。スラストはイオンを噴射しイオンは拡散していくため、プルーム中においてイオン密度がもっと濃いスラスト直下であり、電荷交換イオンが発生しやすい。高入射角にすると電荷イオンの発生量が多い方向を見ていくため、イオンの量が 2~3 桁も増えたと考えられる。

Yamamura の半実験式を用いて行った損耗率評価では、15 cm、40 cm とともに損耗率が最大となるイオンの入射角は 60° であり、90° 付近や 0° 以下の方向から入射するイオンは損耗にほとんど影響をあたえないことがわかった。はやぶさ 2 で観測された金の損耗率はスラストから 14 cm の位置と 39 cm の位置でそれぞれ最大 $7.42 \times 10^{14} [\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$ と $1.41 \times 10^{14} [\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$ であった。それに対して、今回の実験で損耗量見積りの合計は、それぞれ $2.58 \times 10^{14} [\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$ と $3.51 \times 10^{13} [\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$ であり、損耗の桁としては、およそ一致しているが、実機に対して実験値は 2.9 倍と 4.0 倍の差異が見られる。この差異の原因のひとつとして、プルーム電位と宇宙機電位の差が考えられる。プルーム電位に関しては、数値解析により、地上実験でのプルーム電位は宇宙空間での実機に対して低くなっていることが指摘されており、その電位差分だけ軌道上ではイオンの速度が増加していることが考えられる。また、宇宙機電位に対しては、RPA は、地上電位 (grand) を基準にエネルギー分解を行っているため、宇宙機が負に帯電していた場合のイオンの速度は同じくその電位差分加速されていることが考えられる。

8. まとめと今後の予定

イオンスラスト $\mu 10$ を用いて RPA で、実機 QCM センサの位置におけるバックフローのイオン速度エネルギー分布とその角度分布について計測を行った。これによりイオン速度エネルギーやイオンの量は、プルーム電位や電荷交換イオンの発生量に起因するビームに沿う方向に明らかな角度分布をもつことがわかった。

さらに、Yamamura の実験式を用いた金の損耗量評価では、実機の 1/3~1/4 倍の結果となり、桁数としてはおよそ一致した。両者の差は、実機と地上実験のプルーム電位と宇宙機電位の差が考えられ、宇宙機電位に関しては、損耗率のデータから逆算を行う計画である。

謝辞

本研究にあたり、協力して下さった國中・西山研究室の皆様へ感謝を申し上げます。また、耐久試験チャンバなどの実験環境を使用させていただいた宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所に感謝を申し上げます。

参考文献

- 1) K. Nishiyama, S. Hosoda, K. Ueno, R. Tsukizaki, H. Kuninaka: Development Status of Hayabusa2 Ion Engine System, Proceedings of Space Transportation Symposium FY2013, 2014-01, STEP-2013-023
- 2) S. Hosoda, K. Nishiyama, K. Ueno, H. Kuninaka: Development Status of Hayabusa2 Ion Engine System, Proceedings of Space Transportation Symposium FY2012, 2013-01, STEP-2012-067
- 3) K. Nishiyama, S. Hosoda, R. Tsukizaki, H. Kuninaka : Operation Status of Ion Engines of Asteroid Explorer Hayabusa2, Proceedings of Space Transportation Symposium FY2016., 2017-01, STEP-2016-058.
- 4) Y. Arakawa, H. Kuninaka, Y. Nakayama, K. Nishiyama : イオンエンジンによる動力航行, コロナ社, 2006 年 12 月
- 5) I. Funaki, H. Kuninaka, K. Toki, Y. Shimizu, S. Satori: Development of an Endurance Test Facility for Microwave Discharge Ion Engine System., Journal of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, 47 (1999), pp.411-418.
- 6) Y. Yamamura and Y. Mizuno, IIPJ-AM-40, Inst. Plasma Physics, Nagoya Univ., 1985.
- 7) Y. Yamamura and H. Tawara, Atomic Data and Nuclear Data Tables 62, 149 (1996).
- 8) S. Hosoda, H. Kuninaka : The Homeward Journey of Asteroid Explorer "Hayabusa" Powered by the Ion Engines , J. Plasma Fusion Res. Vol.86, No.5 (2010) , pp2 8 2—292.
- 9) S. Minami : 逆電位アナライザ(RPA)の寸法,電極バイアス電位の設定基準について,電気学会論文誌 A 基礎・材料・共通部門誌 102(6), 1982-06, p327-334,

SPIS を用いた準天頂衛星みちびき初号機の表面帯電解析

前田 紘孝^{*1}, 川内 諒太^{*1}, 中村 雅夫^{*1}, 古賀 清一^{*2}, 松本 晴久^{*2}

Surface Charging Analysis of the First Quasi-Zenith Satellite “MICHIBIKI-1” by SPIS

Hiroataka MAEDA^{*1}, Ryota KAWACHI^{*1}, Masao NAKAMURA^{*1}, Kiyokazu KOGA^{*2} and
Haruhisa MATSUMOTO^{*2}

^{*1} Osaka Prefecture University, ^{*2} Japan Aerospace Exploration Agency

1. 研究背景・目的

準天頂衛星みちびき初号機 (Quasi-Zenith Satellite-1, QZS-1) は日本の航法衛星であり, 測位の安定性の向上と測位精度の向上という役割を持つ準天頂衛星システム (Quasi-Zenith Satellite System, QZSS) を構成している. また, 中緯度付近において天頂付近に長時間滞空するために, 対地同期軌道でありながら 41° 程度の軌道傾斜角と離心率を持つ準天頂軌道を利用している. このような独特の軌道を用いる準天頂衛星は, 特有の宇宙環境にさらされる可能性がある. みちびき初号機には宇宙環境計測装置 (TEDA) が取り付けられており, その中に軽粒子観測装置 (LPT), 磁力計 (MAM), 衛星表面部材のサンプルと衛星構体間の電位差を測定する帯電電位モニタ (POM) がある. 宇宙空間において, 人工衛星は周囲のプラズマとの相互作用により, 帯電する. 帯電によって, 衛星表面ないし内部での電位差 (乖離電圧) が大きくなり, 静電気放電が発生し, 太陽電池の故障や劣化, 電気回路の損傷や電磁ノイズによる衛星の故障を引き起こす場合がある. 特に静止軌道には高エネルギーのプラズマが侵入することがあり, その静止軌道に近い準天頂軌道を利用する衛星は, 大きく帯電し, ひいては故障する可能性がある. 本研究では, 帯電解析ソフト Spacecraft Plasma Interaction Software (SPIS) を用いて, ノミナルな宇宙環境におけるみちびき初号機の表面帯電の日変化や最悪条件における表面帯電を評価する.

2. シミュレーションモデル

本研究では, 欧州宇宙機関 (ESA) 協力の下, フランス国立航空宇宙研究所 (ONERA) が開発した衛星帯電シミュレーションソフトの Spacecraft Plasma Interaction Software (SPIS) を用いる. このソフトウェアは無償で利用でき, またソースコードが公開されている. 解析とその結果の可視化だけでなく, ソフト内に CAD が組み込まれているので, 数値モデル作成とメッシュ化も内部で行うことができる. 本研究で用いる範囲においては加えて, 動作が軽くいわゆる汎用の PC でもシミュレーションを実行することができるという特徴がある. 本研究では SPIS 5.2.4 バージョンを使用し, 計算機として Intel Core i7 CPU, 32GB RAM, Windows7 64bit のものを使用している.

2.1 数値衛星モデル

SPIS にビルトインされている Gmsh という CAD ソフトを用いて図 1 に示すような, みちびき初号機の数値衛星モデルを作成した. この数値モデルは 2.4 m(W) × 26 m(D) × 5.5 m(H) の大きさを持ち, 中央のブラックカプトンでできた衛星構体とその両脇に CFRP パドル, そのパドル上に計六枚のカバーガラスが貼り付けられており, パドルと衛星構体はアルミニウムのブームで接続されている. 加えて, 構体側面には ITO のパネルと太陽電池のカバーガラスであると思われる SiO₂ が取り付けられている. また図 1 にあるとおりの上側の構体の面には, ブラックカプトン製のアンテナカバーがあり, そして帯電電位モニタ (POM) の位置には, 計測を模擬するためカ

Hiroataka Maeda, Ryota Kawachi and Masao Nakamura are with Osaka Prefecture University, Sakai, 5998531 Japan

(e-mail: syb03105@edu.osakafu-u.ac.jp, sxb03042@edu.osakafu-u.ac.jp, nakamura@aero.osakafu-u.ac.jp).

Kiyokazu Koga, and Haruhisa Matsumoto are with Japan Aerospace Exploration Agency, Tsukuba, 3058505 Japan.

(e-mail: koga.kiyokazu@jaxa.jp, matsumoto.haruhisa@jaxa.jp).

カバーガラス（以下、POMの電位はこのカバーガラスの電位のことを指すこととする）を貼り付けた。また、太陽電池パドルはブームを軸に任意の角度で回転させることができる。

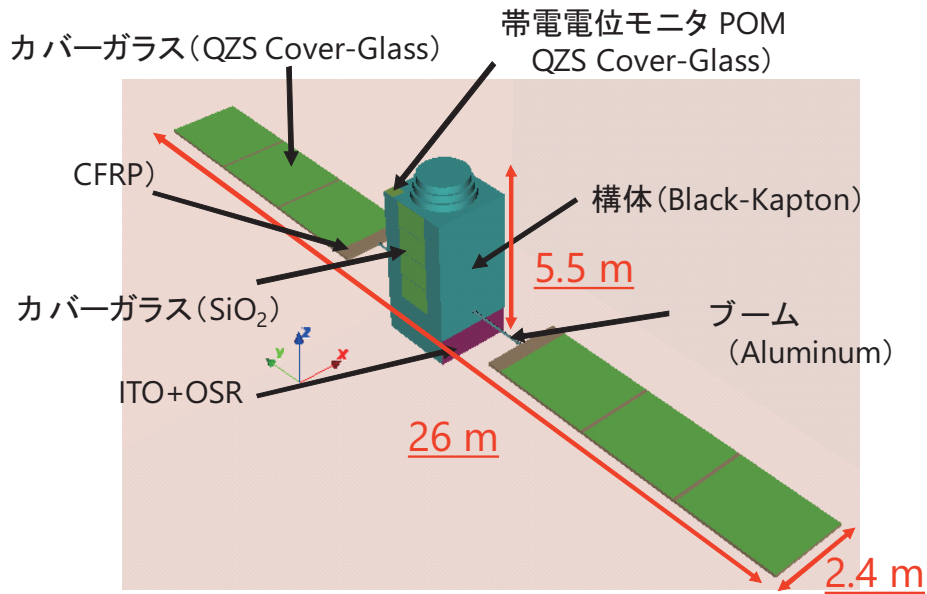


図1 みちびき初号機の数値衛星モデル

2・2 計算領域

今回使用した計算領域を図2に示す。全体は、楕円体の外部領域と直方体の中間領域から構成されている。それぞれの領域のサイズは、外部領域が $36\text{ m} \times 60\text{ m} \times 36\text{ m}$ 、中間領域が $12\text{ m} \times 30\text{ m} \times 12\text{ m}$ である。また、それらの領域に切るメッシュは、外部領域の外側境界は 3.2 m と粗目のメッシュ、中間領域の外側の境界は 0.8 m 、衛星構体表面付近のメッシュは 0.2 m 、誘電体付近は 0.1 m 、POM付近は 0.05 m としている。中間領域と衛星本体付近のメッシュが外部領域のそれと比べて細かいのは、計算領域内のメッシュ数を削減しつつも、空間ポテンシャルの計精度を確保するという目的のためである。

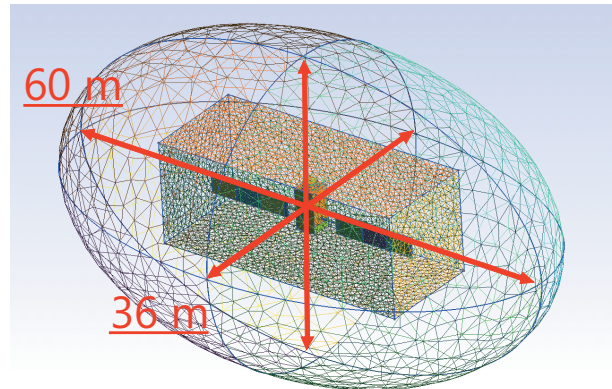


図2 計算領域

3. シミュレーション結果

3・1 最悪環境でのシミュレーション結果

最悪プラズマ環境におけるみちびき初号機の表面帯電をシミュレーションするため、表1のように静止軌道の最悪環境である GEO NASA Worst-Case を用いて、シミュレーションを行った。日照条件において太陽光は図3の

表1 最悪環境 (GEO NASA Worst-Case)

T_e [keV]	N_e [/cc]	T_i [keV]	N_i [/cc]
12.0	1.12	29.5	0.236

T_e : electron temperature, T_i : ion temperature
 N_e : number of electron density, N_i : number of ion density

矢印方向から入射するように設定した。これは、高エネルギー粒子が侵入する可能性が高い真夜中に衛星があるときを想定しているからである。このとき、結果は以下の図3(日照)・図4(日陰)のようになった。日照・日陰どちらの場合も最大電位 (Max Chg.) はパドル上のカバーガラス、最小電位 (Min Chg.) は側面の SiO_2 となっ

た。結果の一覧を表2に示す。日照のもとでは日陰と比べ浅い帯電となっていることがわかる。構体の絶対電位は日照・日陰でそれぞれおよそ-6000 V、-13000 V となり、最大電位と構体の乖離電圧は日照・日陰でそれぞれ約2700 V と約2900 V となった。また、POM と構体の電位差は日照で約400 V、日陰で約800 V となった。日陰のほうが日照と比べより大きな乖離電圧を示し、特にPOM と構体間の乖離電圧は約100%増加した。

表2 表面電位のシミュレーション結果一覧 (最悪環境)

Environment	Max Chg. [V]	Min Chg. [V]	Frame [V]	POM Chg. (MAX) [V]	Max-Frame [V]	POM-Frame [V]
日照	-3338	-7199	-6035	-5623	2697	412
日陰	-10155	-13473	-13044	-12231	2889	813

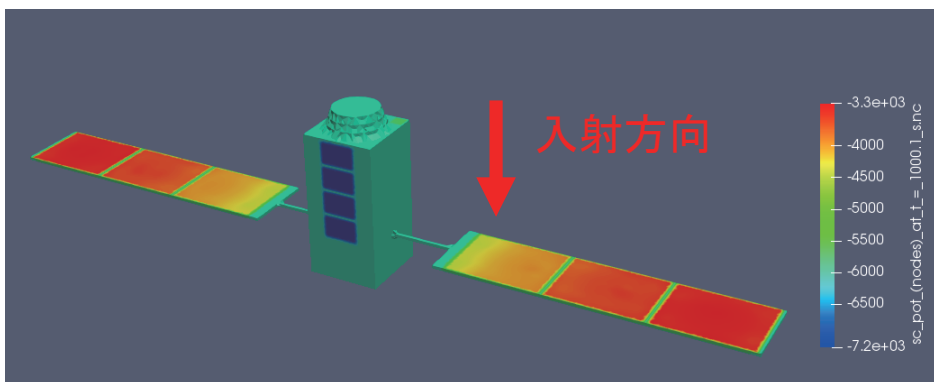


図3 シミュレーション結果のカラーマップ (最悪環境・日照)

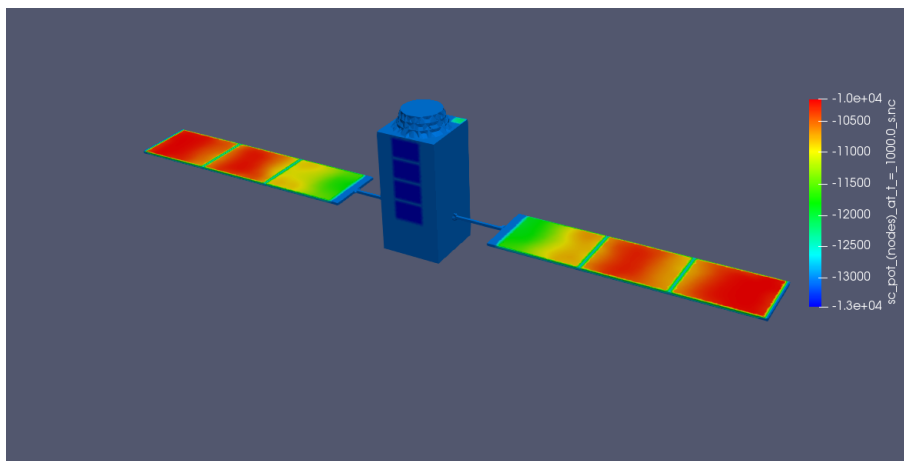


図4 シミュレーション結果のカラーマップ (最悪環境・日陰)

3・2 ノミナル環境でのシミュレーション結果

準天頂軌道のノミナル環境を想定し、表面帯電の軌道に沿った日変化を解析するため、静止軌道でもっとも発生頻度の高い環境[1]のパラメータを参考に電子密度とイオン密度を等しくした表3のような環境を用いた。

表3 ノミナル環境

T_e [keV]	N_e [cc]	T_i [keV]	N_i [cc]
1.5	1.0	5.0	1.0

T_e : electron temperature, T_i : ion temperature
 N_e : number of electron density, N_i : number of ion density

このノミナル環境において表面帯電の軌道に沿った日変化をシミュレーションした。その際に想定した太陽と地球と衛星の関係のイメージを図5に示す。

図5のように、アンテナは常に地球方向を指向しており、パドルは太陽光が垂直に入射するように回転させる。本研究では、一日の軌道の位置を0時から21時までの八回に分け、それぞれの位置の間でパドルが45°ずつ回転するとしてシミュレーションを行った。以下の表4に、ノミナル環境において図5のように太陽と衛星と地球の関係を日変化させたときの表面電位の変化を示す。

このとき、すべての場合で最大電位 (Max Chg.) はパドルのカバーガラス、最小電位 (Min Chg.) は側面のSiO₂となった。また、最大電位と構体電位の電位差 (Max-Frame) は0.4 V以内で日変化し、POM

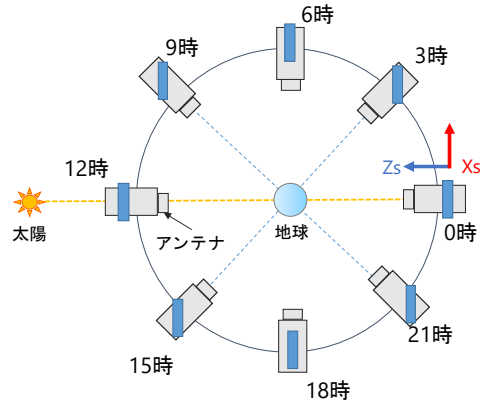


図5 太陽と衛星の関係のイメージ図

表4 表面電位のシミュレーション結果一覧 (ノミナル環境)

Position	Max Chg. [V]	Min Chg. [V]	Frame [V]	POM Chg. (MAX) [V]	Max-Frame [V]	POM-Frame [V]
0時	5.9	-0.24	0.23	4.97	5.67	4.74
3時	6.3	0.09	0.88	5.60	5.42	4.72
6時	6.4	0.61	0.98	3.70	5.42	2.72
9時	6.0	0.29	0.72	3.84	5.28	3.12
12時	6.3	-0.60	0.61	4.09	5.69	3.48
15時	6.4	0.60	1.0	3.84	5.40	2.84
18時	6.4	0.94	0.97	2.98	5.43	2.01
21時	6.3	0.18	0.87	4.60	5.43	3.73

は構体に対し逆電位を持ち、電位差は2~5 Vの範囲で日変化するという結果となった。

それらの日変化をまとめたグラフを図6に示す。文献[2]にある2011年2月頃のPOMのデータの中で、逆電位になっているPOM-S3の計測した乖離電圧は、数十~数百 Vとシミュレーション結果と比べてかなり大きくなっている。シミュレーションにおいて、最大電位と構体電位の差が一日を通してあまり変化しなかったのは、構体の投影面積が入射方向によってさほど変化せず、最大電位を取るカバーガラスが回転するため投影面積が一定になることが理由と思われる。また、POMと構体の電位差 (POM-Frame) の日変化は、POMへの太陽光の入射角が変化と、入射自体の有無の影響である。POMと構体の乖離電圧 (POM-Frame) のシミュレーション結果と実際のPOMの計測データとの間の差異が大きい原因を調べるため、環境パラメータの中で影響が大きいと思われる電子温度 T_e に注目し、 T_e をノミナル環境の1.5 keVから5 keVに増加させた環境 (表5) でシミュレーションを行った。

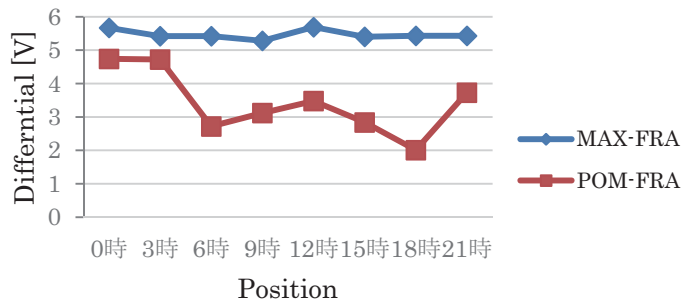


図6 乖離電圧の日変化

表 5 電子温度を変化させた環境

T_e [keV]	N_e [cc]	T_i [keV]	N_i [cc]
5.0	1.0	5.0	1.0

T_e : electron temperature, T_i : ion temperature
 N_e : number of electron density, N_i : number of ion density

このとき、日照条件を想定し、衛星はノミナル環境でのシミュレーションで POM と構体の乖離電圧が最大となった図 6 の 0 時の位置にあるとする。その結果を表 6 に示す。また、電子温度を変化させる前後の POM と構体の電位についての比較を以下の表 7 に示す。

解析の結果、POM と構体の乖離電圧は電子温度を増加させる前と比べて約 45% (約 2 V) 増加した。しかしながら、POM の測定データのように数十～数百 V の電位差とはならなかった。したがって、シミュレーションにおいては、乖離電圧を大きくする要因が電子温度だけとして考えたとき、電子温度は 5 keV より高くなければならないことがわかる。

表 6 シミュレーション結果 (電子温度を変化させた環境)

Position	Max Chg. [V]	Min Chg. [V]	Frame [V]	POM Chg. (MAX) [V]	Max-Frame [V]	POM-Frame [V]
0 時	-10.1	-5.29	-3.71	3.15	13.8	6.86

表 7 POM と構体の電位差の比較

Electron Temp.	Frame [V]	POM Chg. (MAX) [V]	POM-Frame [V]
1.5 keV (Nominal)	0.23	4.97	4.74
5 keV	-3.71	3.15	6.86

4. まとめ

みちびき初号機の表面帯電を SPIS を用いて解析した。衛星の三次元数値モデルを作成し最悪環境の日照・日陰条件での表面帯電をシミュレーションした。最悪環境においては、パドル上のカバーガラスで最大電位をとり、側面の SiO₂ で最小電位をとった。POM と構体の電位差は日照で 400 V、日陰で 800 V となった。また、ノミナル環境を想定した環境でシミュレーションしたところ、最大電位と構体の電位差は 0.4 V の範囲内で日変化した、また POM は構体に対し逆電位を持ち電位差は 2～5 V の範囲で日変化した。しかしながら、POM と構体の電位差は、みちびき初号機が搭載している POM の計測値 (数十～数百 V) と比べて大幅に小さい値となった。POM と構体の電位差についてシミュレーション結果と実際に POM が計測した値が大幅に異なる原因を調べるため、ノミナル環境の電子温度 1.5 keV から 5 keV に増加させ、シミュレーションを行った。その結果、POM と構体の電位差は約 45% (約 2 V) 大きくなったが、POM の測定値のような数十～数百 V の値とはならなかった。つまり電子温度だけでは、実際の観測データとの差を説明するには十分ではない。したがって、今後は、実際の POM の計測値とシミュレーション結果との差異の原因を調べる必要がある。具体的には POM やその他のパーツの寸法・材料パラメータを実機により近づけたり、みちびき初号機の実際の軌道環境や姿勢を考慮したり、SPIS におけるメッシュサイズや計算領域の大きさによる結果の差異を評価することによって調べる予定である。

謝辞

本研究は、科学研究費補助金新学術領域研究「太陽地球圏環境予測」(PSTEP) 予報システム班 (A01)、次世代宇宙天気予報のための双方向システムの開発 (MEXT/JSPS 科研費 15H05813) の助成を受けたものです。

参考文献

[1] Mengu Cho, Shirou Kawakita, Masao Nakamura, Masato Takahashi, Tetsuo Sato and Yukishige Nozaki, "Number of Arcs Estimated on Solar Array of a Geostationally Satellite," JOURNAL OF SPACECRAFT AND ROCKETS, vol.42, No.4, July-August 2005
 [2] Satoshi Fukuhara, Haruhisa Matsumoto, Tkahiro Obara (2012), "Overview of Initial Observation Data of Technical Data Acquisition Equipments on the First Quasi-Zenith Satellite," Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan, Vol.10, No. ists28, pp Tr_5

極低温下において帯電したポリイミドフィルムの表面電位特性

渡邊 力夫 (東京都市大学)

Surface Potential of Polyimide Film under Electron Irradiation at Cryogenic Temperature

Rikio WATANABE (Tokyo City University)

Surface potential of polyimide films (Kapton[®]200H) under electron irradiation at cryogenic temperature was experimentally investigated because some spacecraft such as JWST (NASA) and SPICA (JAXA and ESA) are operated at cryogenic temperature. We constructed measurement systems of surface potential after electron beam irradiation at cryogenic temperature. Volume resistivities at cryogenic temperature were orders of magnitude larger than that of the room temperature. We derived an unified theoretical model of volume resistivity referred to VRH model (Variable Range Hopping model: Mott type) and TAH model (Thermally Activity Hopping model: Arrhenius type), and we clarified which model was dominant according to temperature. This enabled us to predict temperature dependence of volume resistivity of polyimide film as temperature variation from cryogenic to high temperature.

Key words: Dielectric material, Charge storage method, Volume resistivity, Cryogenics

1 研究背景

宇宙機はプラズマや放射線環境に曝されながら飛行するが、これらの宇宙環境下で宇宙機が帯電し、静電放電に至ることがある。帯電による事故を防ぐため、設計段階からの定量的な宇宙機帯電解析は必須となっている。日本においては、衛星帯電解析ソフトウェア MUSCAT (Multi Utility Spacecraft Charging Analysis Tool)が開発され、帯電放電のリスク評価が可能になった[1]。MUSCAT を用いて帯電解析を行うためには材料のパラメータが必要になる。本研究室では、材料パラメータの1つである体積抵抗率に着目して研究している。体積抵抗率は電荷の移動度に影響を及ぼし、帯電後の緩和時間を左右するパラメータである。

体積抵抗率には温度依存性がある。誘電体材料の体積抵抗率は、低温になるほど上昇し高温になるほど低下する。室温から高温の範囲においては、後述する Arrhenius の理論に従った温度依存性を示すとされ、Fig. 1 に示すように実証されている。一方、極低温においては後述する Mott の理論に従うとされている。Mott の理論を用いるような低温下における誘電体体積抵抗率の研究例は少ない。

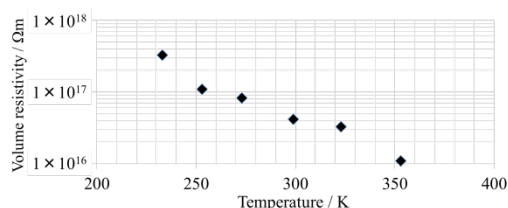


Fig. 1 Volume resistivity as a function of temperature[2]

2 極低温下における体積抵抗率

NASA が開発中の JWST[3]や、JAXA と ESA が共同開発中の SPICA[4]は赤外線天文衛星である。微弱な赤外線

を観測するために望遠鏡部を極低温に冷却し、太陽光を遮断するためにサンシールドを備える。JWST の場合、このサンシールドは 5 重の誘電体材料が使われ、シールドの低温側は最低 40 K まで下がるとされている。この温度は、Mott の理論の領域であると考えられる。ところが、このような極低温における体積抵抗率は明らかになっていない。

3 研究目的

赤外線天文衛星が運用されるような極低温域における宇宙機用誘電体材料の体積抵抗率は明らかになっていない。そこで、宇宙環境を模擬して極低温下における体積抵抗率を実験的に求める。また、実験で得られた体積抵抗率と組み立てた物理モデルを比較し、妥当性の検証を行うことを目標とする。

4 計測システム

4.1 表面電位履歴計測システム

電荷蓄積法[5]を用いて、宇宙機用誘電体材料の体積抵抗率を求める。この手法は、真空チャンバ内で試料に電子ビームを照射して帯電させ、電子ビーム照射終了後の表面電位履歴から体積抵抗率を計算して求める。宇宙機用誘電体材料の体積抵抗率はオームの法則が使えない高電界下で求めるため、電荷蓄積法を用いる。実験装置図を Fig. 2 に示す。

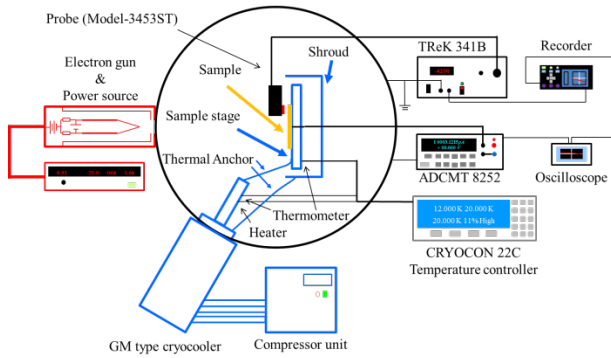


Fig. 2 Experimental setup

真空チャンバは、ターボ分子ポンプとロータリーポンプを用いて真空排気され、 $10^{-5} \sim 10^{-6}$ Pa オーダーまで圧力を下げることができる。このシステムを構成する機器の情報を Table 1 に示す。

Table 1 Specifications of experimental apparatus

Appratus	Manufacture	Model number
Electron gun (Power source)	Choshu Industry	VE-056S, 50 keV (VP-058S)
Surface electrometer	Trek Japan	Model 341-B
Digital electrometer	ADC	8252
Data logger	Hioki	8430
Oscilloscope	Tektronix	DPO7104
GM type cryocooler (compressor unit)	Sumitomo Heavy Industries	V204SCP (U104EWA)
Temperature controller	Cryogenic Control Systems	Model 22C
Silicon diode Thermometer	Scientific Instruments Inc.	Si410A (Sample stage)

4.2 冷却システム

試料を極低温まで冷却するために、ソルベサイクル冷凍機を導入した。ヘリウムガスを冷媒とする冷凍機であり、長時間安定して駆動することができる。冷却ステージが 2 段あり、冷凍能力が高いステージをシュラウド冷却用とし、最低温度が低いステージをサンプル冷却用とした。サンプルステージも、極低温に対応したものを製作し実装した。サンプルステージは超高真空、極低温、高電界に曝されるため、これらの環境に耐える材料でなければならない。また、伝導冷却を行うため熱伝導率が高い材料が好ましい。そのため、材料は無酸素銅(JIS : C1020)を用いた。冷凍機とステージを接続するサーマルアンカーは 2 種類用意している。サンプルステージは柔らかい銀のケーブルを用いており、シュラウド冷却にはアース用の銅線の被覆を剥がしたものをを用いている。また、最低温度が低い実験の時には、サンプルステージのサーマルアンカーもアース用の銅線を用いている。冷却システムの写真を Fig. 3 に示す。

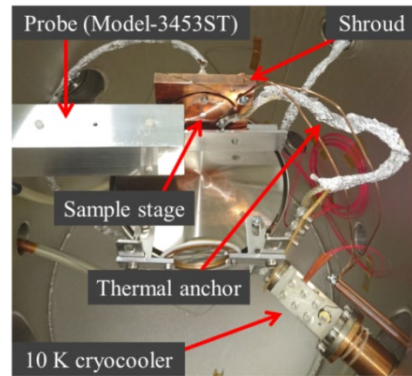


Fig. 3 Sample cooling systems

真空中でサンプルステージの冷却試験を行った。温度コントローラによる制御を行わず、最速で最低温度まで冷却させた。また、水温 32 °C、冷却水流量 120 % の不利な条件下で試験を行った。その結果を Fig. 4 に示す。

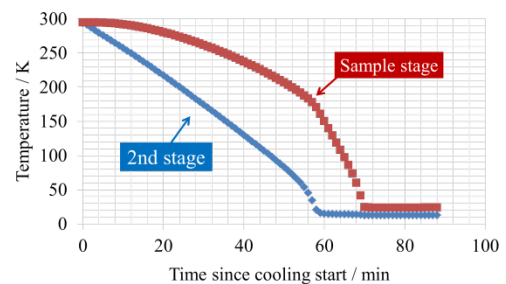


Fig. 4 Time history of sample stage temperature.

冷却試験を行った結果、サンプルステージは約 70 min で最低温度に到達した。また、その温度は劣悪な環境下でも 20 K 台に到達した。冷却水温が規定値以内であれば、サンプルステージは 20 K 以下まで到達する。サンプルステージの温度は、最低温度である 20 K から 300 K(冷凍機の耐熱温度)の範囲内で自由に設定することができる。

5 表面電位履歴計測実験

実験条件を Table 2 に示す。

Table 2 Experimental Conditions

Sample	Kapton®200H
Electron beam energy / keV	20
Current density / nA/cm ²	1.14
Irradiation time / s	60
Vacuum level / Pa	$10^{-5} \sim 10^{-6}$
Temperature / K	20 / 40 / 60 / 100 / 150 / 233 / Room temperature / 353

表面電位履歴計測結果を Fig. 5 に示す。

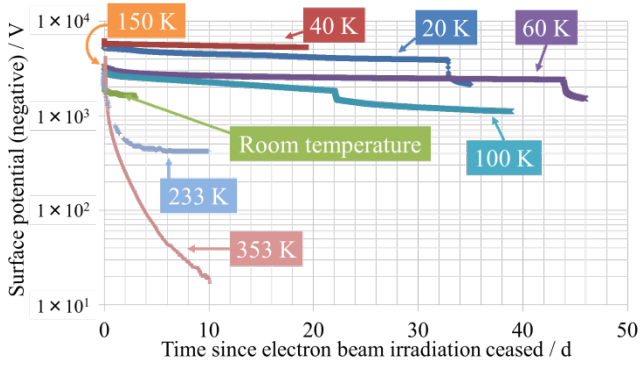


Fig. 5 Time history of surface potential (semi-log)

図中の 233 K, 353 K, Room temperature は過去に計測されたデータである[2][6]。低温下における表面電位履歴はほとんどが計測開始後から数十日にわたって kV オーダーの電位を維持し続けた。60 K においては約 44 日間にわたって -2 kV 以下の電位を維持し続けている。一方、353 K におけるデータは計測開始後から初期電位こそ低いものの(絶対値は高いものの)、その後の減衰が速く 10 日後には -20 V まで減衰した。この結果から、低温下では帯電後の緩和に長い時間がかかることがわかった。

宇宙機帯電における体積抵抗率の評価では、計測開始初期の電位の減衰が重要となる。そこで、Fig. 5 を両対数にしたグラフを Fig. 6 に示す。

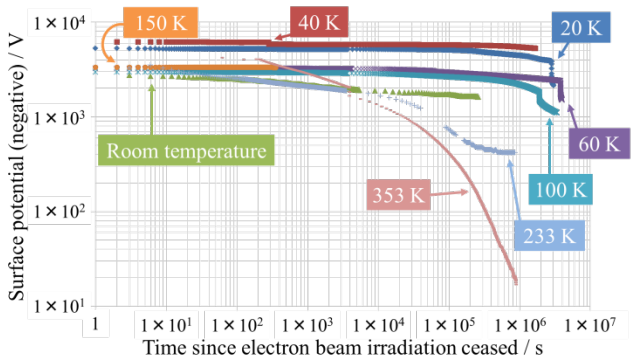


Fig. 6 Time history of surface potential (log-log)

Fig. 6 を見ると、低温下における計測開始初期の電位は比較的低い(絶対値で高い)傾向にあり、その後の減衰は遅い。一方、高温のデータになると初期電位が比較的低くても、そうでなくとも計測開始後の電位の減衰は早い傾向があった。電位の減衰の違いは、体積抵抗率の違いとして現れる。減衰が遅い低温下における体積抵抗率は大きくなり、減衰が早い高温下における体積抵抗率は低くなる。体積抵抗率計算については後述する。

電子線照射によって、試料の導電率が一時的に上昇する現象があり、RIC(Radiation Induced Conductivity: 放射性誘起導電率)と呼ばれている。先行研究で、RIC の効果は低温になるほど低くなるという報告がある[7]。RIC の効果が低ければ、電子線照射中の試料の一時的な導電率の上昇が小さいということになり、蓄積した電荷が散逸

しにくくなる。つまり、RIC の効果が低い低温域では初期電位が低く(絶対値で高く)なりやすい傾向となる。

6 体積抵抗率の計算

体積抵抗率は、(1)式に示す指数減衰モデルを適用して減衰時定数を求め、その減衰時定数を使って(2)式で求めることができる[5]。

$$V(t) = V_0 e^{-\frac{t}{\tau_d}} \quad (1)$$

$$\rho = \frac{\tau_d}{\epsilon} \quad (2)$$

式中の t は経過時間、 $V(t)$ は表面電位履歴、 V_0 は初期電位、 τ_d は減衰時定数、 ϵ は誘電率を示している。体積抵抗率には 2 種類あり、計測開始初期の表面電位履歴を近似して得られる Short time region (短時間領域)と、長時間計測後の体積抵抗率を近似して得られる Dark current region (長時間領域)がある。宇宙機帯電解析では、Short time region の体積抵抗率が使われる。これは、電子線照射終了直後の高電界下における体積抵抗率であり、放射線環境を再現した中での体積抵抗率が得られるためである。Dark current region の体積抵抗率は、分極に左右されない体積抵抗率を得ることができる。本研究においては、Short time region に着目して体積抵抗率の議論を行っているが、Dark current region の体積抵抗率も計算できる範囲で計算を行った。

6.1 体積抵抗率計算結果

体積抵抗率計算結果を Fig. 7 に示す。

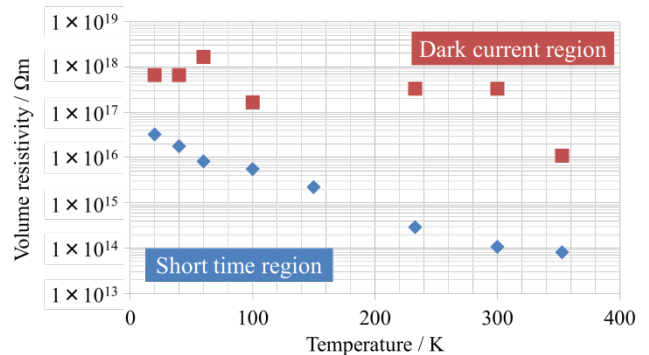


Fig. 7 Volume resistivity as a function of temperature

Fig. 7 を見ると、短時間領域の体積抵抗率は温度が下がるほど上昇する傾向が全領域で見られた。また、片対数プロットで直線的になることがわかる。353 K と 20 K の体積抵抗率を比較してみると、20 K では 200 倍以上体積抵抗率が上昇していた。低温下で体積抵抗率が上昇することが確認された。長時間領域の体積抵抗率は、短時間領域の体積抵抗率のようなはっきりした温度依存性を見ることはできなかった。計測時間の不足により、まだ暗

電流領域に達していない状態で体積抵抗率を計算した可能性がある。Figure 7 の短時間領域体積抵抗率計算結果に温度依存性に関する物理モデルを導入し比較してみる。

7 物理モデルの適用

7.1 Mott の理論

先に示した指数関数による近似は、物理モデルに則ったものではなく、実験結果を指数関数で近似したものである。ここでは、Mott の理論をこの実験結果に適用してみる。Mott の理論は、VRH(Variable Range Hopping : 広範囲ホッピングモデル)とも呼ばれる。Mott の理論式を式(3)(4)(5)に示す[8]。

$$\rho_M(T) = \rho_{M\infty} \exp\left(BT^{-\frac{1}{4}}\right) \tag{3}$$

$$B = B_0 \left\{ \frac{\alpha^3}{kN(E_F)} \right\}^{\frac{1}{4}} \tag{4}$$

$$B_0 = 2 \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{\frac{1}{4}} \tag{5}$$

(4)式の $\rho_{M\infty}$ は温度無限大における Mott の理論の体積抵抗率、 α は波動関数の減衰率、 k はボルツマン定数、 $N(E_F)$ はフェルミエネルギーにおける状態密度を示す。Figure 8 に (3)式の適用結果を示す。

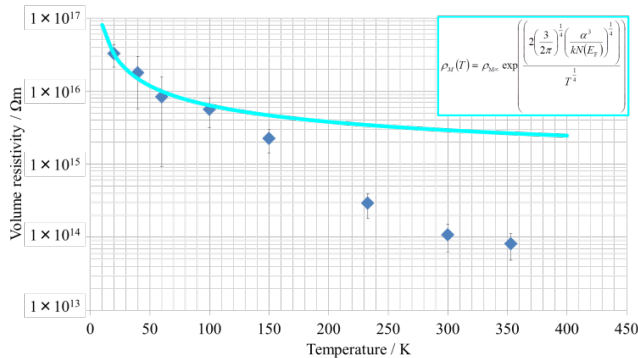


Fig. 8 Volume resistivity V.S. Mott model

Mott の理論は波動関数が重なり遠い準位へホッピングすることを前提にしている。常温や高温では他の理論が支配的であり Mott の効果は小さいが、低温域では他の理論の効果が指数関数的に小さくなるため相対的に Mott の効果が支配的となる。100 K 以下において実験結果を良く近似できているが、150 K 以上においては傾きが異なり近似できているとは言いにくい。

7.2 Arrhenius の理論

Arrhenius の理論は常温や高温で有効な理論である。Arrhenius の理論式を式(6)に示す[9]。

$$\rho_A(T) \propto \exp\left(\frac{\Delta H}{kT}\right) \tag{6}$$

式中の ΔH はトラップ深さを示す。Figure 9 に式(6)を適用した結果を示す。

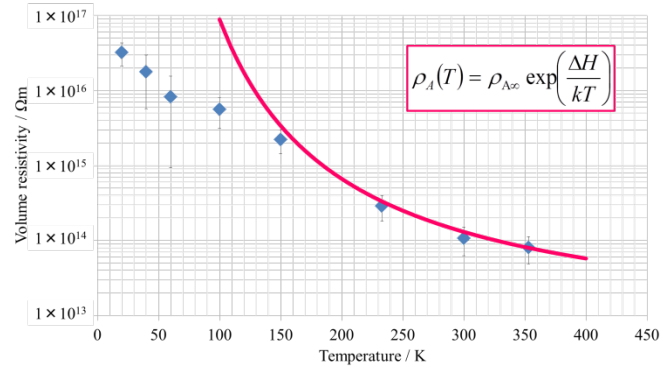


Fig. 9 Volume resistivity V.S. Arrhenius model

Arrhenius の理論はフォノン効果によりエネルギーを受け取り近くの準位へホッピングすることを前提としている。よって、常温や高温ではフォノン効果によりエネルギーを受け取ることができるが、低温ではそれが極めて困難となる。よって、低温域では導電率が極めて小さくなり逆数である体積抵抗率は発散する。100 K 以下の低温域は近似しているとは考えにくい。

8 統一理論と物理モデル支配率

物理的なモデルに則ったモデルは Mott と Arrhenius があるが、これらの理論は適用できる温度範囲が限られている。そのため、極低温から高温まで議論しようとする、2つの理論を適用する必要がある。2つのモデルが、どの温度でどれくらいの支配率を持っているのかを明らかにした研究はない。そこで、Mott と Arrhenius の、温度と支配率の関係を調べた。

8.1 Mott-Arrhenius 統一理論

Mott と Arrhenius の支配率を詳細に求めるためには、Mott と Arrhenius を統一した理論を組み立て(重ね合わせ)、統一理論の値と Mott の値、統一理論と Arrhenius の値の割合から支配率を計算する。Mott の理論と Arrhenius の理論は移動度に関する理論であり、体積抵抗率のまま重ね合わせることはできない。そこで、それぞれを一旦導電率に変換して重ね合わせ、再び体積抵抗率に戻す。計算式を式(7)に示す。

$$\rho(T) = \frac{\rho_M(T)\rho_A(T)}{\rho_M(T) + \rho_A(T)} \tag{7}$$

Figure 10 に、統一理論式を実験結果と比較した結果を示す。

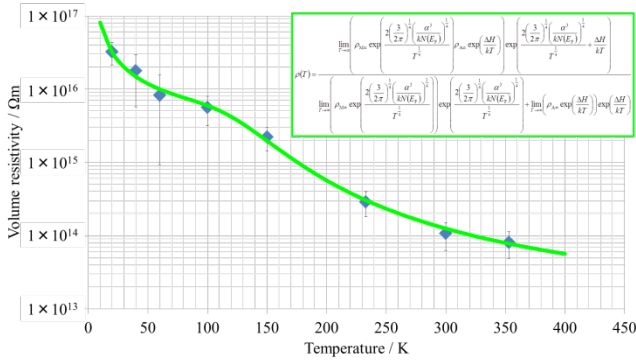


Fig. 10 Volume resistivity V.S.Mott+Arrhenius model

統一理論の場合、極低温から高温まで全領域を1つの理論式で良く近似できることがわかった。統一理論の結果を用いて、Mott, Arrheniusの支配率を計算する。

8.2 支配率

Mottの支配率は、Mottの導電率を統一理論の導電率で割って求めた。Arrheniusの支配率は、Arrheniusの導電率を統一理論の導電率で割って求めた。Figure 11に、支配率の計算結果を示す。

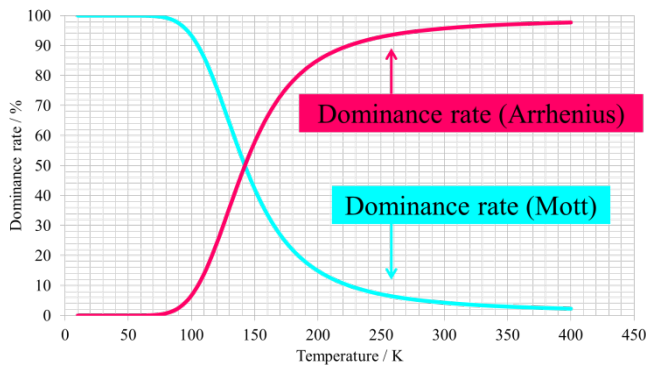


Fig. 11 Dominance rate (Mott and Arrhenius)

図より、MottとArrheniusは142 Kを境に上下関係が逆転し、低温側ではMottが支配的、高温側ではArrheniusが支配的となることがわかった。支配率がわかると、どの温度でどのモデルを使うべきなのかをはっきりさせることができる。例えば、常に高温にさらされる太陽観測衛星などはArrheniusの理論で体積抵抗率を予測し、JWSTのような低温にさらされる赤外線観測衛星などはMottの理論で体積抵抗率を予測することができるようになる。

9 結論

電荷蓄積法の計測システムに低温機器を導入し、極低温下における帯電特性を体積抵抗率により評価した。極低温下においては帯電速度が速く、減衰しにくい状態となることが分かった。また、体積抵抗率は常温よりも桁違いに上昇することがわかった。

体積抵抗率温度依存性を理論的に考え、実験結果と比較した。その結果、極低温で有効なMottの理論は極低温

域で良い一致を見せた。また、Mottの理論とArrheniusの理論の統一理論を組み立て実験結果と比較したところ極低温から高温まで全領域で良い一致を確認することができた。また、統一理論を使って理論の詳細な支配率を求めることができ、これにより宇宙機が曝される温度によってどの理論を使うかを容易に決定することができる。

参考文献

- [1] T. Muranaka, et. al., IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 36, No. 5, 2008.
- [2] 櫻井和也, 平成23年度東京都市大学修士論文.
- [3] James Webb Space Telescope Official Site, <http://jwst.nasa.gov/>
- [4] 次世代赤外線天文衛星 SPICA,
- [5] http://www.ir.isas.jaxa.jp/SPICA/SPICA_HP/index.html
- [6] A.R.Frederickson, et. al., IEEE Transaction on Nuclear Science, Vol.50, No.6, pp.2284-2291, 2003.
- [7] 八幡雅寿, 平成26年度東京都市大学卒業論文.
- [8] J.C.Gillespie, Utah State University Graduate Theses, 2013.
- [9] Mott and Davis, “Electronic Processes in Non-Crystalline Materials Second Edition”, 1979.

電子ビームと紫外線を帯電手法とする 太陽電池カバーガラスの表面電位測定実験

○佐々木 孝明, 豊田 和弘, 趙 孟佑 (九州工業大学), 大久保 充, 関 一義 (三菱電機)

Surface potential measurement experiment of solar cell coverglass using electron beam and ultraviolet as charging method

Takaaki SASAKI, Kazuhiro TOYODA, Mengu CHO (Kyushu Institute of Technology)
Mitsuru OOKUBO, Kazuyoshi SEKI (Mitsubishi Electric)

1. 背景および目的

宇宙環境における宇宙機故障統計によると宇宙機故障原因の過半数を帯電・放電が占めており、これらによって宇宙機が運用停止に陥る可能性がある。この宇宙機故障を防ぐためにも地上での帯電・放電実験が重要となってくるが、実験にはコストや時間がかかり、なおかつ簡単なものではない。そこでいかに地上で宇宙環境を模擬して、精度の高い実験をコストや時間を削減しつつ容易におこなえるかが重要となってくる。

現在、宇宙用太陽電池の帯電・放電実験では電子ビームが使用されており、それに代替するものとして紫外線ランプの使用を考えている。紫外線を使用するメリットとして、実験時間やコストの削減、宇宙環境での光による帯電を模擬するのに適している点が挙げられる。しかし、紫外線を使用した場合と電子ビームを使用した場合とでは放電閾値に違いがみられるため、すぐには実験に適用できない。そこで、太陽電池カバーガラスの表面電位の差に着目した実験を行うことによって、2手法における放電閾値の違いを探ろうと考えている。

2. 放電閾値測定実験

2.1 実験サンプルと実験システム

本研究をすすめるにあたって、はじめに太陽電池の放電閾値測定実験をおこなった。太陽電池クーポンはアルミハニカム基板を CFRP 基板ではさんだものをポリイミドシートで覆い、その上に太陽電池セルとカバーガラスが接着されているような構造をとっている。太陽電池セルは3直列3並列になるように、それぞれのセルがインターコネクタで接続されている。

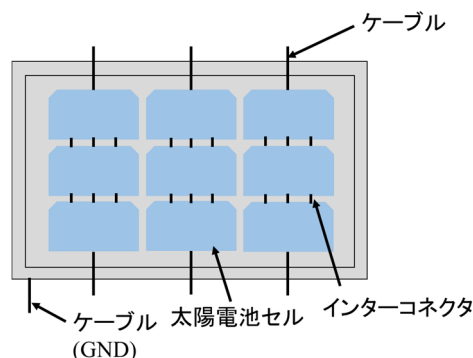


図1 太陽電池クーポンの構造

太陽電池クーポンの各セルとポリイミドに接続されたケーブルがフランジを介して外部回路と接続されている。このサンプルに紫外線または電子ビームを照射することによって放電を発生させることができる。周辺機器として表面電位計、オシロスコープ、放電箇所取得システムである QuickLook が接続されている。

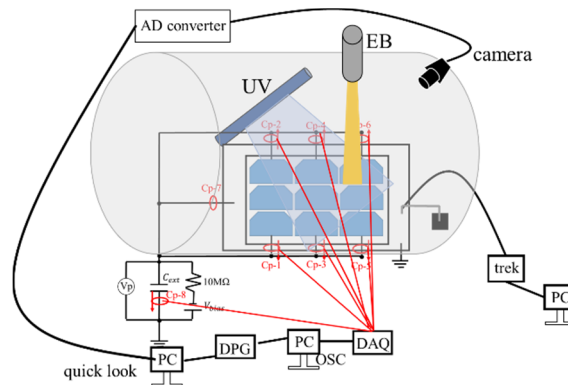


図2 実験システムの概略図

2.2 実験方法

電子ビームの場合、最初にクーポン全体を-6kV にバイアスした。カバーガラス表面が 100V ずつ帯電す

るように電子ビームを照射し、直後に表面電位を測定した。これを放電が発生するまで繰り返した。

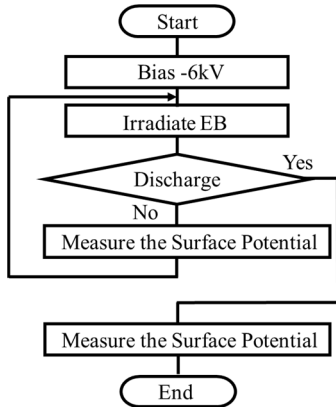


図3 電子ビーム使用時の実験フローチャート

紫外線の場合、クーポン全体を任意の電圧でバイアスし、3分ほど紫外線を照射した後に表面電位を測定した。乖離電圧がバイアスした値とほとんど同じとなり、表面電位が変化しなくなったらバイアスを100Vほど下げ、紫外線照射と表面電位測定を繰り返した。

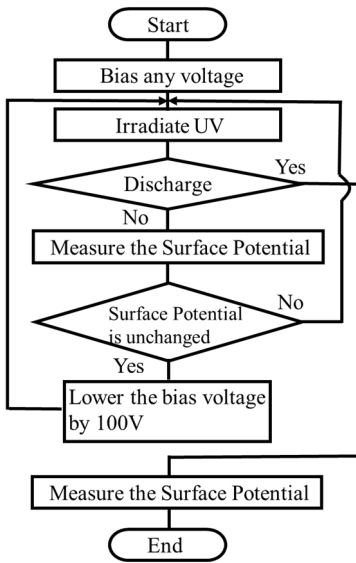


図4 紫外線使用時の実験フローチャート

2.3 評価方法

放電箇所取得システムで放電点が検出した後に、放電点に隣接しているカバーガラスについて評価をおこなった。放電前の最新の表面電位測定データから評価範囲内における表面電位最大点を割り出し、実験クーポンにかけているバイアス電圧とその表面電位最大値を放電閾値とみなした。

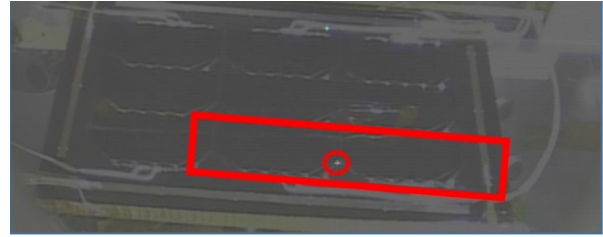


図5 放電点と評価範囲

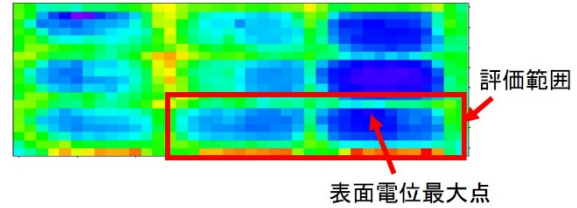


図6 表面電位測定データと表面電位最大点

2.4 実験結果

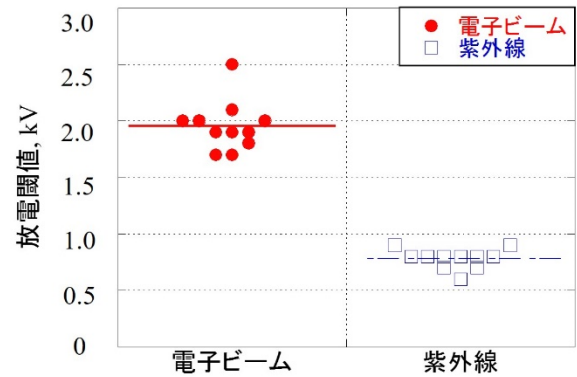


図7 太陽電池の放電閾値

電子ビーム照射時と紫外線照射時のそれぞれにおいて10回ずつ測定をおこない平均をとると、放電閾値が電子ビーム照射時は2.0kV、紫外線照射時は0.8kVという結果となり、放電閾値に1kV以上の差があることが判明した。この結果に対する考察として、カバーガラス端に発生している電界による影響を考えた。電子ビームから照射される電子は電界の影響を受け、紫外線によって照射される光子は電界の影響を受けないといった違いをもとに、次はカバーガラス端に着目した電位の測定をおこなった。

3. 表面電位測定実験

3.1 使用したサンプル

本実験では太陽電池の構造を模擬したサンプルを作製して実験を行った。下層からアルミ板、ポリイミドテープ、銅板、カバーガラスといった構造をとって

おり、カバーガラスにはホウケイ酸ガラスを使用した。図 8 に実際に作製したサンプルを、図 9 にサンプルの構造を示す。

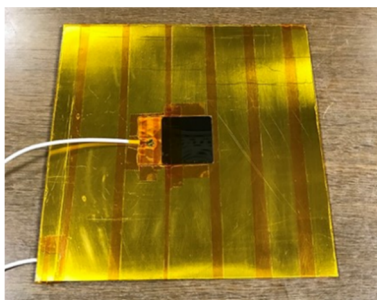


図 8 作製したサンプル

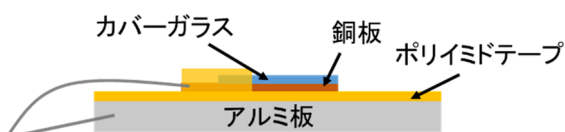


図 9 サンプルの構造

3.2 評価方法

図 10 に簡単な実験システムを示す。実験サンプルは真空チャンバー内に設置されており、銅板とアルミ板に接続されたケーブルがフランジを介して外部回路と接続されている。

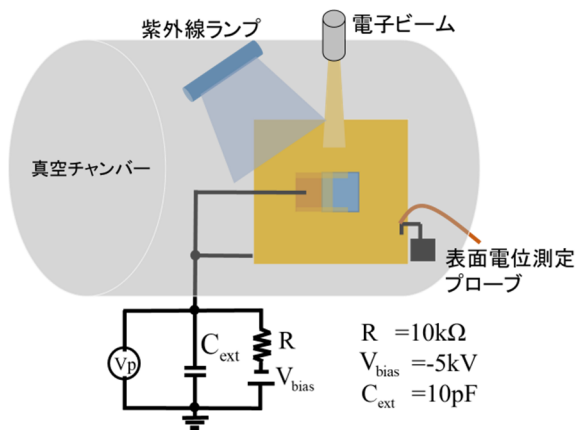


図 10 実験システム

サンプルには-5kV のバイアス電圧がかけられており、電子ビームまたは紫外線を照射して変化した表面電位を表面電位測定プローブで測定できるようになっている。

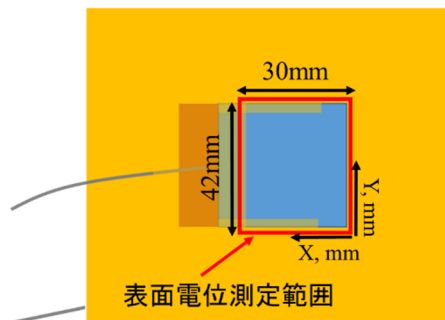


図 11 実験サンプルの表面電位測定範囲

電位の測定範囲は図 11 に示す赤枠内であり、カバーガラスが露出している部分である。具体的に評価する箇所はカバーガラスの端に該当する $X=0mm$ の箇所で、カバーガラスの中央部に対してどのように帯電しているかを 2 つの帯電手法に対して評価し、比較をおこなった。

3.3 実験結果

図 12 に電子ビーム照射時のカバーガラスの表面電位データを示す。また図 13 に $Y=20mm$ の部分を抜き出した表面電位データを示す。電子ビームを照射した場合は $X=20mm$ の電位が-3.7kV であるが、そこからガラス端に向かって徐々に電位が下がり、ガラス端付近の $X=0\sim 4mm$ の箇所では急激に電位が下がるような結果が得られた。

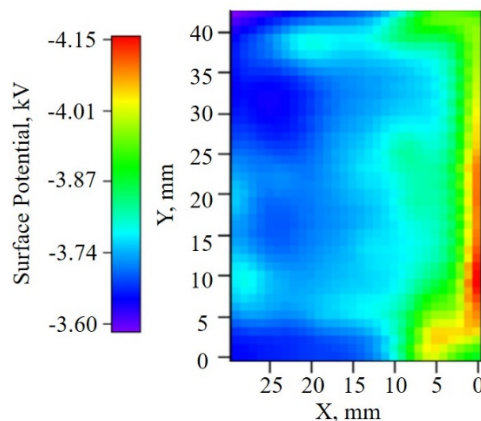


図 12 電子ビーム照射時のカバーガラスの表面電位データ

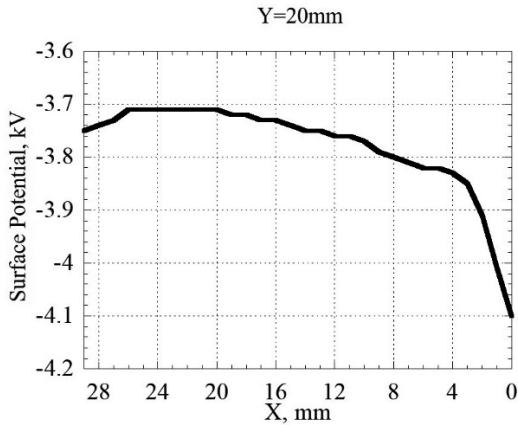


図 13 電子ビーム照射時の Y=20mm の表面電位データ

また図 14 に紫外線照射時のカバーガラスの表面電位データを、図 15 に Y=20mm の部分を抜き出した表面電位データを示す。紫外線を照射した場合は X=8~20mm の箇所の電位が-3.7kV であり、そこからガラス端にむかって急激に電位が下がるような結果が得られた。

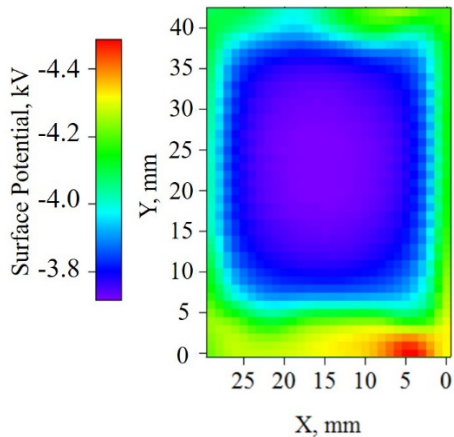


図 14 紫外線照射時のカバーガラスの表面電位データ

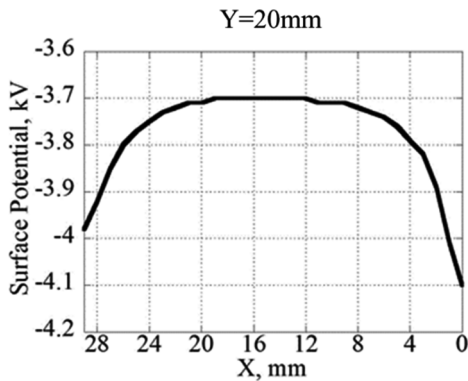


図 15 紫外線照射時の Y=20mm の表面電位データ

電子ビーム照射時と紫外線照射時の結果を比較してみるとカバーガラス中央部の帯電の様子は明らかに異なっているが、ガラス端部における帯電の違いは結果からは判明しなかった。

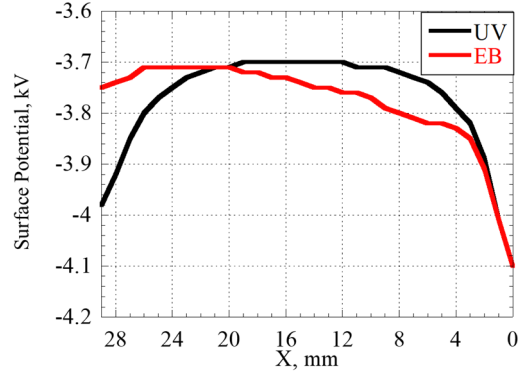


図 16 実験結果の比較

3.4 考察

本実験では表面電位計 Trek Model 341 とそのプローブである Model 3450 を使用した。測定の際には測定距離を 2mm~2.5mm としていたのでその測定スポットサイズはΦ7.5mm~Φ10mm となる。今回着目したカバーガラス端部の対象範囲に対して、測定スポットサイズが非常に大きかったため、測定値に大きな誤差を含んでいる可能性が非常に高いことが考えられる。

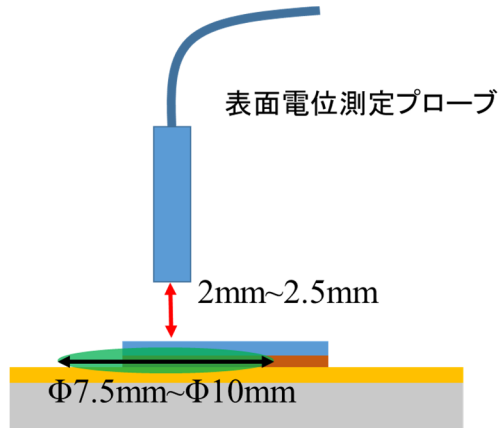


図 17 測定距離と測定スポットサイズ

4. ポッケルス効果を用いた電位測定手法の考案¹⁾

電位プローブを使用する表面電位測定法に代わるものとしてポッケルス効果を用いた表面電位測定手法の適用を考えている。ポッケルス効果とは誘電体の等方性結晶に電界をかけると、その電界に比例して素子の屈折率が変化するというものである。実験に使用するポッケルス素子は BSO 結晶（酸化ケイ素

ビスマス) であり、 $10 \times 5 \times 1$ のサイズの結晶が4つ平行に設置されているサンプルを使用する。

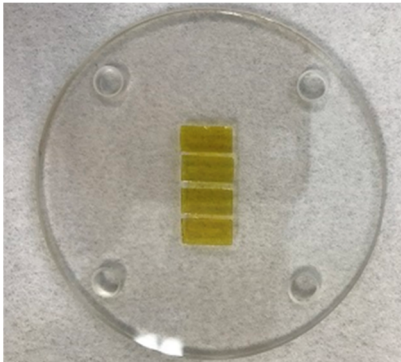


図 18 BSO 結晶を用いたサンプル

ポッケルス素子に電界が生じると屈折率が変化するため、透過光において偏光位相差が生じ、入射光と透過光で光の強度が変化する。入射光強度と透過光強度の関係は以下の式(1)のように示される。

$$I_{out} = I_{in} \{1 - \cos[(2\pi / \lambda)n_0^3 \gamma_{41} E d]\} \quad (1)$$

ここで n_0 は BSO 結晶の屈折率で $n_0 = 2.56$ 、 γ_{41} は電界による屈折率の変化を表す係数で $\gamma_{41} = 5 \times 10^{-12}$ m/V、 λ は波長、 d は BSO 結晶の厚みである。この透過光を CCD カメラで検出し、光強度と素子にかかる電界の相関を取ることによって、微小領域の帯電を精度よく測定できるようになると考えている。

5. まとめ

従来の帯電手法である電子ビームに代わる新しい帯電手法として紫外線を放電閾値測定実験に使用したところ、太陽電池の放電閾値に差が生じていることが判明した。この差を究明するためにカバーガラス端部に生じる電界の影響を考え、端部に着目した帯電評価をおこなった結果、表面電位に差があることは明らかであったが端部を正確に測定することはできていなかった。今後は表面電位測定に使用している電位プローブ法よりもさらに高精度で電位測定ができると思われるポッケルス効果を用いた電位測定手法を考案することによって、2つの帯電手法におけるカバーガラス端部の帯電の差を明らかにしようと考えている。

参考文献

- 1) Mengu Cho, Naoki Miyata and Masayuki Hikita

“Effect of Arcing on Insulator Surface Potential in Plasma: Image Observation,” Journal of Spacecraft and Rockets, Vol.37, No.1, 1999, pp150-152.

太陽電池パドル上で発生する沿面放電の放電電流経路

豊田 和弘 (九州工業大学)

1. はじめに

静止軌道や極軌道ではエネルギーの高い電子により人工衛星構体が負に帯電することがある。この時、カバーガラスなどの絶縁体表面は、電子衝突による二次電子放出、太陽の真空紫外光による光電子放出により、衛星構体とグラウンドを共にする太陽電池よりも正に帯電することがある。これを逆電位勾配とよび、衛星構体と絶縁体表面電位の差を乖離電圧とよぶ。

乖離電圧が放電閾値電圧を超えると、カバーガラスと太陽電池の間で静電放電が発生し、人工衛星と宇宙空間に溜まっていた電荷がブローオフとして放電され、衛星電位は上昇する。衛星電位が上昇してもまだカバーガラスの帯電電荷は残っており、放電点から沿面放電が進展し、太陽電池パネル上のカバーガラスの電荷が中和される(図1)。これまで、沿面放電の進展速度や進展範囲などの研究が行われており、太陽電池パネルの地上放電試験の国際標準 ISO-11221 には、進展速度が 10km/s^{1,2)}、進展範囲は 3m とされている。

地上試験では沿面放電波形を模擬した放電電流波形を用い、持続放電の有無、太陽電池の劣化について評価が行われている。しかし、沿面放電電流による太陽電池パネル以外への影響については考えられていないのが現状である。本論文では、沿面放電電流による太陽電池アレイ回路への影響を考える。

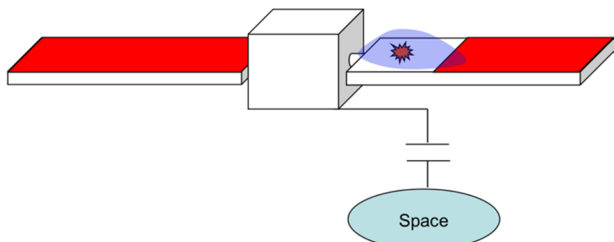


図1 太陽電池パネル上を進展する沿面放電のイメージ

2. 沿面放電

逆電位勾配の沿面放電電流の研究は多く行われており、過去に JAXA 相模原キャンパスの大型チャンバ内で長手方向 4m に太陽電池クーポンを配置して試験を行っている^{3,4)}(図2)。試験では太陽電池クーポンを負にバイアスし、電子ビームを照射することでカバーガラス表面を太陽電池に対して正に帯電させており、沿面放電により図3のような放電電流が流れた。4A 程度のピークを持ち、400μs 程継続する沿面放電電流波形が確認されている。また、電子によりカバーガラス表面が中和される際にカバーガラスのコーティング剤

のフッ化マグネシウムから光ルミネッセンスが確認され、イメージンテンシファイアによる時間分解撮影を元に沿面放電の進展速度を計算した結果、以下のような結果が得られた。

$$v = \frac{dL}{dt} = 53 \times t^{-0.5} [m/s]$$

この進展速度により見積もられた電流波形は図3のように実験と良く一致しており、進展速度を用いて沿面放電波形を見積れることがわかる。

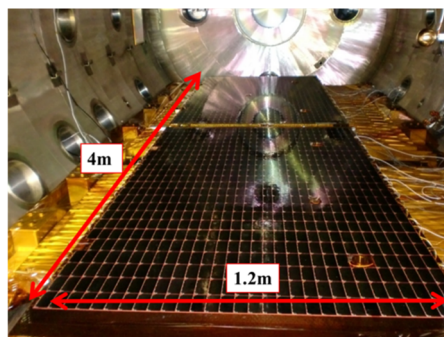


図2 大型チャンバに設置された太陽電池クーポン⁴⁾

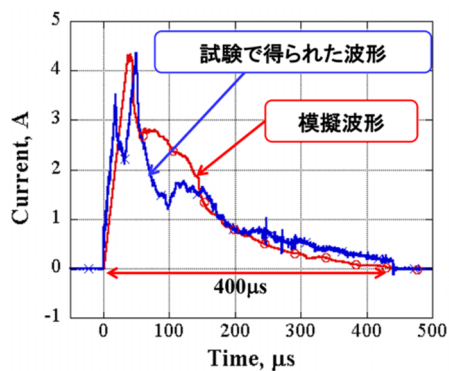


図3 沿面放電電流波形⁴⁾

太陽電池クーポンを使った実験の他に、沿面放電電流のモデルを構築するためにリング電極を使った研究も行った⁵⁾。リング状の電極を同心円状に並べ、その上にポリイミドテープを貼ることで太陽電池パネルを模擬したクーポンを作成した(図4)。この実験では、中心の金属が露出した部分で放電は発生し、沿面放電が同心円状に進展することを想定している。真空紫外線を照射することでポリイミド上を負にバイアスされたリング電極に対して正に 2kV 以上帯電させ、沿面放電電流と、各電極に流れる中和電流の計測を行なっている。その結果、図5にあるような沿面放電電流が得られている。沿面放電としてはピークで 7A 程度で 30μs の継続時間を持った電流波形となっているが、中和電流は中心からの

距離には関係なく、ほぼ全ての電極で同時に電流が流れ始めていることがわかる。このことから放電点と電荷が溜まっている各ポリミド間の放電回路とみなすことができ、ポリミドをコンデンサにし、距離を抵抗とすることでモデルを構築することができた。

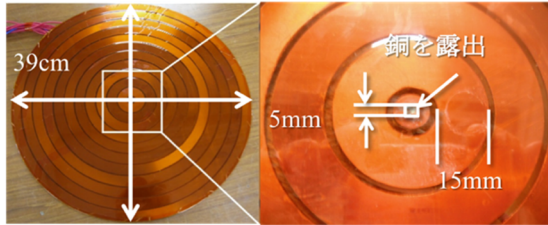


図4 リング電極を用いた沿面放電電流計測⁵⁾

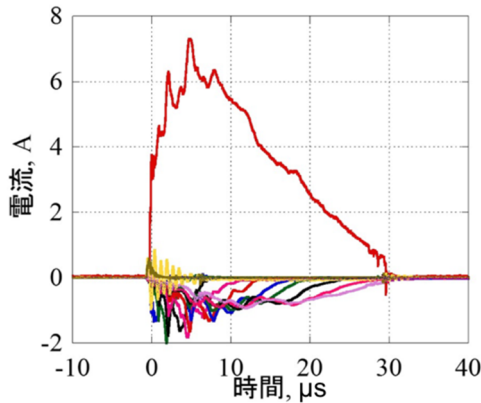


図5 リング電極を用いた沿面放電電流波形⁵⁾

3. 沿面放電電流経路と電圧上昇

太陽電池パネルで発生した沿面放電の経路について考える。図6に太陽電池アレイと衛星構体の簡略図を示す。太陽電池パネルと衛星構体は電源ケーブルで接続され、発電された電流は図の太陽電池回路の上側から衛星構体内の電源回路へと流れていく。電源回路はかなり簡略化しているが、バッテリーなどを含めた負荷と、それに並列に接続されているバスキャパシタンス C_B がある。太陽電池回路は1直列毎にブロッキングダイオードが接続されており、図では1回路毎に電源ケーブルが構体内に接続されているが、3回路または

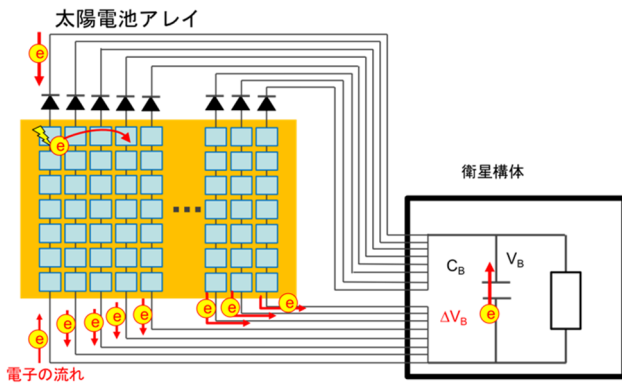


図6 太陽電池パネル上で発生した沿面放電の電流経路

4回路毎に並列にして構体内まで接続されることが多い。ここで沿面放電が図のように発生したと想定する。放電点と電荷が蓄えられたカバーガラス間で沿面放電が発生し、放電点とカバーガラス間で回路が形成される。放電点から飛び出した電子は回路を回って放電点まで流れるループが出来る必要があるが、太陽電池回路のプラス側にはダイオードがあるため流れることはできない。そのため、マイナス側の電源ケーブルを通して放電点に戻る必要がある。経路のインピーダンスによって、放電した太陽電池回路のマイナス側から流れてくる電子と、プラス側に流れてくる電子の量が決まってくる。プラス側から流れてくる電子は、衛星構体内のバスキャパシタンスを回ってくることになる。

ここで、全ての中和電流がプラス側から流れてくることを想定する。沿面放電電流の電荷量を Q_{FO} [C]、カバーガラスの総容量を C_{SAP} [F]、放電閾値を V_{th} [V]、バスキャパシタンス容量を C_B [F]、バス電圧の上昇を ΔV_B [V] とすると、

$$Q_{FO} = C_{SAP} V_{th} = C_B \Delta V_B$$

となり、単位面積当たりのカバーガラス容量を C'_{SAP} [F/m²]、太陽電池パネルの面積を A_{SAP} [m²] とすると、

$$C'_{SAP} A_{SAP} V_{th} = C_B \Delta V_B$$

となり、

$$\Delta V_B = C'_{SAP} A_{SAP} V_{th} / C_B$$

となる。8m x 2m の太陽電池パネルを考え、 $C'_{SAP} = 300$ nF/m²、 $C_B = 10$ mF、 $V_{th} = 2000$ V とすると、 ΔV_B は、 $\Delta V_B = C'_{SAP} A_{SAP} V_{th} / C_B = 300e-9 \times 16 \times 2000 / 10e-3 = 1$ V となり、ほぼ上昇しないことがわかる。大型衛星のように10mF 程度のバスキャパシタンスが設置されている場合には、沿面放電電流に対してバス電圧の上昇は大きくはならない。

バスキャパシタンス容量を10mF で固定し、太陽電池パネル面積が変化した場合を図7に示す。100m² 程度では10V 程度の上昇に止まり、1000m² を超えると60V 程度の上昇となる。現在、沿面放電がどこまで進展するかについてはわかってはいないが、パネルの大きさによってはバスキャパシタンスを更に大きくする必要がある。

図8にパネル面積を16m² と固定し、バスキャパシタンス容量を変化させた場合のバス電圧上昇のグラフを示す。バスキャパシタンス容量を1mF まで小さくすると、10V の上昇、0.1mF では100V まで上昇する危険性がある。電源回路の設計を変更し、バスキャパシタンスの容量を減らす時は注意が必要となる。

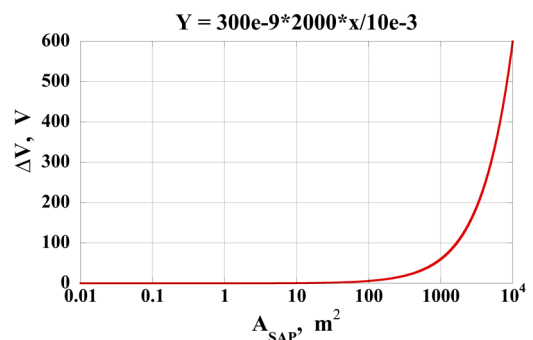


図7 太陽電池パネル面積とバス電圧上昇

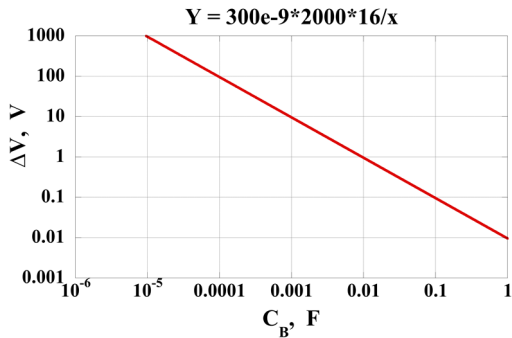


図8 バスキャパシタンス容量とバス電圧上昇

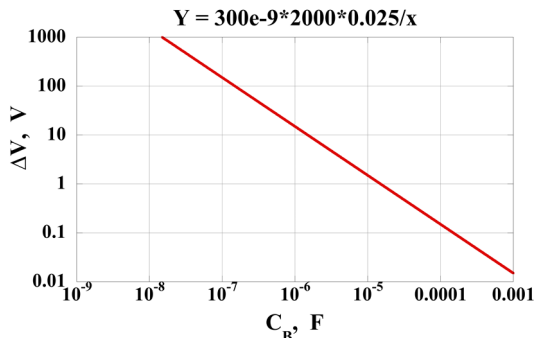


図9 50cm 衛星のバスキャパシタンスとバス電圧上昇

図9に50cm立方の超小型衛星の場合の、バスキャパシタンスとバス電圧上昇の関係を示した。沿面放電が衛星の1面に貼り付けられた太陽電池回路上で発生し、その面全てのカバーガラスの電荷が沿面放電電流として流れたと想定した。1μFのバスキャパシタンスで20V程度上昇する結果となっており、もともとバス電圧が10V程度の超小型衛星での上昇値としては無視できなくなる。また、このような電圧上昇を想定しているとは無く、素子の故障も懸念される。そのため数十μF程度のバスキャパシタンスでも設置しておくことで電圧上昇は1V以下になると考えられる。

次に電源ケーブルでの電圧上昇について見積もる。大型衛星では太陽電池回路から電源機器までのケーブル長が長くなり、そのインダクタンスは無視できない。仮にケーブル1mあたり1μHとして見積もると、ケーブル長が10mの場合には10μHのインダクタンスとなる。図5の電流波形の立ち上がり部に注目すると、およそ0.25μsで4A程度上昇していることから、ケーブルでの電圧上昇 ΔV_{cable} は

$$\Delta V_{cable} = L \frac{di}{dt} = 10\mu \frac{4}{0.25\mu} = 160V$$

のように160Vとなる。

このように沿面放電電流の立ち上がりによりケーブルに過渡的に電圧が加わることが考えられるため、沿面放電電流波形を用いた詳細な回路設計が必要となる。

4. まとめ

静止軌道または極軌道では太陽電池パネル上で沿面放電が発生するが、その放電電流は電源ケーブルを通して衛星構体内のバスキャパシタンスを流れる。現在静止衛星で用いられている10mF程度のバスキャパシタンスでは電圧上昇は1V前後であると見積れるが、バスキャパシタンスの大きさによっては大きくなる可能性がある。また、超小型衛星ではバスキャパシタンスの値によっては大きな電圧上昇が想定される。

沿面放電電流の立ち上がりにはケーブルのインダクタンスにより電圧が加わる危険があるため、電圧上昇を見積もった設計が必要となる。

これらの観点から沿面放電の経路とその影響を正しく理解し、太陽電池パネルからの配線を含めた電源回路の設計をする必要があることがわかる。

参考文献

- 1) Masui, H., Toyoda, K., and Cho, M. : Electrostatic Discharge Plasma Propagation Velocity on Solar Panel in Simulated Geosynchronous Environment, IEEE Transactions on Plasma Science, 36 (5), pp. 2387-2394 (2008)
- 2) Kawasaki, T., Hosoda, S., Kim, J., Toyoda, K., Cho, M. : Charge Neutralization via Arcing on a Large Solar Array in the GEO Plasma Environment, IEEE Transactions on Plasma Science, Vol.34, No.5, pp. 1979-1985, (2006)
- 3) Okumura, T., Nitta, K., Takahashi, M., Toyoda, K. : Propagation Area of Flashover on Solar Array under Electron Environment Simulating Geosynchronous Orbit, IEEJ Transactions on Fundamentals and Materials, Vol.130, No.9, pp. 793-799, (2010)
- 4) Okumura T., Imaizumi M., Nitta K., Takahashi M., Suzuki T., Toyoda K., : Flashover discharge on solar arrays: Analysis of discharge current and image, , Journal of Spacecraft and Rockets, 48 (2), pp. 326-335 (2011)
- 5) Toyoda, K., Kawano, A., Miyazaki, M., Cho, M. : Flashover Discharge Measurement with Uniform Surface Charging and Modeling of Current Waveform, Journal of Spacecraft and Rockets, Vol.43, pp. 3064-3069, (2015)

周辺プラズマ環境が高電圧太陽電池上で発生する 一次放電に与える影響

○福田 大, 豊田 和弘, 趙 孟佑 (九州工業大学)

1. 背景及び目的

放電実験衛星『鳳龍四号』は、2016年2月にH-IIAロケット30号機の相乗り小型副衛星として打ち上げられた。約30cm立方重量約11kgの超小型人工衛星であり、軌道高度575km軌道傾斜角31度の低地球軌道に投入されている。鳳龍四号のメインミッションは、「高電圧化した太陽電池上で発生する放電現象の観測」である。これまで地上の実験室で行われてきた放電実験の妥当性を評価するために、実際の宇宙軌道上で同様な放電実験を行う。地上設備と同等の質で放電現象を観測できる測定機器を衛星に搭載することで、地上での放電実験結果と比較を行っている[1]。

図1に鳳龍四号に搭載している放電実験システムの概略図を示す。放電実験のバイアス源として高電圧太陽電池を搭載している。この高電圧太陽電池は、鳳龍四号の前身である鳳龍式号で宇宙実証されている[2]。高電圧太陽電池のアノード側には電子コレクタを接続している。電子コレクタは衛星外部に搭載されており、周辺プラズマと放電実験システムのコネクタとしての役割を果たしている。放電実験の際には、高電圧太陽電池のカソード側が周辺プラズマ電位と比べ負の電位を持つ。この負電圧を放電実験サンプルにバイアスすることで、放電実験サンプル上で放電が発生する環境を構築している。放電が発生した際には、図中赤矢印ルートで放電電流が流れるため、道中に電流プローブを設置し放電電流の計測を行う。また、同時に放電発光の撮影を行い、放電発生箇所の特定を行う[3]。

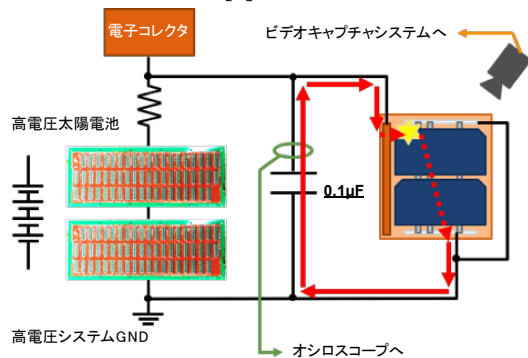


図1 鳳龍四号の放電実験システム概略図

図2に地上での放電実験システムの概略を示す。地上実験では、真空チャンバ内部に鳳龍四号の地上試験モデルを設置し実験を行っている。周辺プラズマ環境はキセノンガスを用いてECRプラズマ源で模擬している。高電圧バイアス源は、チャンバ外部で高電圧太陽電池を用いて発電した電圧を投入している。放電実験の開始や衛星からのデータ取得等はすべて無線通信を用いて行い、実際の衛星運用と同様の手順で行っている。

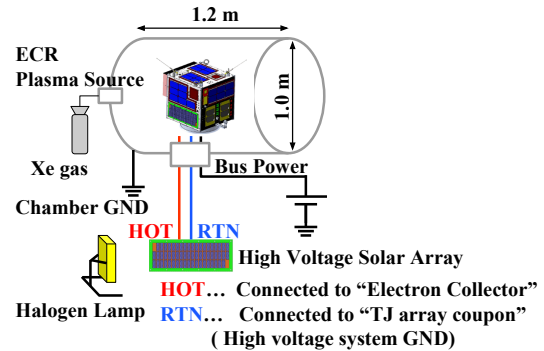


図2 鳳龍四号の地上試験モデルを用いた放電実験システム概略図

それぞれの実験から得られた結果の一例を図3、図4に示す。放電発光の画像から双方の放電は同様の位置で発生していることが見て取れる。一方で放電電流波形は、軌道上実験結果のピーク電流が地上実験結果より約10A大きく、わずかに違いが見られる。

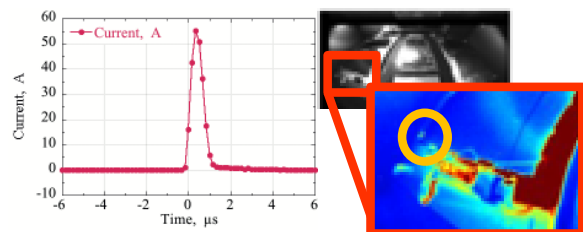


図3 鳳龍四号で得られた軌道上放電実験結果

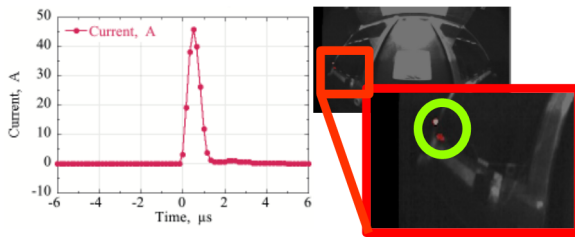


図 4 地上実験で得られた結果

軌道上と地上の実験環境は、背圧やプラズマパラメータ、プラズマ種などの違いが存在し、これらの違いが放電電流波形に影響を及ぼしている可能性がある。実際の宇宙軌道上環境は、酸素イオンが支配的な環境である[4]。このため、酸素プラズマを生成し実験を行うことが理想的である。しかしながら、安定的な酸素プラズマを地上の試験設備で生成するには多量のガスを要し、結果としてチャンバ圧力が高くなってしまふ。チャンバ内部圧力は放電電流波形に影響を及ぼすことは過去の研究から明確であり[5]、軌道上結果と直接比較することができない。

そこで、複数種類のガスを用いてプラズマを生成し放電実験を行い、結果を比較することで周辺プラズマ環境が放電電流波形に及ぼす影響を明らかにすることを目的としている。本論文では、キセノンガスとアルゴンガスを用いてプラズマを生成し、放電実験を行った結果に関して示す。第 2 章には実験構成に関して示し、第 3 章に実験結果に関して示す。最後に第 4 章にて本論文のまとめを示す。

2. 放電実験の構成

異なるガス種で生成したプラズマ環境下で 2 種類の回路構成で放電実験を行った。それぞれの実験構成図を図 5、図 6 に示す。実験構成-1 (チャンバグラウンド実験) では、真空チャンバ内部に実験サンプルの太陽電池を配置し、真空チャンバ外部に安定化電源 (型番: Takasago TMK 1.0-50)、外部キャパシタを設置した。放電発生時に放出される電子はチャンバ外部で電流プローブを用いてオシロスコープ (型番: National Instruments PCI-5105) で計測した。一方、実験構成-2 (フローティング実験) では実験回路とチャンバグラウンドは絶縁トランスを用いて絶縁させている。真空チャンバ内部に、実験サンプルの太陽電池、電子コレクタ、外部キャパシタ、電流プローブ (型番: Tektronix P6022) を設置し、真空チャンバ外部から安定化電源を用いて高電圧を投入している。実験サンプルの太陽電池セル横に、電子コレクタと同電

位の電極を貼り付けている。この電極は、太陽電池上で発生する放電のアノードとしての役割を持つ。計測点として、外部キャパシタ電圧、太陽電池電位、放電電流の 3 点をオシロスコープで計測した。なお、外部キャパシタ電圧と太陽電池電位は差動プローブ (型番: Pico Technology TA044) を用いて計測した。この構成は鳳龍四号の実験構成を簡略化したものであり、放電電流経路のハーネス長は、鳳龍四号のフライトモデルと長さを合わせている。また双方の実験構成において、真空チャンバ外部にカメラを設置し、放電が発生した際の放電発光を撮影した。表 1 に放電実験回路のパラメータを示す。真空チャンバ内部のプラズマパラメータはラングミュアプローブ (30mm 球) で計測した。本実験はキセノンガスとアルゴンガスで生成したプラズマ環境下で行った。ここで、考慮事項としてチャンバ内部圧力を各実験で合わせ、周辺圧力の違いによる放電電流波形への影響をなくしている。実験時のプラズマパラメータは表 2、表 3 に示している。

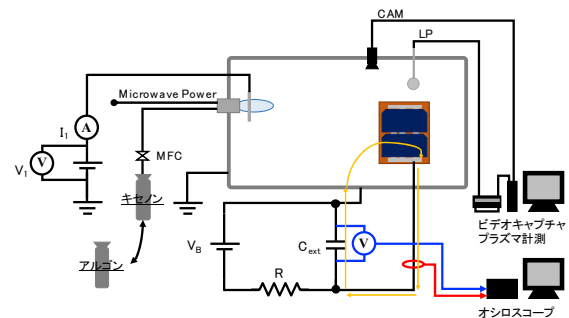


図 5 放電実験構成-1 (チャンバグラウンド実験)

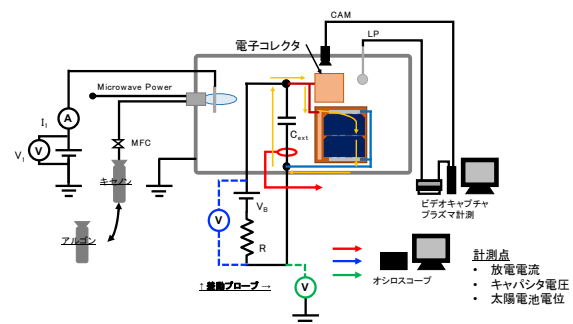


図 6 放電実験構成-2 (フローティング実験)

表 1 放電実験回路のパラメータ

V_B	350 [V]
R	100 [k Ω]
C_{EXT}	0.1 [μ C]

表 2 キセノンプラズマの環境

	実験構成-1	実験構成-2
n_e	9.2 E+10 [m ⁻³]	3 - 5 E+11 [m ⁻³]
T_e	3.37 [eV]	3.5 - 4.5 [eV]
V_P	5.3 [V]	5 - 10 [V]
P	3.68 E-3 [Pa]	3.43 E-3 [Pa]

表 3 アルゴンプラズマの環境

	実験構成-1	実験構成-2
n_e	7 - 8 E+10 [m ⁻³]	3 - 5 E+10 [m ⁻³]
T_e	3.4 - 4.7 [eV]	4.5 - 6.2 [eV]
V_P	7 - 9 [V]	15 [V]
P	3.51 E-3 [Pa]	3.43 E-3 [Pa]

3. 実験結果

3.1 実験構成-1 (チャンバグラウンド実験)

キセノンプラズマ環境下での放電実験は合計 220 分行った。この実験から 40 回の放電が検知された。計測された放電電流の一部を図 7 に示す。放電電流のピーク値は 2.2~4.7[A] (平均値:3.45[A])、放電持続時間は 13~22 [μs] (平均値:17.45 [μs]) であった。放電は太陽電池上の様々な箇所が発生しており、場所による放電電流波形の違いは見られなかった。

一方、アルゴンプラズマ環境下での放電実験は合計 2100 分行った。この実験から 50 回の放電が検知された。計測された放電電流の一部を図 8 に示す。放電電流のピーク値は 0.6~1.9[A] (平均値:1.01[A])、放電持続時間は 28~73 [μs] (平均値:53.9 [μs]) であった。キセノンプラズマ時同様に、放電は太陽電池上の様々な箇所が発生しており、場所による放電電流波形の違いは見られなかった。

双方の結果を比較すると、放電電流のピーク値はキセノンプラズマ時の方が大きく、放電持続時間はアルゴンプラズマ時の方が長くなる結果が得られた。チャンバグラウンド実験での放電は、放電点から放出された電子はプラズマ中を通りチャンバグラウンドへと流れる。この過程では中性粒子との衝突・電離を繰り返しており、キセノンとアルゴンのイオン化エネルギーの違いが放電電流波形に影響を及ぼしていると考えられる。

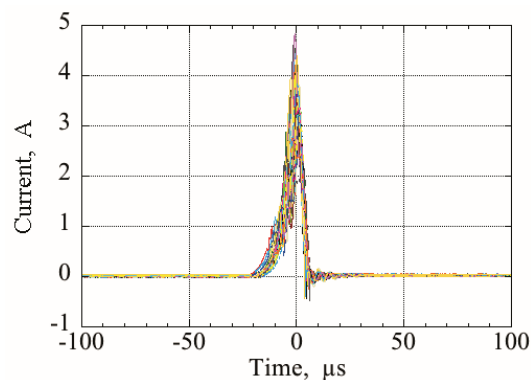


図 7 キセノンプラズマ環境下での放電電流 (チャンバグラウンド実験)

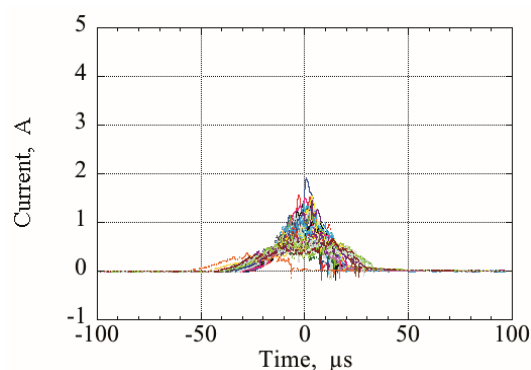


図 8 アルゴンプラズマ環境下での放電電流 (チャンバグラウンド実験)

3.2 実験構成-2 (フローティング実験)

キセノンプラズマ環境下での放電実験は合計 1650 分行った。この実験から 27 回の放電が検知された。図 9 に放電発生箇所のマッピングを示す。図中赤丸が放電発生箇所を示しており、放電発生箇所によってグループ A からグループ E に分類した。これは放電発生箇所に応じて放電電流波形に違いが見られたためである。また、図中橙色で示しているのは、実験サンプル上に設置した電極の位置である。表 4 に各グループの放電の計測データを示す。放電前の外部キャパシタの電圧は-343 [V]であり、グループ A 以外では殆ど放電していない。また、放電前の太陽電池セルの電位は-321 [V]であり、すべてのグループで放電発生後に上昇する結果が得られた。

グループ B3 で発生した放電の計測データを図 10 に示す。このグループでは外部キャパシタの電圧が数ボルトのみ放電しており、放電電流のピーク値も約 0.34A と非常に小さい。放電電流の立ち下がり時は、遮断されたように急峻に 0 になっている。

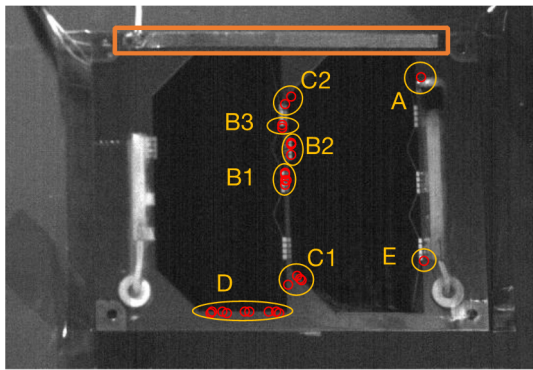


図 9 キセノンプラズマ時の放電発生箇所 (フローティング実験)

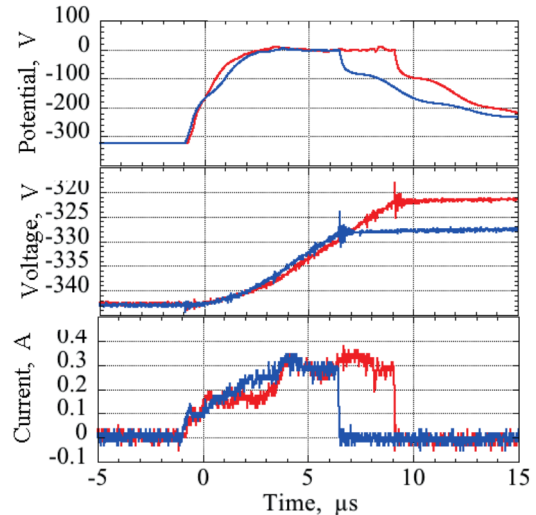


図 10 グループ B3 の計測データ (フローティング実験)

(a):太陽電池電位 (b):外部キャパシタ電圧 (c):放電電流

表 4 キセノンプラズマ時の計測データ一覧 (フローティング実験)

Group	Peak Current [A]	Duration [μs]	Capacitor Voltage [V]	Solar Cell Potential [V]
A	(35)	(1.4)	+37.5	+84.3
B1	0.15	3.3 ~ 5.5	-341 ~ -338	-15 ~ 0
B2	0.2	5.2 ~ 11.2	-336 ~ -323	0
B3	0.34	7.4 ~ 10.1	-328 ~ -321	+4.5 ~ +9
C1	0.1	7.6 ~ 16.9	-338 ~ -332	0
C2	0.14 ~ 2.8	20.5 ~ 22	-322 ~ -39	+9.7 ~ +49
D	0.08	2.4 ~ 6.6	-342 ~ -340	-141 ~ -7.6
E	0.15	3	-341	-26.1

アルゴンプラズマ環境下での放電実験は合計 1200 分行った。この実験からは 1 回のみ放電が検知された。放電発生箇所を図 11 に、放電時の計測データを図 12 に示す。放電発生箇所は、太陽電池セル間のインターコネクタ付近であり、キセノンプラズマ時の結果のグループ B3 の箇所と同様である。放電時に外部キャパシタの電圧は約 2 [V]しか放電しておらず、放電電流のピーク値も 0.1 [A]程度、放電持続時間は約 5.5 [μs]と非常に小さな放電であった。キセノンプラズマ時の放電データと比較すると大幅に異なる結果である。しかしながら、放電回数が 1 回のみであるため、フローティング実験でのガス種の違いが放電電流波形に及ぼす影響を見出すことはできない。

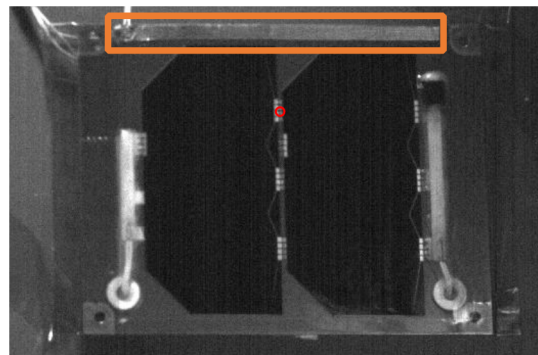


図 11 アルゴンプラズマ時の放電発生箇所 (フローティング実験)

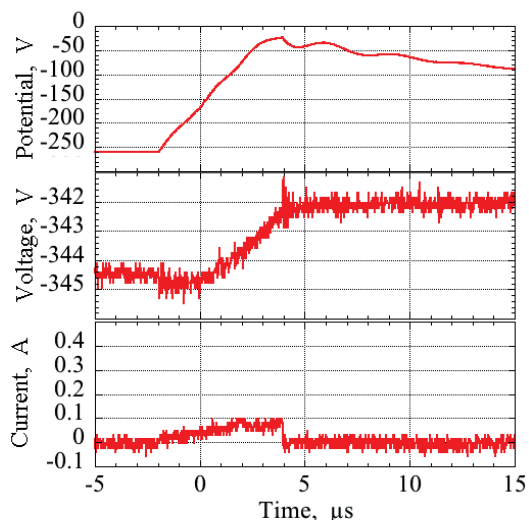


図 12 アルゴンプラズマ時の計測データ
(フローティング実験)

4. まとめ

周辺プラズマ環境が放電電流波形に及ぼす影響を明らかにすることを目的として、キセノンとアルゴンプラズマ環境下で、チャンバグラウンド実験とフローティング実験の2つの構成で実験を行った。チャンバグラウンド実験では、キセノンプラズマ環境下での放電の方が、放電電流のピーク値が高く持続時間が短い結果が得られた。プラズマを生成するガス種のイオン化エネルギーの違いが放電電流波形に影響を与えたと考えられる。一方フローティング実験では、アルゴンプラズマ環境下での放電回数が1回であったため、キセノンプラズマ環境下での結果と比較しガス種の違いが放電電流波形に及ぼす影響を見出すことはできなかった。引き続きフローティング実験をアルゴンプラズマ環境下で行い、周辺プラズマ環境が放電電流波形に与える影響を明らかにしたいと考えている。

参考文献

- [1]. Shimizu, T., Fukuda, H., Nguyen T. S., Toyoda, K., Iwata, M and Cho, M., “Initial Results From an In-Orbit High-Voltage Experimental Platform: HORYU-IV,” *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol. 45, No. 8 (2017), 1853-1863
doi: 10.1109/TPS.2017.2688725
- [2]. Iwai, S., Masui, H., Iwata, M., Toyoda, K and Cho, M., “Flight Results of Arcing Experiment Onboard High Voltage Technology Demonstration Satellite Horyu-2,” *Journal of Spacecraft and Rockets*, Vol. 52, No. 2 (2015), pp. 544-552
doi: 10.2514/1.A33007
- [3]. Shimizu, T., Fukuda, H., Toyoda, K and Cho, M., “Development of an In-Orbit High-Voltage Experimental Platform: HORYU-4,” *IEEE Transaction on Plasma Science*, Vol. 43, No. 9 (2015), pp. 3027-3040
doi: 10.1109/TPS.2015.2453330
- [4]. Hastings, D., and Garrett, H., “Spacecraft–Environment Interactions,” 1996, pp. 44-99
- [5]. Okumura, T., Masui, H., Toyoda, K., Cho, M., Nitta, K., and Imaizumi, M., “Environmental Effects on Solar Array Electrostatic Discharge Current Waveforms and Test Results,” *Journal of Spacecraft and Rockets*, vol. 46, 2009, pp. 697–705.

帯放電に伴うノイズ伝搬とその影響

木之田博¹, 二木康徳¹, 佐々木雄一¹, 中本藤之¹,
趙孟佑², 豊田和弘²

¹ 三菱電機株式会社, ² 九州工業大学

三菱電機株式会社

© Mitsubishi Electric Corporation

1. 目的及び背景

軌道上で、RF用スイッチが切替わる異常事象が発生(切換えコマンド未発行時)。

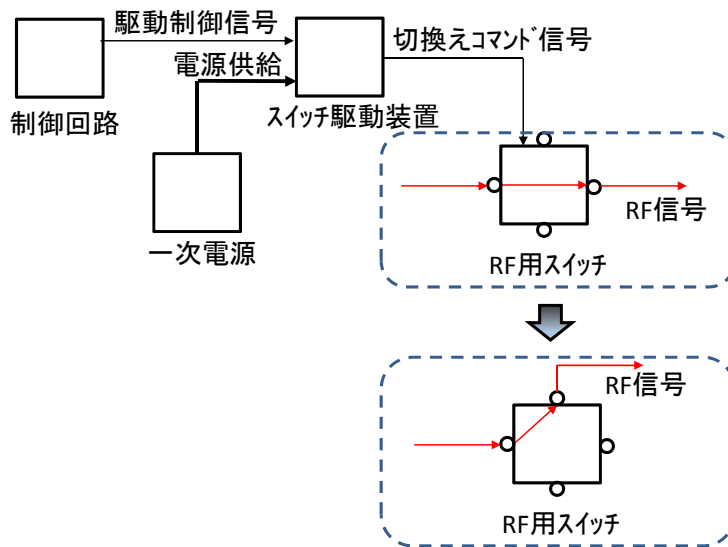
本事象発生原因を調査した結果、RF用スイッチに切換えコマンドを送付する機器の一次電源RTNラインにノイズが乗り、RF用スイッチが切替ったことが判明。

機器一次電源RTNライン(ハーネス)のノイズ重畳要因として、帯放電の可能性が挙げられた。帯放電によるノイズ重畳の可能性(メカニズム)について、実験を基に確認した結果について述べる。



2.異常事象

意図しないRF用スイッチのポジション切換えが発生。
RF信号の経路が変わった。



© Mitsubishi Electric Corporation 3



3.原因調査

<RF用スイッチが誤動作する原因>

誤動作原因	調査結果
RFスイッチ自体の誤動作	× メカニカルスイッチ構造であり、ノイズ等で誤動作しない
スイッチ駆動装置の誤動作	○ 一次電源RTNラインにノイズが乗ると誤動作する
制御回路の誤動作	× 2つのICが正常動作しないと制御コマンドは発行されない

(注)誤動作することに関しては、機器側で別途検証済み

<一次電源RTNライン(ハーネス)にノイズが乗る原因>

原因	調査結果
一次電源の変動	× 他機器では誤動作や異常動作していない
ハーネスにノイズが乗る	○ 宇宙環境(帯放電)によるノイズ重畳の可能性はある

© Mitsubishi Electric Corporation 4

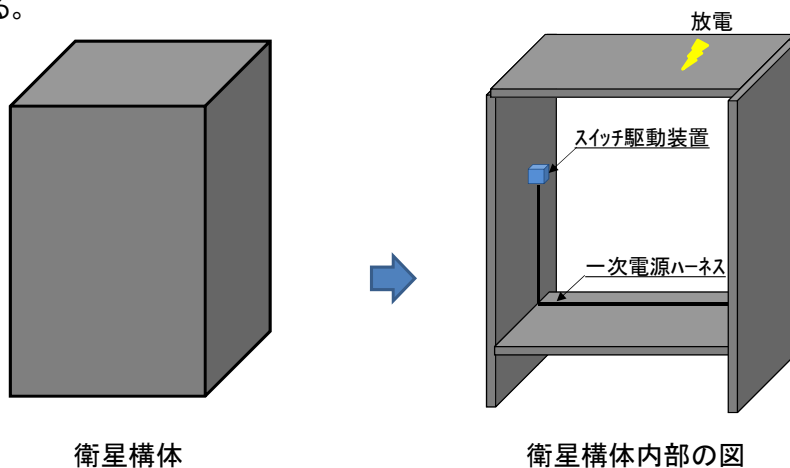
4. 帯電部位とスイッチ駆動装置用一次電源ハーネスへの実装位置

●帯電・放電部位の調査

GOES電子線モニタによる電子線被曝量と帯電特性より、衛星構体外(MLIで覆われた部位)に実装した部材と推定

●スイッチ駆動装置に供給する一次電源ライン(ハーネス)の実装位置

スイッチ駆動装置及び一次電源ハーネスは構体内にある。また、実装位置が放電部(パネル)と異なる。



© Mitsubishi Electric Corporation 5

5. 検証

放電箇所(パネル)は、誤動作したスイッチ駆動装置の搭載位置(パネル)とは異なる。

- ・放電した時の電荷が、直接スイッチ駆動装置には入らない
- ・放電位置とスイッチ駆動装置搭載位置間は離れており、ノイズの伝搬によるものと推定



実験

次の3実験を行い、放電ノイズの伝搬や特性、ハーネスへのノイズ重畳状況を確認した。

実験1: 放電ノイズがパネル間を伝搬することを検証

実験2: 放電ノイズ特性の確認

放電部位近くに接地点(GND)があっても放電ノイズが周囲に伝搬するかを検証
(「高周波ノイズの伝搬」もあるならば、近くにGNDがあってもパネル上を伝搬すると想定)

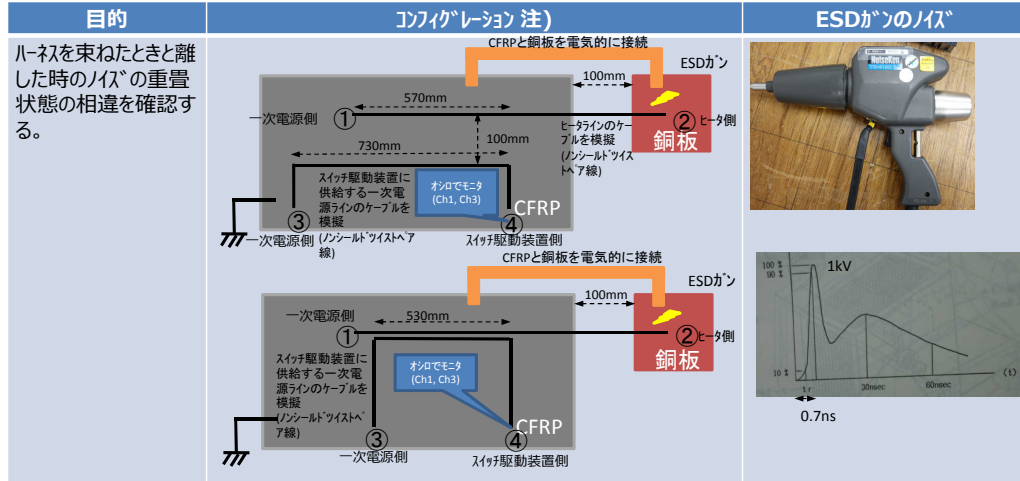
実験3: 放電位置により、ハーネスへのノイズ重畳レベルに差異があるかを確認

© Mitsubishi Electric Corporation 6



実験1:放電ノイズがパネル間を伝搬することを検証

パネル間のノイズ伝搬状況を、CFRPと銅板を用いて確認した。あわせて、ハーネスを束ねたときの影響も確認した。



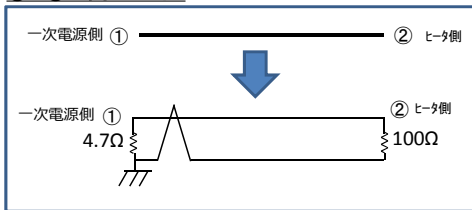
ESDガンの条件: 1kV, 150pF, 330Ω



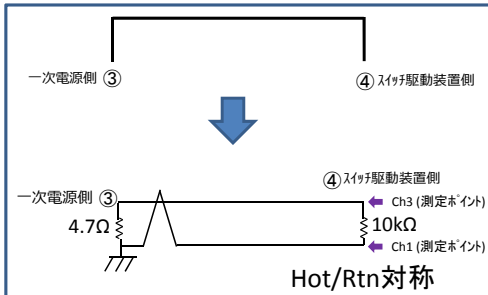
注)

- ①と②の間のハーネス、及び③と④の間のハーネスは、ノンシールドのツイストペア線を指す。
- ①,②,③,④の各々のハーネス端(Hot/Rtn間)に挿入した抵抗は、機器の負荷を想定している。
- ①,③: 一次電源装置の負荷抵抗を想定, ②: ヒータを想定, ④: スイッチ駆動装置の負荷抵抗を想定

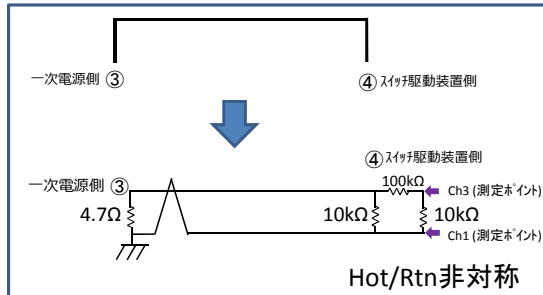
①と②の間のハーネス



③と④の間のハーネス



③と④の間のハーネス



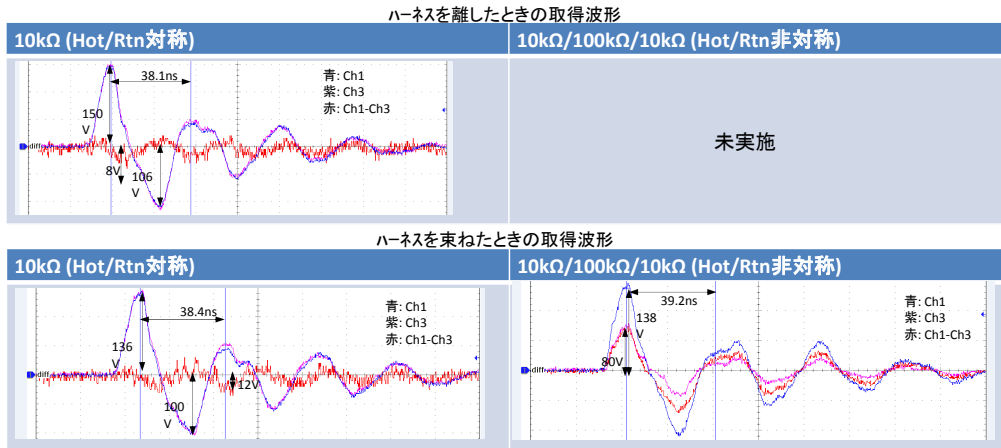


実験1: パネル間の伝搬評価試験

結果

- ・パネル上にESDノイズが発生すると、ハーネス(ノンシールドツイストペアケーブル)にノイズが重畳する。第一波で大きなノイズ(電位)が重畳し、徐々にノイズ(電位)は減衰する。
- ・ESDノイズは、パネル上及びパネル間で伝搬する可能性が十分考えられる。
- ・ハーネスを束ねた時と離れた時のノイズ伝搬に大きな差異はない
- ・負荷側のインピーダンスがHot/Rtn対称の場合Hot/Rtn間で電位差は発生せず、Hot/Rtn非対称の場合電位差が発生する。

以上の試験結果より、放電ノイズはパネル間を伝搬すると共に、パネル上に引き回されたハーネスはノイズ重畳すると言える。

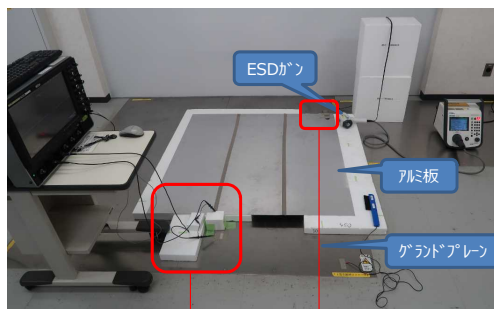


© Mitsubishi Electric Corporation 9

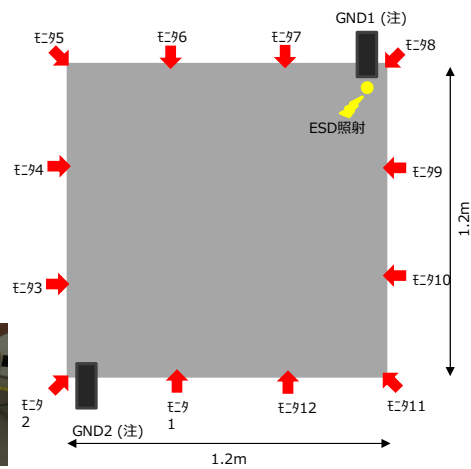


実験2: 放電ノイズ特性の確認 ~ 放電部位近くに接地点(GND)があっても放電ノイズが周囲に伝搬するかを検証~

アルミ板上に、放電ノイズが伝搬する状況を確認するため、アルミ板上に12か所のモニタ点を取り、放電ノイズの分布を試験により確認した。各モニタ点で測定した放電ノイズ(電位)はグラウンドプレーンからの電位差である。



各モニタ点の測定の様子
グラウンドプレーンの電位とアルミ板上の電位を差動で測定している。



ESDガンの条件: 1kV, 150pF, 330Ω

© Mitsubishi Electric Corporation 10



実験2:パネル間の伝搬評価試験

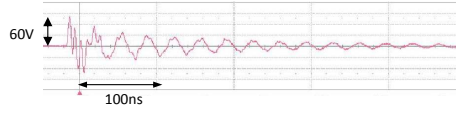
試験結果

GND1のケース

モータケース	モータ電圧 (p-p)
モータ1	102V
モータ2	93.2V
モータ3	95.1V
モータ4	57.1V
モータ5	67.5V
モータ6	81.7V
モータ7	66.2V
モータ8	61.3V
モータ9	80.3V
モータ10	63.9V
モータ11	69.9V
モータ12	76.8V

GND2のケース

モータケース	モータ電圧 (p-p)
モータ1	139.5V
モータ2	53.7V
モータ3	140.3V
モータ4	159.9V
モータ5	138.7V
モータ6	119.5V
モータ7	182.8V
モータ8	211V
モータ9	149V
モータ10	100.9V
モータ11	150.1V
モータ12	160.7V



- ・ESDノイズは、直流若しくは低周波ノイズはグラウンドに落ちるものの、高周波ノイズはパルスを伝搬する。
- ・ESD発生部位から1m程度離れていてもノイズが伝搬する。

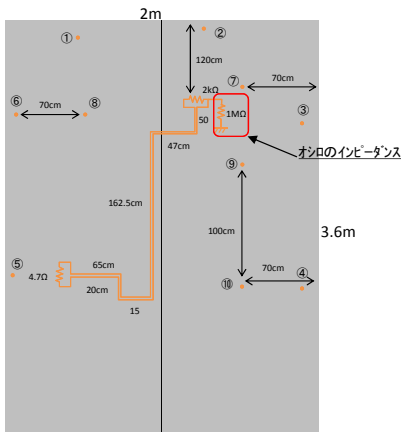
以上より、放電ノイズは高周波成分のノイズがパルスを伝搬すると言える。



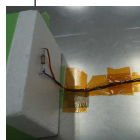
実験3:放電位置により、ハーネスへのノイズ重畳レベルに差異があるかを確認

パネル上にハーネスを引き回し、ハーネスへのノイズ重畳状態を放電位置毎に確認した。

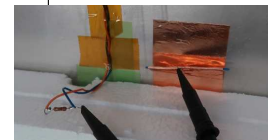
試験コンフィグレーション



①～⑩ アルミ板上にESDガンを直接照射したポイント



一次電源の負荷を模擬

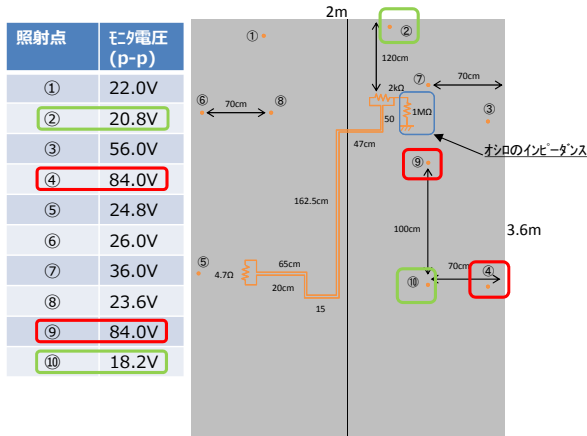


以下2点をモータ
・スイッチ駆動装置の一次電源RTNライン
・アルミ板上(構体パル)

ESDガンの条件: 1kV, 150pF, 330Ω

実験3:放電位置により、ハーネスへのノイズ重畳レベルに差異があるかを確認

試験結果



・放電位置により、ハーネスへのノイズ重畳レベルに差異有り。
 ・放電位置近くにモニタ点があると、ノイズ重畳レベルが高くなるわけではない。
 ・放電位置近くにハーネスがあると、ノイズ重畳レベルが高くなるわけではない。
 以上より、放電位置によりハーネスへのノイズ重畳が異なり、必ずしも放電近くにハーネスやモニタ点が無くても放電ノイズ(電位)が高くなる。

①～⑩ アルミ板上にESDガンで直接照射したポイント

6. 実験を基に確認した結果(まとめ)

パネル上に放電したノイズが、異なるパネルに実装されている機器に影響するかについて確認した。ESDガンを用いて実験した結果、次のことが言える。

- パネル間で放電ノイズは伝搬する
- 伝搬する放電ノイズは高周波ノイズである
- パネル上の伝搬距離が1mあっても、ノイズ伝搬する

なお、放電からの伝搬距離により、放電ノイズ(電位)は異なる。放電位置から離れていても、ノイズ(電位)が高い場合がある

- パネル上にハーネスが引き回されていると、ハーネスに放電ノイズが重畳する

なお、放電位置により、ハーネスに重畳するノイズ(電位)は異なる。ハーネス近くで放電しなくてもノイズ(電位)が高い場合がある

7.まとめ

パネル上に放電すると、放電時のノイズがパネル上を伝搬する。また、パネル上に引き回される一次電源RTNハーネスにノイズ重畳する。

本結果より、放電が起きることで、離れたパネル上に搭載された機器の一次電源RTNラインにノイズが混入する可能性はあると言える。

ただし、パネル上の伝搬特性やハーネスのノイズ重畳が、機器の入ラインピーダンス、パネル表皮の素材(CFRP or アルミ)、パネル端部とハーネスの位置関係(反射の影響)、ケーブル長による共振周波数の変化等で影響する可能性は考えられ、本ノイズ重畳状況(メカニズム)は確認できていない。

今後、ノイズ伝搬特性やハーネスへのノイズ重畳特性について確認していく。

孤立金属体の誘導帯電と微小ギャップにおける多重回放電について

Unipolar Charge Induction on a Non-grounded Floating Metal Object and Multiple Discharge Events on the Small Gap

本田 昌實
Masamitsu HONDA

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

概要—実験によれば、孤立金属体の周辺で電界が変動した時にのみ静電荷が誘導する現象がある。この時の誘導電荷は、従来の静電誘導と異なり、孤立金属体の形状を問わず全体に万遍無く分布し、しかも至るところ同一の極性（単極電荷：Unipolar Charge）を示す。この孤立金属体が狭ギャップ（数百 μm 以下）で接地導体に近接している状況では、電界が変動している間（数十 ms ～数秒）、間欠的ではあるが多数回の放電が起こる事を確認している。衛星構体内部でも同様の条件（孤立金属体+狭ギャップ）が揃えばこの様な帯電/放電現象が起こる可能性がある。

I. はじめに

周辺から電氣的に孤立した金属物体が電荷を帯びる理由として、電子やイオン注入によるものが挙げられるが、誘導による帯電も見逃すことは出来ない。実際に、地上で発生する静電気トラブルの大半は、誘導に起因する電荷発生が引き金になっているケースが多い^{1),2)}。

例えば機器のプラスチックカバーに取り付けた金属部品が、経時変化等により金属フレームから浮いてしまい非接地状態になると、これが誘導で帯電する事がある。誘導は多くの場合、帯電人体の歩行（機器への接近/離反）に伴う電界変動が原因となるが、帯電した絶縁物の運動/移動に起因する事もある。

この非接地の金属部品と接地導体間に数十から数百 μm 程度の狭い間隙が出来てしまうと、帯電電圧によってはここで放電が発生し、この時の高周波ノイズが回路に入り込み、誤動作を引き起こす事もある³⁾。

II. 実験装置

実験目的

①衛星構体に見立てた銅円筒の電圧を変化させた時の、銅円筒内部の非接地孤立導体における電荷誘導の程度。

②微小ギャップを有する非接地孤立導体における放電の確認。

実験装置

実験装置一式は表面が絶縁物で覆われた金属製の机（幅1.2m、奥行0.75m、高さ0.7m）の上に展開している。図1、図2

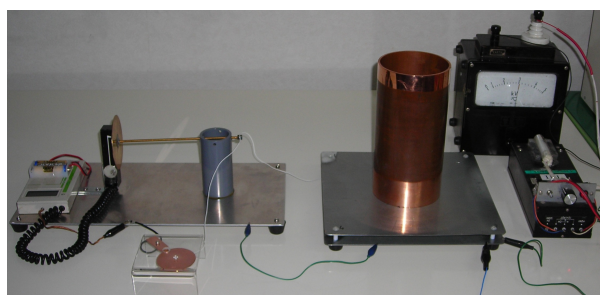


図1：実験装置全体写真

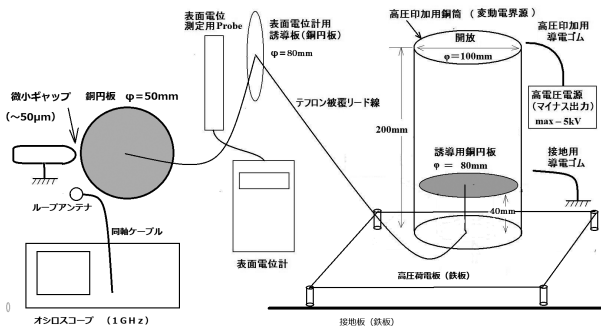


図 2：実験装置見取り図

静電界源

銅円筒（上部は開放、底面は荷電板に触れていて閉じている）直径 100mm（外径）、高さ 200mm、厚み 3mm、銅円筒単体の静電容量 $C=10\text{pF}$ （荷電板から浮かした状態）。この銅円筒は荷電板（250mmx250mm）に乗っており、これに DC 高圧（最大 -5kV）を印加／接地する事で変動電界を発生させる。

孤立金属体（図 3）

銅円板：直径 80mm、厚み 0.1mm、荷電板から高さ 40mm のデルリンで絶縁（ $10^{13}\Omega >$ ）、静電容量 $C=9.2\text{pF}$ （銅筒内に收容した時の静電容量、表面電位計の誘導板の容量も含む、銅円板単体（図 3）では $C=5.8\text{pF}$ 。この銅円板（直径 80mm）に銅筒（内径 94mm）が被さるが、両者は触れない。銅円板に誘導した電荷は、表面電位計に導き誘導電圧として測定する。図 4

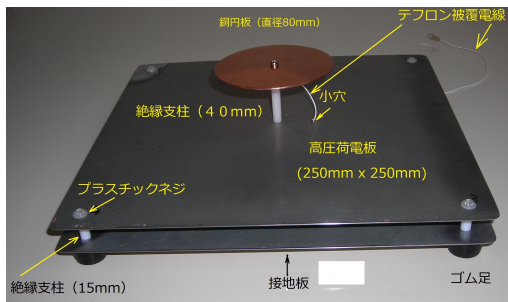


図 3：銅円板（非接地孤立金属体）の配置状況

DC 高圧電源：Bellnix HPSB-21N（-出力）

max -20kV（今回は最大 -5kV を印加）出力部に 100M Ω の抵抗を直列に入れている。高圧出力の確認は、静電電圧計（横河電機 T-2064, max 5kV）を使った。

誘導電位測定器：表面電位計（非接触）

春日電機 KSD-0303 (max+, - 9999V) 銅円板に誘導した電荷を非接触で測定する為に、テフロン電線で表面電位計用誘導板に導き、この電位を測定した。図 4

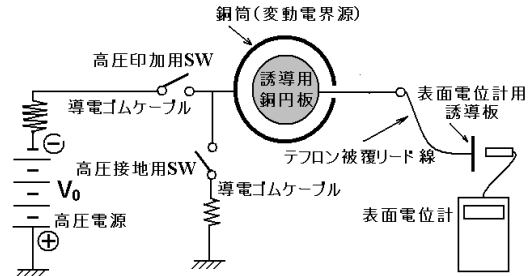


図 4：高圧の印加／接地と誘導電圧の測定
銅筒への高圧印加と接地は導電ゴムを通して行ない、放電時のノイズ輻射を防止する。

III. 実験結果

銅筒への電圧印加／接地と銅円板誘起電圧極性

マイナス出力の高電圧を導電ゴム（約 3G Ω ）経由で銅筒に印加すると、銅円板にはマイナス極性の電荷（電圧）が誘導する。一旦、この誘導電荷を接地して取り去りゼロボルトにしてから銅筒（マイナスに帯電している）を接地電位の導電ゴムで触れると、銅筒は 0V になるが銅円板にはプラス極性の電荷（電圧）が誘導する。

銅筒印加電圧 (V_0) と銅円板の誘起電圧 (V_i) の関係を図 5 に示す。今回の実験条件では、印加電圧の約 6 割程度の電圧が銅円板に誘起する。

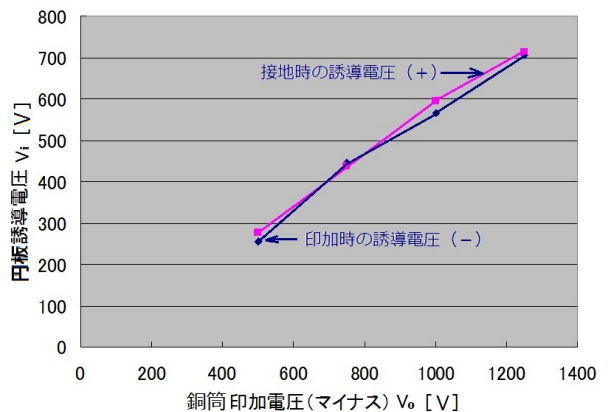


図 5：銅筒印加電圧 (V_0) と銅円板誘起電圧 (V_i) の関係

微小ギャップ部での放電

銅円板に誘起した電圧をリード線で微小ギャップ（約 50 μm）を構成する放電治具（高圧電極+微小ギャップ+接地電極）に導き、ここでの放電発生の有無、放電回数を調べた。図 6 放電の確認は、放電時に放出されるノイズ（過渡電磁界）をギャップ近傍に配置した小型ループアンテナ（直径 10mm、1 回巻きコイル、50 Ω 終端）で受信し、これをオシロスコープに接続して行なった。実験では最初銅筒に -2kV を印加したが、放電は一回のみ発生するだけで、以降は -3kV 以上を印加した。図 7～図 9



図 6：微小ギャップとループアンテナ
高圧側電極（銅板）と接地電極（銅板）間のギャップ幅は、シムゲージを使って調整するが、今回は 50 μm とした。この間隙では大気圧中で、概略 650V 前後で放電する。ループアンテナは接地電極の下、約 30mm に配置している。

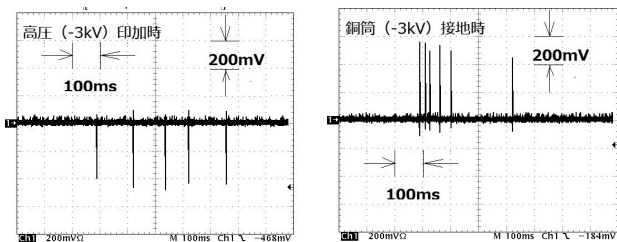


図 7：微小ギャップ部での放電の様子 (-3kV)
左 銅筒に -3kV を印加した時の放電
右 銅筒 (-3kV) を接地した時の放電
H= 100ms/div V=200mV/div

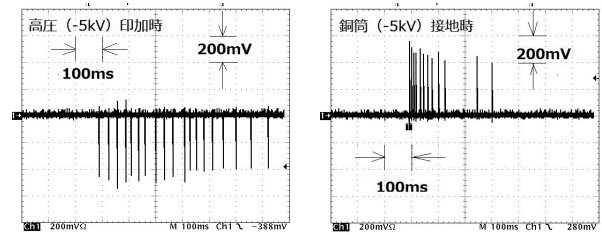


図 8：微小ギャップ部での放電の様子 (-5kV)
左 銅筒に -5kV を印加した時の放電
右 銅筒 (-5kV) を接地した時の放電
H= 100ms/div V=200mV/div

IV. 実験結果のまとめ

電界変化と誘導電荷極性

銅筒の電圧（電界）を変化させた時だけ、内部にある非接地孤立導体（直径 80mm の銅円板）に電荷が誘導する。この誘導電荷の極性は、高圧を銅筒に印加する（電界増大）時は、印加極性と同じで、銅筒を接地して電圧を低下させる場合は、銅筒の帯電極性（この実験では印加極性）と逆の極性が現れる。図 5

即ち、非接地金属物体は誘導によっても電荷を帯びるが、その極性は必ずしも一定ではなく、帯電/放電履歴によって交代する。例えば、最初マイナスに帯電していた金属物体が何らかの理由で放電した場合、この金属物体の近くにあった非接地孤立導体はプラスに帯電する。複数個の孤立導体が近接して配置されている場合は、帯電→放電→誘導→放電→誘導→放電のサイクルを繰り返す状況も起こり得る。

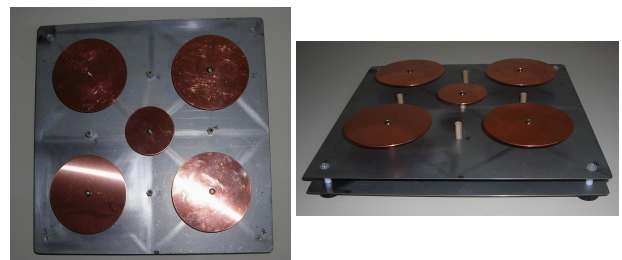


図 9：誘導実験用非接地円板群
直径 80mmx4, 直径 50mmx1、共に高さ 15mm の絶縁支柱（PEEK）で保持している。接地板（250mmx250mm）と同じ寸法の荷電板は、テフロン支柱（高さ 15mm）で絶縁している。

別の実験では PEEK ($10^{15} \Omega \cdot \text{cm}$) 製の支柱で荷電板から絶縁した 5 枚の銅円板に対し、最初に荷電板にマイナス極性の高圧を与えて全てを誘導でマイナス帯電させた後、どれかを接地すると、隣接している銅円板がプラスに帯電する。図 9

このプラス帯電した円板を接地すると、今度は隣接した円板がマイナスに帯電する。荷電板の初期電圧が高い（この実験条件では約 3kV 以上）と、この様な現象を何度でも（5~20 回）繰り返す事が出来る。一つの銅円板上に（静電誘導による）電荷分離や分極を考えると、この現象の説明は非常に困難になる。

狭ギャップ部での多重回放电

銅筒内の孤立銅円板に繋がれた狭ギャップ（今回は $50 \mu\text{m}$ ）に対し、絶縁破壊に十分な電位差（大気中では概略 650V 前後）が生じれば放電が発生する。

銅円板の電荷は、銅筒の電圧（電界）が変化している間（数十 ms~数 s）誘導するので、結果として、放電も同様の時間幅に渡り、多数回発生する事になる。図 10

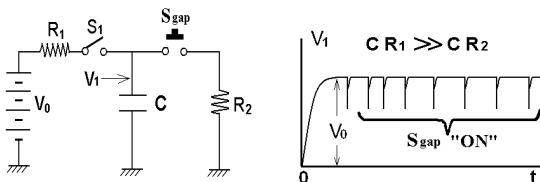


図 10：多重回放电の CR 充放电等価回路

（左）とコンデンサ端子電圧 (V_1) の変化（右）

V_0 ：電圧源 R_1 ：充電抵抗（高抵抗）

S_1 ：充電スイッチ C ：電荷蓄積容量 S_{gap} ：間隙部にあるモルタルスイッチ R_2 ：放電抵抗（低抵抗）

充電時定数 $CR_1 \gg$ 放電時定数 CR_2

今回の実験では、マイナス出力の高電圧電源を用いたので、銅筒の電圧上昇時（電界の向き \downarrow ）には孤立銅円板にはマイナス極性の電荷が生じ、これから導かれた狭ギャップ部での放電では高圧側電極（円板）ではプラスパルス（過渡電磁界）、接地側電極（銅片）ではマイナスパルスが近傍の空間に放射される。

磁界受信用ループアンテナは、接地側電極の下にセットしているので、このアンテナの受信パルス極性は、銅筒の静電界極性とと同じになる。

従って、図 7、図 8 の左側の波形は、銅筒内の孤立銅円板全体にマイナス極性の電荷が生じていた事を示す。

一方、マイナスに帯電した銅筒を接地した時（電界の向き \uparrow ）の放電では、図 7、図 8 の右側の波形にある様にプラスパルスが受信される。この事から、孤立銅円板には全体にプラス極性の電荷が生じていた事になる。

上記何れの実験条件下での受信パルス極性は孤立銅円板の誘導電荷極性を反映したものであり、先行実験（銅筒への電圧印加/接地と銅円板誘起電圧極性）と何ら矛盾しない。

あとがき

誘導現象は古来より研究が行なわれて来ているが、今回の報告も含めて一連の実験結果は従来の静電誘導現象とは別に、“電電誘導”の存在を示しているとも考えられる。

即ち、誘導現象の研究の流れは、磁気誘導（磁気→磁気）、磁電誘導（電気→磁気）、電磁誘導（磁気→電気）として発展して来たが、電電誘導（電気→電気）だけが取り残されている感がある。この電電誘導現象については機会を改め報告したい。

参考文献

- 1) “静電気安全指針”、労働省産業安全研究所、1998 年 3 月、RIIS-TR-87-1
- 2) Akio. Fujie, “Troubles by the Static Induction in Electronics Industry”, Journal of Electrostatics Japan, Vol.23. No.6, pp.297-302. 1999.
- 3) 本田、磯福、“誘導 ESD に曝された情報ケーブルにおける過渡雑音の測定”. 静電気学会講演論文集 Vol.12, pp. 20-26, 静電気学会、2011.

テスト粒子シミュレーションによる 月面磁気異常上空でのプラズマ速度分布関数解析

神戸大学大学院 システム情報学研究科

伊藤 圭佑, 臼井 英之, 三宅 洋平

1. 研究背景と目的

本研究で着目する月面磁気異常上空では、磁場と太陽風プラズマの相互作用により、小スケールの磁気圏が形成される[1]。この小スケール磁気圏の代表長はイオンジャイロ半径より小さく、イオンは容易に磁気圏の内部に侵入する。このことは過去のシミュレーション研究でも確認されている[1]。また荷電分離によって生じた電界により、プラズマ速度分布が変形し、局所磁場付近でのプラズマ波動励起も予想されている[1]。これは波動と粒子の相互作用によるため、詳細を知るにはプラズマ粒子の集団としてのダイナミクスを解析する必要がある。この目的のため、新たにプラズマ粒子の速度分布関数という側面から解析を行う。しかし、宇宙環境解析を行ってきた従来のプラズマ粒子シミュレーションでは、1格子当たりの粒子数が少なく、求めたい局所的な点で精密な速度分布を得るのが困難であった。

これらのことから、本研究では、プラズマ粒子速度分布関数をより高精度に取得する数値手法の開発を行い、また実際の月面磁気異常に適用することで、当該手法の妥当性と有効性の評価を実施する。

2. プラズマ粒子速度分布関数ソルバーの開発

2.1. 計算の原理・手法

プラズマ中の粒子速度分布関数は一般的にはさまざまな形態をとるが、乱れの無い熱平衡状態では Maxwell 分布となることが知られている。よって、シミュレーション空間での測定したい場

が乱れている場合、その地点にある粒子を、プラズマが平衡状態にある、すなわち速度分布が Maxwell 分布に従う領域まで、時間的に逆戻しすることを考える。その実現のために、テスト粒子解析手法[2]を用いる。

テスト粒子解析は、ある与えられた電磁界環境の中で、プラズマ粒子がどのようにふるまうかを計算するものであって、プラズマ粒子の運動によって発生する電流は、電磁界環境にはフィードバックされない。粒子速度と位置の逆更新を微小時間ステップ Δt 毎に行うことにより、粒子の軌跡や加速減速を見る。

時間逆更新により粒子が導体等に衝突し、消失するか、もしくは乱れの無い場まで戻ってくるまでトレースを実行する。このとき Liouville の定理 [3] により、無衝突条件下では粒子軌跡上で粒子の存在確率密度は不変であることを用いる。この性質から、乱れの無い場で既知である Maxwell 速度分布関数の確率密度の値と、測定点の速度分布関数の確率密度の値との対応づけを行うことができる。これにより未知の速度分布関数を求める。

2.2. ソルバーの検証

速度分布関数計算をテストするシミュレーション空間は簡単のため、3次元空間に互いに直交する一様電場と磁場を持つ $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 空間とした。太陽風速度を +X 方向に、背景磁場を +Z 方向にとると、 $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ より、背景に +Y 方向の一様電場が存在することになる。 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 中では場の乱れがなく、かつドリフト速度が一定であることから、太

陽風速度分だけシフトした Maxwell 分布になるはずである。今回はこの事実を検証の材料として利用する。

速度分布の計算結果を以下の Fig.1 に示す。

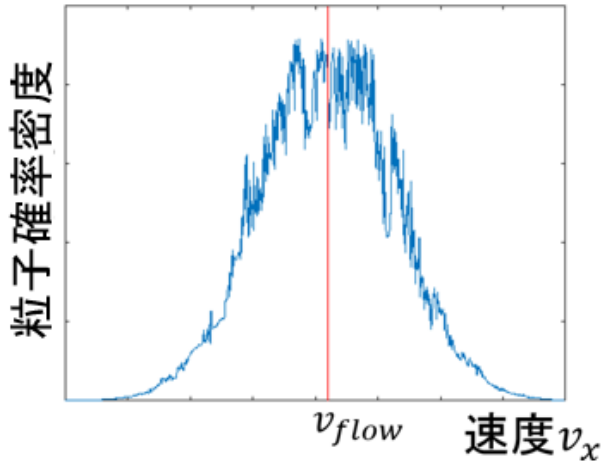


Fig. 1 取得位置を一点とした場合の粒子速度分布関数

Fig.1 を見ると、概形は太陽風速度 (赤線) をピーク値とした Maxwell 分布を描いているように見えるが、分布関数全体にわたって細かいノイズが重畳したような結果となった。

ここで場に注目してみると、シミュレーションから得られた電場データは、空間のグリッド上に離散的に定義されていることが分かった。粒子がグリッド上に存在しない場合、そこでの電場は、近傍のグリッド上にある電場データを用いて重み付け計算により得られる。このことから、粒子位置に本来まさしくあるはずの電場と、離散的なデータを用いて計算された実際使用する電場とのずれが発生する。加えて、分布の取得位置を一点に定めていることから、粒子が位置更新の際その影響を多大に受け、本来想定される粒子運動の軌跡との差ができ、数値ノイズが多くなったと考えた。

2.3 データ収集法の改善

取り込んだ格子点上に離散的に定義された電場データの乱れを受け入れるために、各粒子の速度分布の収集法改善を考える。

節 2.2 に述べたように、電場の乱れを強く受ける原因は取得位置の局所性にあると考えられるので、空間的に平均を取ることを考えた。具体的な手順を Fig.2 とともに以下に示す。

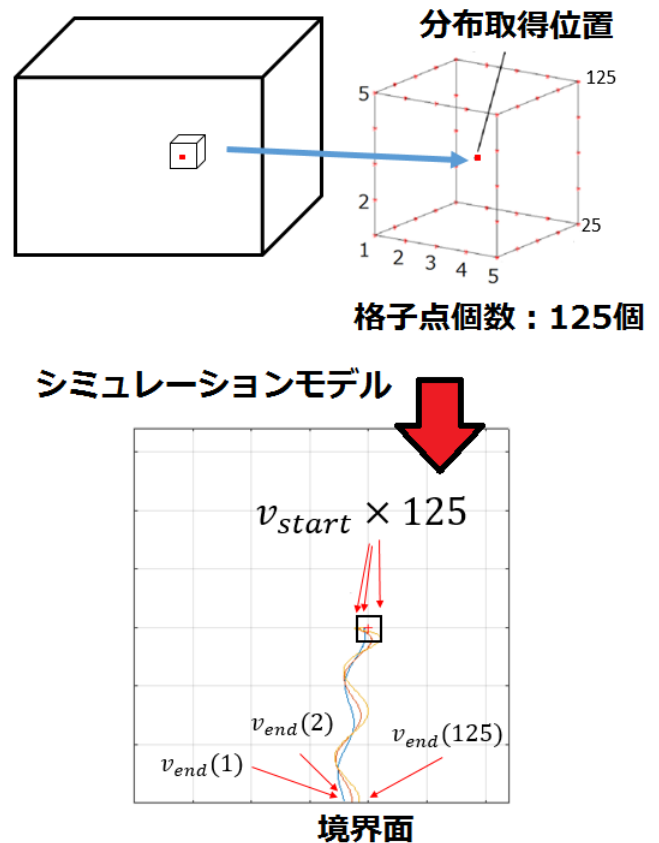


Fig. 2 空間平均化の説明図

まず、分布取得位置を中心として、周りに格子点のある立方体 ($3 \times 3 \times 3 = 27$ 点、 $5 \times 5 \times 5 = 125$ 点など) を想定する。立方体内すべての格子点から初期設定速度 v_{start} を持つ粒子を出発させ、境界面での速度 v_{end} を求める (例えば $5 \times 5 \times 5$ の立方体を想定すると、1 種類の v_{start} に対し、異なる v_{end} が 125 個得られる)。得られた v_{end} を Maxwell の速度分布式にそれぞれ代入して、得られた確率密度の値を粒子数で割り平均を取る。計算式に直すと以下ようになる。

$$F = \{f_{end}(v_{end}(1)) + f_{end}(v_{end}(2)) + \dots + f_{end}(v_{end}(125))\} / 125$$

これにより空間的な平均化を図り、電場の乱れによって起こる、粒子運動の軌跡のずれを解消した。

以上の方法でデータを取った結果を、以下の

Fig.3 に示す。

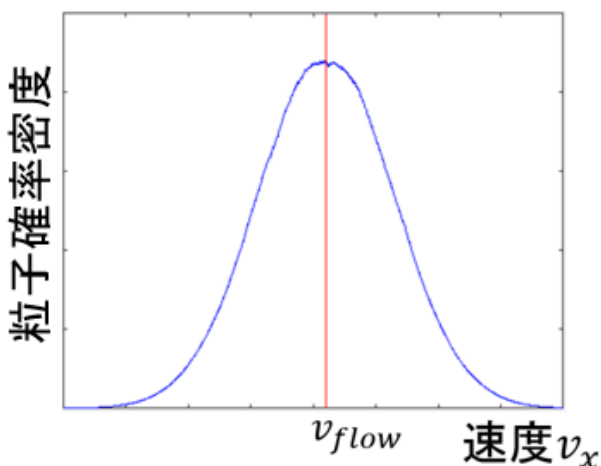


Fig. 3 取得位置を小領域 (立方体) とした場合の粒子速度分布関数

Fig.1 と比べ、太陽風速度をピークにとる Maxwell 分布を低ノイズで取得することに成功した。つまり期待通り、測定点を立方体と見立てて幅を広く取ることにより、位置の平均化が行わ

れ、電場の乱れと、それによる粒子運動軌跡の極端なずれが解消されたと考えられる。

ただし幅を広く取りすぎると、測定位置 (立方体) 内に乱れのある場とない場とが混ざり、結果がぼやけることも予想できる。したがって、プログラム上では格子点の個数や取得領域の範囲を、興味のある現象の空間スケールに応じて変えられるようにした。基本的には今回のように幅を、プラズマ中で電気的中性が保証されるデバイ長の数倍程度のサイズに取るのが標準的な設定である。

3. 月面磁気異常上空での速度分布関数解析

3.1 シミュレーション環境

開発した速度分布計算手法の妥当性と有効性の評価のため、Fig.4 に示す月面磁気異常近傍環境に当該数値ツールを適用する。

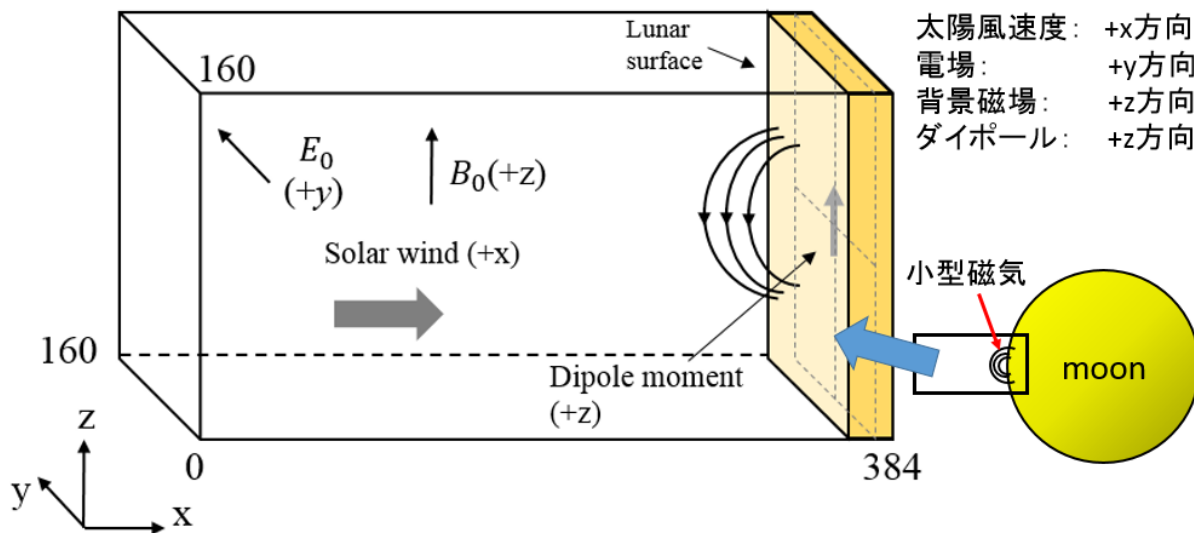


Fig. 4 月面磁気異常近傍環境のシミュレーション空間設定

太陽風は+X 方向へ吹きつけ、背景磁場は+Z 方向へ向いている。これより電場が+Y 方向にでき、定常では $E \times B$ の状況になっている。さらにシミュレーションの端に月面を取り入れ、月面内部の YZ 平面の中心に+Z 方向のダイポールモーメントを設定する。また、イオンのジャイロ半径は磁気

圏代表長の4倍とする。イオンと電子の熱速度 V_{thi} 、 V_{the} は、プラズマフロー速度 V_{flow} に対して、以下の式を満たすように設定する。

$$r_i/L = 4, \quad V_{thi} < V_{flow} < V_{the}$$

この環境下で磁気異常付近の速度分布を解析していく。

なお電場と磁場の環境は、当研究室で頻りに利用されるプラズマ粒子シミュレータ EMSES (Electro-Magnetic Environment Simulator)[4] を用いて取得し、この電磁場データを基に、速度分布関数を取得するためのテスト粒子計算を行った。

3.2 結果解析

EMSES による月面磁気異常近傍のシミュレーション空間を、赤道面と子午面でスライスした面の電子密度を、以下の Fig.5 に示す。

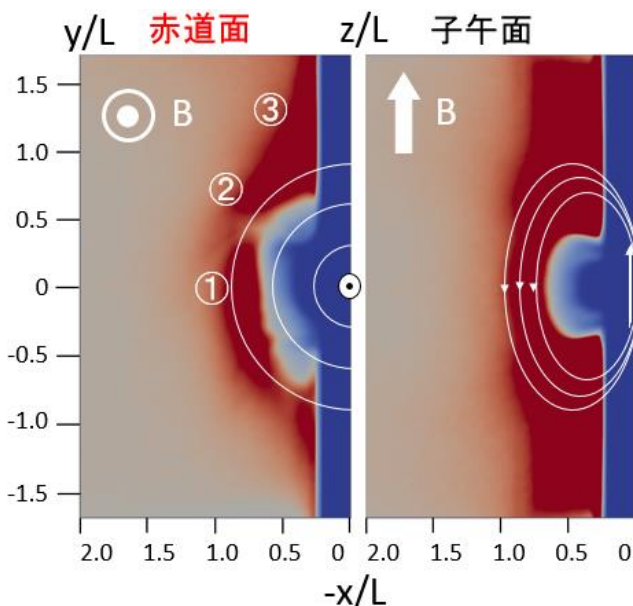


Fig. 5 月面磁気異常近傍の赤道面と子午面の電子密度

今回考察する月面磁気異常はこのようになる。 $-x/L=1$ の付近に見られる電子密度の変化から、電子を磁化しジャイロ運動させる磁気圏の存在が確認でき、その形は子午面が $z/L=0$ を軸に対称なのに対し、赤道面は $y/L=0$ を軸に非対称となっている。EMSES シミュレーションの電子の流れとの比較のため、赤道面朝側の電子の速度分布を、数字 (①~③) を割り振った位置で比較した。その結果を Fig.6 に示す。

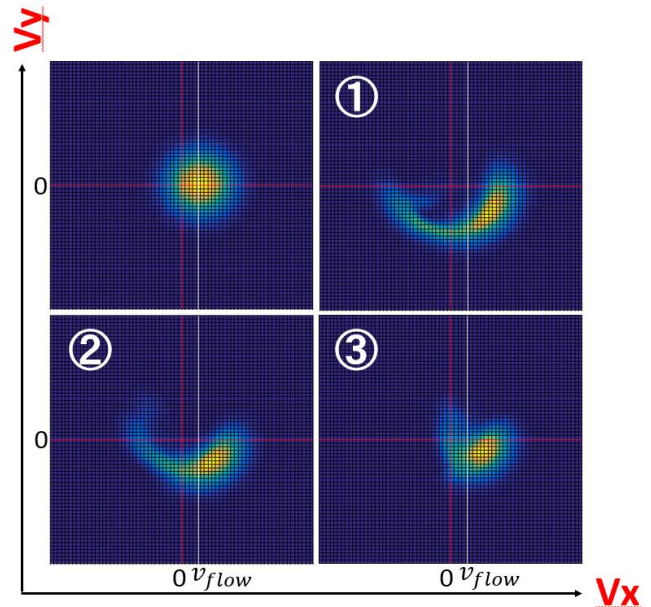


Fig. 6 月面磁気異常近傍の赤道面朝側での速度分布関数

赤線は速度 0 を、白線は x 方向に移流する太陽風の速度を示している。Fig.6 の左上のグラフは、磁気圏から十分離れて場の乱れがほとんどない $E \times B$ 中の速度分布であり、分布のピークが白線と赤線の交点にあることから、太陽風速度だけシフトした Maxwell 分布 (定常状態) の形を取っていることが確認できる。①~③の結果から、速度分布の中心は定常状態と比べ、 $+X$ 方向かつ $-Y$ 方向にある。つまりこのことから、電子は全体として $+X$ 方向に加速されながら、 $-Y$ 方向にも移流し始めることが分かる。また $-Y$ 方向にのみ着目すると、定常状態に近い③の位置から、①に向かうにつれマイナスの速度が強まっている。加えて①~③にかけて、 $-X$ 方向に向かう粒子の数が少しだけ増加し、その後減少している様子が見られる。このことから、①~③付近では磁気圏の形に沿うように電子が $-Y$ 方向に移動していると予想できる。

取得した速度分布から推定される電子の移流を、EMSES シミュレーションから得た電子の流れと比較した図を、以下の Fig.7 に示す。

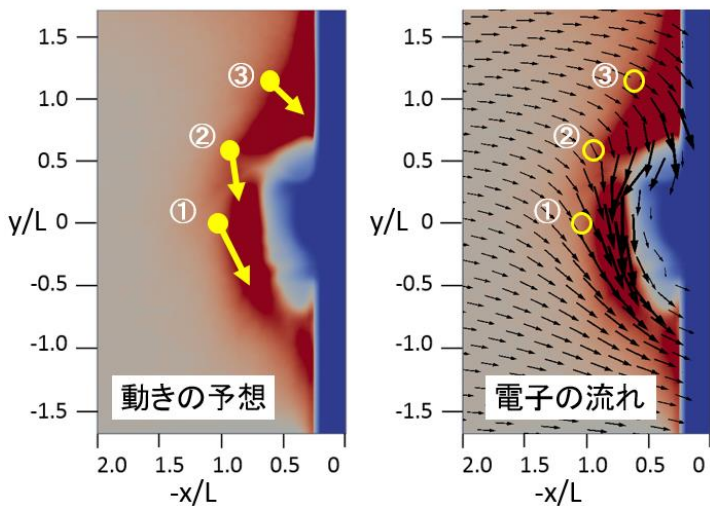


Fig. 7 速度分布による電子の動き予想 (左) と EMSES による電子の流れ (右)

結果を見ると、磁気圏に沿って-Y方向に流れていく電子の動きが一致していることが分かる。

以上のことから、速度分布からの電子の動き予想が、既知の研究結果[5]や EMSES シミュレーションの結果と一致したことが確認できた。

4. まとめと今後の目標

今回同様にプラズマ粒子シミュレーションを用いた先行研究でも、速度分布を取得したグラフがあったので、Fig.8にて比較した。

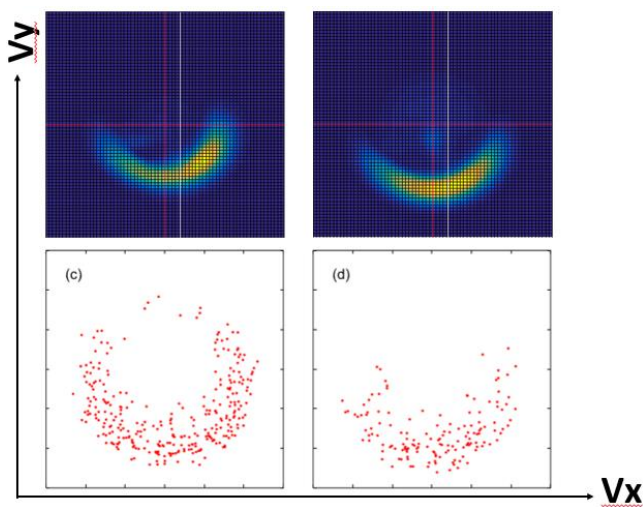


Fig. 8 先行研究 (下) と今回のソルバー (上) との速度分布比較

先行研究の速度分布 (下側) は分布をドットで

示した離散的な分布となっているが、これでは分布の変化や、粒子の密度 (ピーク等) が正確に分からない。一方、本研究で開発した数値ツールを活用することにより、高分解能での粒子速度分布関数 (上側) を連続関数として取得することに成功した。これより Fig. 7 (右) に示されるようなグリッドベースのベクトル図で粒子の動きを見るに留まらず、より局所的な位置での、粒子の詳細な動き予想が実現した。さらには粒子速度分布関数という数値化されたデータを利用し、プラズマ粒子の集団のダイナミクスに着目した新たな視点での解析が可能となった。以上のことが本研究の一番の成果と言える。

今後の目標としては、取得の効率化を目指したソルバーの高速化、速度分布への着目が必要な電磁波発生の解析があげられる。

参考文献

- [1]白井英之, 松原琢磨, 三宅洋平, 西野真木, “月面磁気異常上空での太陽風プラズマ応答に関するプラズマ粒子シミュレーション,” (2016)
https://www.cps-jp.org/~mosir/pub/2016/2016-07-19/01_Usui/pub-web/01_usui.pdf
- [2]白井英之, 杉山徹, 大村善治, 藤本正樹, 松本紘, “粒子シミュレーション法 概説,” pp. 7-8 (2002)
<http://center.stelab.nagoya-u.ac.jp/summer-school/pdf/text6.pdf>
- [3]広江克彦, “リウビユの定理,” (2008)
<http://eman-physics.net/statistic/liouville.html>
- [4]Y. Miyake and H. Usui, “New electromagnetic particle simulation code for the analysis of spacecraft-plasma interactions,” *Physics of Plasmas*, Vol. 16, No. 6, 062904 (2009)
- [5] Hideyuki Usui, Yohei Miyake, Masaki N. Nishino, Takuma Matsubara, and Joseph Wang “Electron dynamics in the minimagnetosphere above a lunar magnetic anomaly,” *Journal of Geophysical Research*, (2017)

衛星帯電評価に用いる磁気圏リアルタイムシミュレータ

久保田 康文¹, 中溝 葵¹, 坂口 歌織¹, 田 光江¹, 久保 勇樹¹, 長妻 努¹, 東尾 奈々², 田中 高史³

¹ 情報通信研究機構、² 宇宙航空研究開発機構、³ 九州大学

1. はじめに

衛星表面帯電は衛星障害の主要な原因の一つであり、サブストームに伴い磁気圏尾部から静止軌道へプラズマ粒子が注入(インジェクション)されることにより引き起こされる。特に衛星表面帯電には数 keV から十数 keV の電子が寄与している。したがって、サブストームに伴う静止軌道へのインジェクションのタイミングと電子密度、電子温度を予想することは、衛星帯電のリスクを避けるのに重要である。

サブストームに伴うインジェクションを予測するために我々は太陽風-磁気圏-電離圏結合系を扱えるグローバル MHD シミュレーションを用いて、磁気圏リアルタイムシミュレータを開発している。しかしながら、グローバル MHD シミュレーションでは MHD 流体としての密度、温度、圧力の導出しかできないため、これを電子の密度、温度、圧力に換算するためには、観測との比較による経験的なモデルを考える必要がある。Nakamura [2012]では、LANL 衛星とグローバル MHD シミュレーションの比較から、LANL 衛星から得られた電子圧力と MHD シミュレーションから得られた圧力がよい相関があることを示している。一方、電子密度、電子温度は良い相関が得られなかった。そのため、電子密度、電子温度について、観測との比較から経験的なモデルを導出する必要がある。

本稿では、2 章で開発をしているリアルタイム磁気圏シミュレータについて述べ、3 章で電子密度、電子温度について経験的なモデルを導出するため LANL 衛星の観測と MHD シミュレーションの比較について述べる。4 章でまとめを述べる。

2. 磁気圏リアルタイムシミュレータ

磁気圏リアルタイムシミュレータは PEPPU コードを用いている[Tanaka et al., 2017]。その特徴は全球を非構造格子で一様の精度で解いているため高いロバスト性を持っており、強い太陽風電場を持つようなイベントも解くことができる[Kubota et al., 2017]。リアルタイムでシミュレーションするため、解像度は比較的低い水平方向に 7682 格子、半径方向に 240 格子となっている。

図 1 はテスト版の磁気圏リアルタイムシミュレータの出力例である。上段のカラーコンターは左から MHD シミュレーションから得られた磁気圏子午面の圧力と磁力線、電離圏上の沿磁力線電流、電離圏上の電気伝導度である。中段の線プロットが上から MHD シミュレーションから得られた静止軌道上真夜の圧力、電離圏の極冠電位、電離圏の AU-AL index である。下段の線プロットは MHD シミュレーションのインプットとなる DSCOVR 衛星から得られた太陽風パラメータである。上から太陽風磁場(B_y , B_z)、速度、密度、温度となっている。DSCOVR 衛星は地球から太陽方向に約 150 万 km 離れた太陽と地球の引力がつりあうラグランジュ第 1 点にあり、太陽風データをリアルタイムで地球に送っている。そのため、観測された太陽風が地球に到達する約 1 時間前に磁気圏のシミュレーションを行い予報することができる。

図 1 の 2018 年 8 月 19 日の 16:30 UT に DSCOVR 衛星で観測された B_z 南向き成分の太陽風により、18:00 UT に AL index の下降とインジェクションによる静止軌道真夜における圧力の上昇が見られる。このとき JAXA の SEES で公開されているみちびき衛星の 40 keV の電子フラックスの上昇が見られ、また京都大学で公開されている AL index の下降も見られ、MHD シミュレーションの結果とよい一致を示している。

3. LANL 衛星データと MHD シミュレーションの比較

LANL 衛星データと MHD シミュレーションを比較するため、2006 年 2-4 月の期間で AE index の上昇があり、LANL 衛星で電子温度の上昇と衛星電位の下降が見られた 12 イベントを選び MHD シミュレーションを行い観測と比較した。図 2 はその 1 例の 2006/2/15 のイベントである。横軸は 0:00 UT からの時間を分単位で示している。上から、太陽風磁場南北成分、太陽風速度、太陽風密度、極冠電位、AU-AL index、LANL 衛星で観測された電子密度、電子圧力、電子温度、衛星電位、衛星位置の MLT と L、衛星軌道である。実線が観測、赤線が MHD シミュレーションである。

太陽風磁場が 550 min 頃南向きになり、600 min に

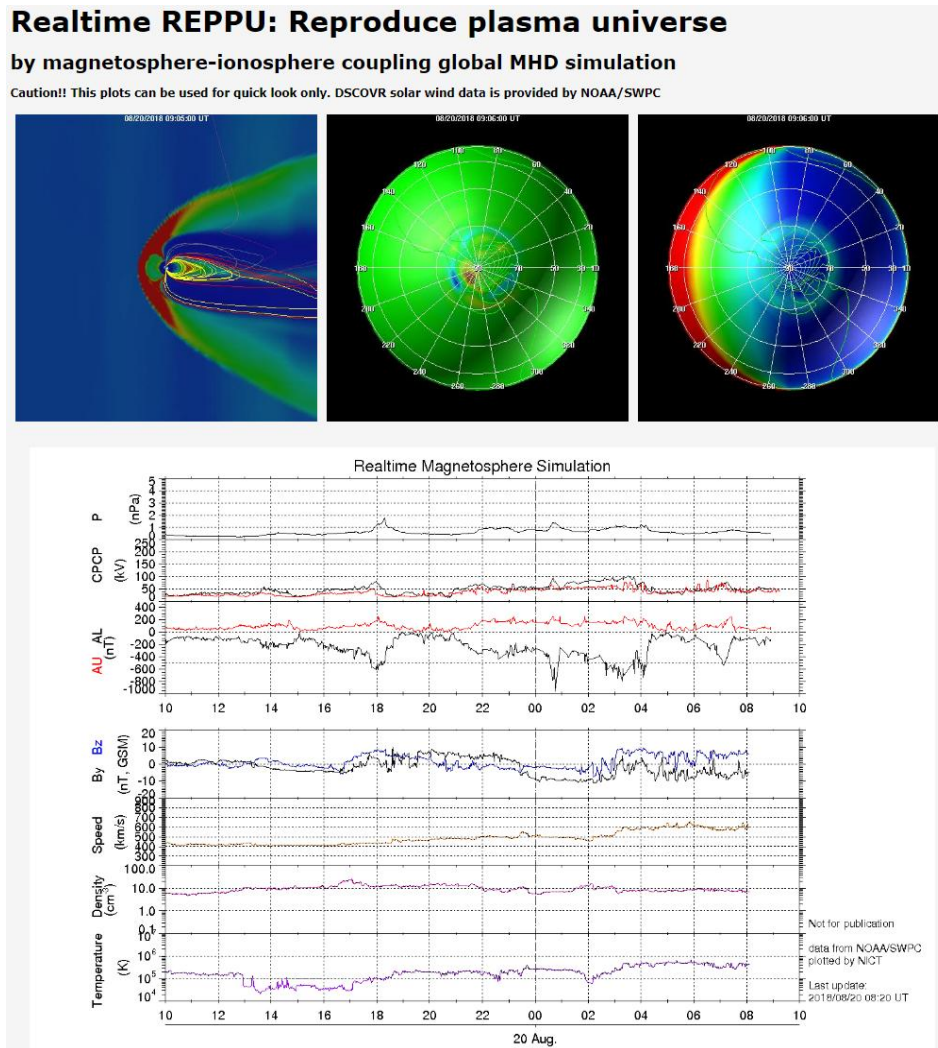


図1. 磁気圏リアルタイムシミュレータの出力例 (テスト版)。上段のカラーコンターは左から MHD シミュレーションから得られた磁気圏子午面の圧力と磁力線、電離圏上の沿磁力線電流、電離圏上の電気伝導度である。中段の線プロットが上から MHD シミュレーションから得られた静止軌道上真夜の圧力、電離圏の極冠電位、電離圏の AU-AL index である。下段の線プロットは MHD シミュレーションのインプットとなる DSCOVR 衛星から得られた太陽風パラメータである。上から太陽風磁場(B_y , B_z)、速度、密度、温度となっている。

AL index が下降した際に、LANL 衛星は静止軌道の 23 MLT 付近から真夜中を通過しており電子圧力の 2 回の上昇を観測している。その際電子温度は 7 keV 程度で、電子密度は $1/cc$ 程度であった。電子温度の上昇に伴い、衛星が帯電し衛星電位は最初に -2.5 kV、2 回目に -6 kV 以下に下降していることが分かる。一方、MHD シミュレーションの計算結果を見ると、2 回の圧力上昇を良く再現していることがわかる。相関係数を取ると、0.8 と高い相関になった。また、シミュレーションで 2 回目の圧力上昇では磁気圏尾部のリコネ

クションに伴いプラズモイドの放出と、静止軌道へのインジェクションが見られた。温度と密度については、Nakamura [2012] と同様にシミュレーションでは温度は小さく、密度が大きい値になることが分かった。

次に電子密度、電子温度について、経験的なモデルを導出するため LANL 衛星データと MHD シミュレーションのインジェクションがあった時のピーク値の比較を行った。ピーク値は圧力のピークのタイミングが 30 分以内で合ったイベントを抽出し、その結果 12 イベント中 8 イベントあった。その時 MHD シミュレ

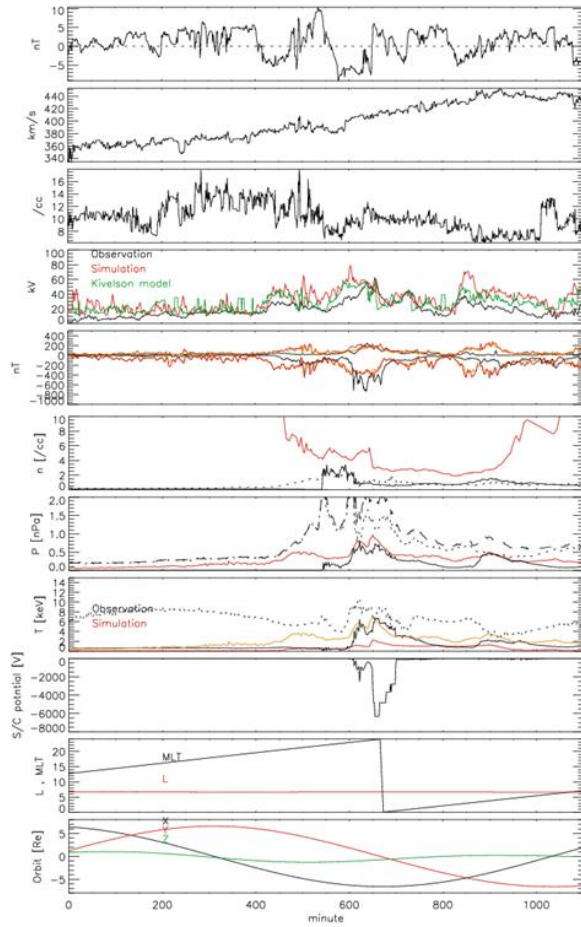


図2. LANL衛星の粒子観測とMHDシミュレーションの比較。横軸は0:00 UTからの時間を分単位で示している。上から、太陽風磁場南北成分、太陽風速度、太陽風密度、極冠電位、AU-AL index、LANL衛星で観測された電子密度、電子圧力、電子温度、衛星電位、衛星位置のMLTとL、衛星軌道。実線が観測、赤線がMHDシミュレーションである。参考のためイオンの物理量を点線で書いている。点鎖線はトータル圧力である。また、温度の黄線は電子密度を1/ccと仮定しMHDシミュレーション圧力から導出した温度である。

ーションでプラズモイドの放出と静止軌道へのインジェクションがあったことも確認した。図3は8イベントのLANL衛星の観測とMHDシミュレーションのピーク値の比較である。左図が電子密度、右図が電子温度である。横軸がMHDシミュレーション、縦軸がLANL衛星の観測である。密度の図を見ると、インジェクション時の値がMHDシミュレーションでは2-20/ccの密度を取るのに対し、LANL衛星の観測は多くのイベントでほぼ1/ccであったことが分かった。また温度の図を見ると、MHDシミュレーションと

LANL衛星の観測ではおおよそ傾き3の比例関係になっていることが分かった。また、温度の赤のプロットはLANL衛星の電子密度観測がほぼ1/ccであったことから電子密度を1/ccと仮定してMHDシミュレーションの圧力から導出した温度を使ってプロットしたものである。その場合、おおよそ傾き1の正比例関係になっていることが分かった。

以上の結果から得られた簡単な経験モデルとして、電子密度を1/ccで一定と仮定し、温度はMHDシミュレーションから得られた圧力から導出する方法を用いる。図2の温度の黄線は電子密度を1/ccと仮定しMHDシミュレーション圧力から導出した温度を書いている。観測の変動を良く再現していることが分かる。上のモデルはピーク値の比較から得られたものであるが、観測値の密度の時間変動に比べ温度の変動が大きいことと、MHDシミュレーションで得られた圧力が観測と良い相関を持つため、時間変動もよく再現できていることが分かる。相関係数を取ると0.75と高い相関になった。

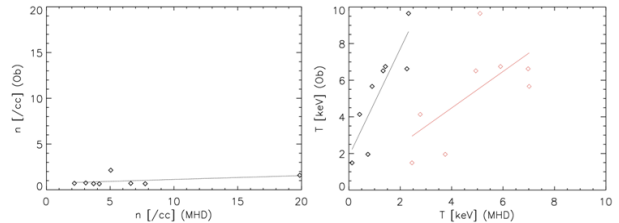


図3. サブストームに伴うプラズマ粒子注入時のLANL衛星の観測とMHDシミュレーションの比較。左図が電子密度、右図が電子温度である。横軸がMHDシミュレーション、縦軸がLANL衛星の観測である。温度の赤のプロットは電子密度を1/ccと仮定しMHDシミュレーション圧力から導出した温度を用いたものである。

4. まとめ

我々は磁気圏リアルタイムシミュレータを開発し、静止軌道上でのプラズマ環境を予報することで、衛星表面帯電の評価に利用することを試みている。テスト版の磁気圏リアルタイムシミュレータを開発し、リアルタイムのDSCOVR衛星から得られた太陽風パラメータをインプットすることで、電離圏の極冠電位、AU-AL index、静止軌道の圧力を1時間前に予報できることを示した。MHDシミュレーションは、静止軌道の電子圧力変動は良い相関があるが、電子密度、電

子温度に対しては良い相関が得られない。そのため、電子密度、電子温度について、観測との比較から経験的なモデルを導出する必要がある。LANL 衛星データと MHD シミュレーションを比較し経験的なモデルを作成すること試みた。観測と MHD シミュレーションの比較から、電子密度を $1/cc$ で一定と仮定し、温度は MHD シミュレーションから得られた圧力から導出する方法を用いると電子密度と電子温度の時間変動をよく再現できることが分かった。

参考文献

[1] Kubota, Y., T. Nagatsuma, M. Den, T. Tanaka, and S. Fujita (2017), Polar cap potential saturation during the Bastille Day storm event using global MHD simulation, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 122, doi:10.1002/2016JA023851.

[2] Nakamura, M. (2012), Forecast of the plasma environment in the geostationary orbit using the magnetospheric simulation, *J. Plasma Fusion Res.*, 88, pp. 83-86 (in Japanese).

[3] Tanaka, T., Y. Ebihara, M. Watanabe, M. Den, S. Fujita, T. Kikuchi, K. K. Hashimoto, and R. Kataoka (2017), Global simulation study for the time sequence of events leading to the substorm onset, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 122, 6210?6239, doi:10.1002/2017JA024102.



軽量高精度カーボン鏡の 長期宇宙曝露実験 (CAGOME) - 飛行後試料の評価 (中間報告) -

第15回 宇宙環境シンポジウム

2018年10月31日

西堀 俊幸、神谷 友裕(JAXA)、石田 良平、真鍋 武嗣 (阪府大)、
石村 康生 (早大)、永井 康史、落合 啓 (NICT)、菊池 健一 (国立天文台)、
中村 信幸 (エイ・イー・エス)、中村 和行 (テクノソルバ)、村瀬 允弘(TMP)、
宮崎 謙一 (三協製作所)、宗村 和治 (ノバ・エンジニアリング)、
久米 将実 (三菱電機)、
原 憲一 (日本グラファイトファイバー)、松本 隆之 (JXTGエネルギー)

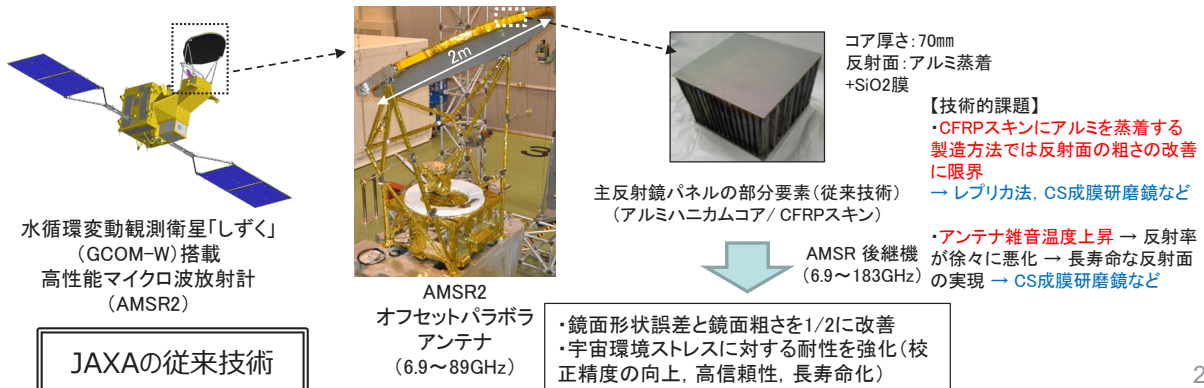


目的/従来技術/ユーザアウトカム

高性能マイクロ波放射計(AMSR)の後継機に従来(89GHz)より高周波な観測バンドを追加する検討が進んでいる。その理由は、テラヘルツ帯の大気窓領域(165GHz, 229GHz, 243GHz帯)における輝度温度の固体降水強度に対する感度が89GHzより高く、水蒸気の吸収帯(183GHz)の輝度温度が水蒸気の吸収帯の端であるほど固体降水粒子に対して感度が良いため、水蒸気の鉛直分布を観測する183GHz帯のサウンドと合わせて追加することなども検討されている。

AMSRにテラヘルツ帯の観測バンドを追加するためには、**アンテナ反射鏡の形状誤差と表面粗さを現状より1/2以下に抑制する必要がある**。しかしながら、従来用いられている反射面の製造手法(CFRPのスキンにアルミを蒸着)では、蒸着面に繊維の凹凸の転写が生じるため、表面粗さを改善することが難しい。加えて、AMSR2ではアンテナ鏡面の反射率が序々に低下(アンテナ雑音温度の上昇)していると疑われる事象も報告されている。

そこで本研究は**CFRP製軽量高精度ソリッド鏡の長寿命化と~2THzに対応するオールCFRP製ソリッド鏡の技術成熟度(TRL)を4以上にすることが狙い**であり、獲得された技術成果はテラヘルツ帯を観測する将来の地球観測衛星の放射計やサウンド等に還元するものである。

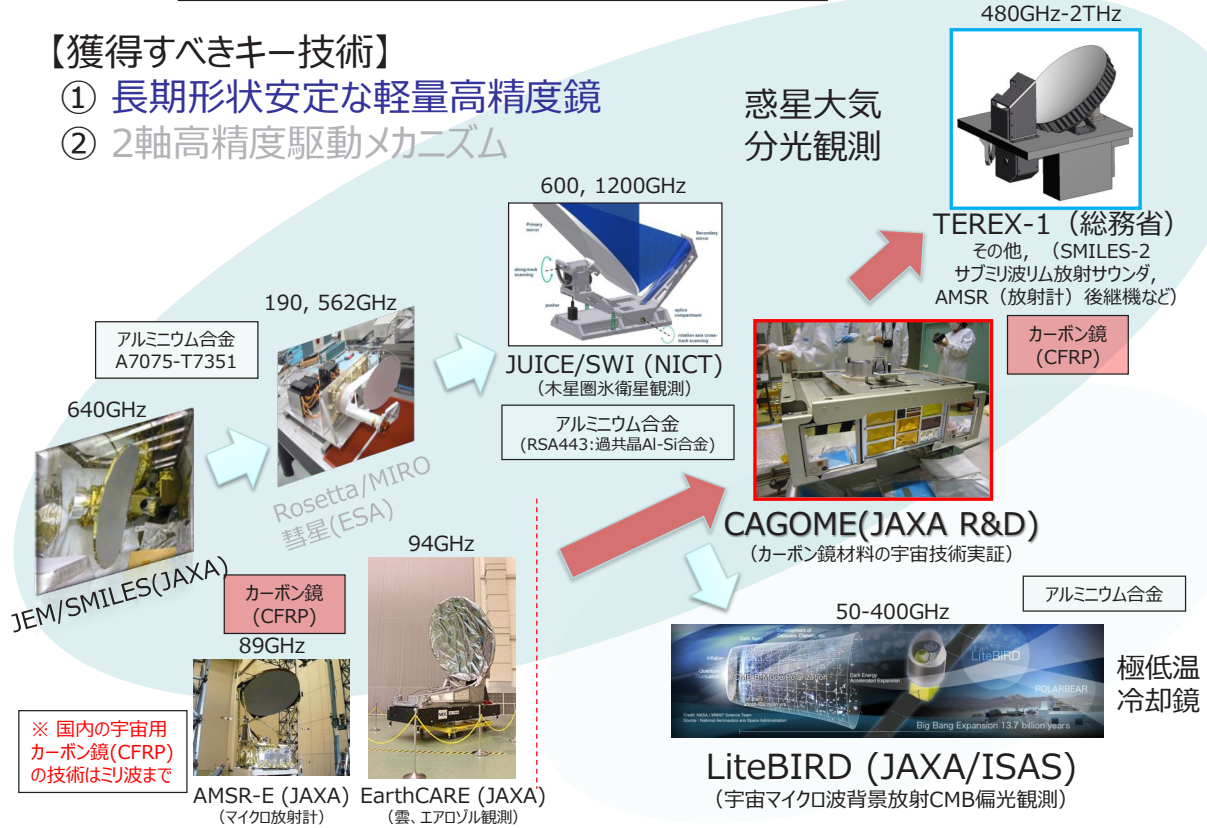




ミリ波・テラヘルツ波衛星ミッション

【獲得すべきキー技術】

- ① 長期形状安定な軽量高精度鏡
- ② 2軸高精度駆動メカニズム



※ 国内の宇宙用カーボン鏡(CFRP)の技術はミリ波まで



CAGOME実験の概要

ゼロ熱膨張設計を行ったオールCFRPハニカムサンドイッチパネルを主構造とした新しいアルミニウム反射鏡面を持つ軽量高精度鏡(鏡面精度: $5 \mu m$ r.m.s以下)を部分的に製作し、軌道上の「きぼう」船外簡易取付機構(ExHAM)に取付け、長期間宇宙空間に実験試料を曝露させた後に、地上に回収して分析することにより、地上試験では模擬できない、熱、紫外線、放射線、原子状酸素など複合的な宇宙環境劣化要因による鏡面、材料、リフレクタ構造の耐性確認と長期間の経年劣化を定量的に得ることが本研究の目的である。

地上におけるストレス試験の結果と回収した実験試料を詳細に比較・分析と追加した地上研究(さらなる高精度化と試作試験)により、オールCFRP製軽量高精度鏡の長期信頼性と寸法安定性を実証し、高性能放射計(AMSR3以降の後継機)等に計画される100GHz以上(テラヘルツ帯への拡張)のラジオメータ開発に製造技術等を還元させることが研究の狙いである。

→ 2THzまで対応できる口径1m以下のソリッド主鏡
(3年間実施、本年度は最終年度)



実験試料は平成27年8月に「こうのとりのり5号機(HTV5)により無事「きぼう」に輸送に成功した。平成27年11月に油井宇宙飛行士により「きぼう」船内においてExHAMに実験試料が取り付けられ、2年以上の長期宇宙曝露実験を実施(上図:実験試料, 下図:ExHAMで実験中の姿)。



CAGOME実験試料の構成 (1/3)

【反射面表面】: SiO₂層によるコート

【反射鏡面の種類】: 1) エポキシ樹脂のフラット面にアルミを蒸着、
2) アルミのプラズマ溶射して切削、3) インバーの接着して切削、4) 従来技術と材料曝露

【ゲルコート】: エポキシ樹脂

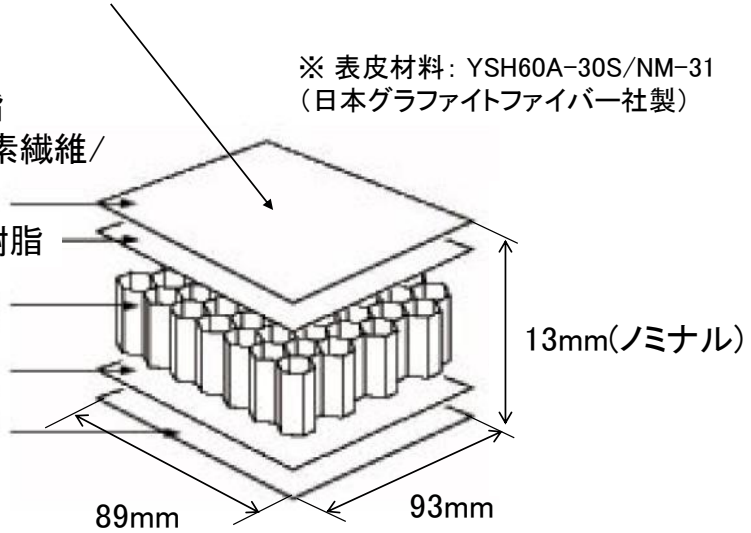
【表皮】: ピッチ系高弾性炭素繊維/
シアネートエステル樹脂

【シート接着材】: エポキシ樹脂

【コア】カーボンハニカム
(ピッチ系高弾性炭素繊維)

シート接着材

カーボン表皮(表と同じ)



※ コア材料: Ultracor UCF / NGF T700S-12K/NM-31
(Ultracor Inc.社製 / 日本グラファイトファイバー社製)

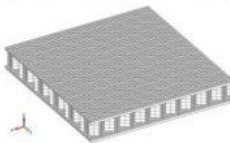
5



CAGOME実験試料の構成 (2/3)

【蒸着鏡面タイプ】

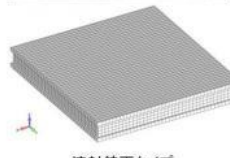
部位	設計結果	備考
反射面	構成: ゲルコート層(レプリカ面)の上にアルミニウムを蒸着(厚さ: 2μm以下) 保護膜: SiO ₂ コート(厚さ: 0.08μm)	
ゲルコート層	厚さ: 0.2mm 以下 材料: エポキシ樹脂(三菱化学社製 JER 828/ハードナー H955)	
表皮	材料: YSH60A-30S/NM-31 積層: [0/45/-45/90/90/-45/45/0]×2, 16ply 厚さ: 1.44mm	裏表対称
接着層	フィルム状接着剤 (3M社製AF183-2K) 厚さ: 0.2mm 以下	表皮とコアの接着
コア	カーボンハニカムコア (Ultracor社 UCF-128-3/8-2.0) 材料: YSH60A, 45度, 1ply, 45度 セルサイズ: 3/8 コア高さ: 10mm	
パネル厚さ	13mm(ノミナル)+レプリカ層+蒸着層	
質量特性	54g	



蒸着鏡面タイプ
(上: 外観, 下: 構造)

【溶射鏡面タイプ】

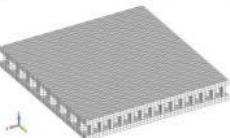
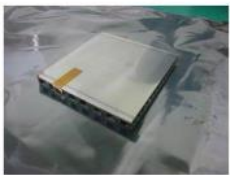
部位	設計結果	備考
反射面	構成: アルミニウムのプラズマ溶射厚さ: 100μm 保護膜: SiO ₂ コート(厚さ: 0.08μm)	
表皮	材料: YSH60A-30S/NM-31 積層: [0/45/-45/90/90/-45/45/0]×3, 24ply 厚さ: 2.16mm	裏表対称
接着層	フィルム状接着剤 (Cytec社 FM30U) 厚さ: 0.2mm 以下	表皮とコアの接着
コア	175×182mmの角パイプを集成, コア 高さ: 7.5mm 積層: [0/90/0], 3ply, 0.3mm 材料: 0度 YSH60A-30S, 90度 T700S-12K	
パネル厚さ	13mm 以下	
質量特性	84g	



溶射鏡面タイプ
(上: 外観, 下: 構造)

【接着鏡面タイプ】

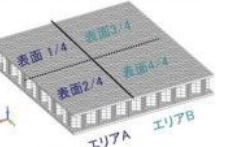
部位	設計結果	備考
反射面	構成: インバー接着(厚さ: 0.4mm) 保護膜: SiO ₂ コート(厚さ: 0.08μm)	Inver 36
表皮	材料: YSH60A-30S/NM-31 積層: [0/45/-45/90/90/-45/45/0]×2, 16ply 厚さ: 1.44mm	裏表対称
接着層	フィルム状接着剤 (Cytec社 MFA110-5) 厚さ: 0.2mm 以下	表皮とコアの接着
コア	カーボンハニカムコア (Ultracor社 UCF-225F-3/8-2.0) 材料: YSH60A, 45度, 1ply セルサイズ: 1/4 コア高さ: 8.03mm	
パネル厚さ	13mm 以下	
質量特性	1085g	



接着鏡面タイプ
(上: 外観, 下: 構造)

【蒸着鏡面分割タイプ】

部位	設計結果	備考
パネル	蒸着鏡面タイプと同一のハニカムサンドイッチパネルを表面処理が異なる4領域に分割(材料構成としては分割)	
表面1/4 (エリアA)	表面: 処理済レプリカコート層無し	蒸着鏡面タイプ
表面2/4 (エリアB)	表面: ゲルコート層(レプリカ) 厚さ: 200μm	蒸着鏡面タイプ
表面3/4 (エリアC)	表面: 表皮にアルミ蒸着 蒸着厚さ: 2~3μm 以下	AMSRC アンテナ標識
表面4/4 (エリアD)	表面: 表皮にアルミ蒸着(SiO ₂ コートあり) コート厚さ: 1~2μm	AMSRC アンテナ標識
パネル厚さ	12mm(ノミナル)+レプリカ層+蒸着層	
質量特性	463g	

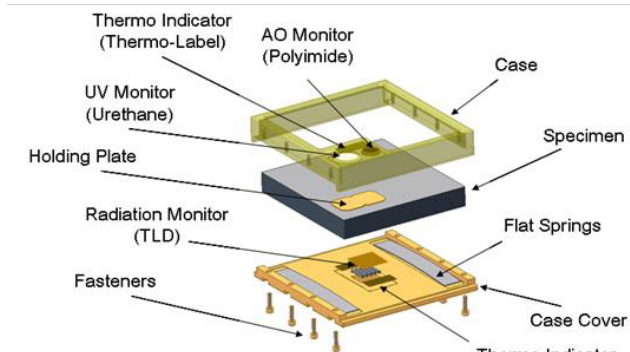


蒸着鏡面分割タイプ
(上: 外観, 下: 構造)

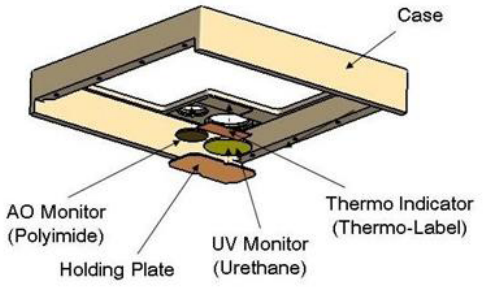
6



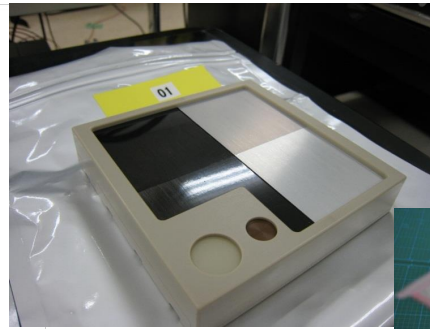
CAGOME実験試料の構成 (3/3)



実験試料の分解図(全体)



実験試料の分解図(カバーの裏)



実験試料の外観(蒸着鏡面分割タイプ)と BioPADLES

曝露実験中に試料が受けるトータルトータル吸収線量の測定精度と予測精度を向上させるために、ISSで使用実績があるBioPADLESを試料のコンテナに貼り付けることにした。



輸送梱包状態 (引き渡し: 2015年7月10日)

7



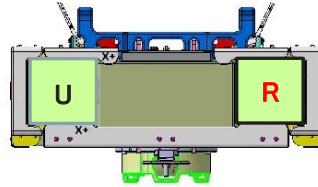
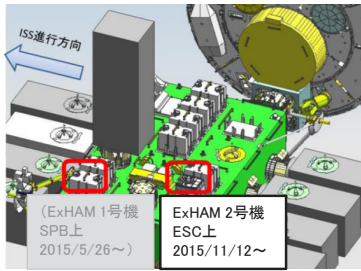
CAGOME実験の実施



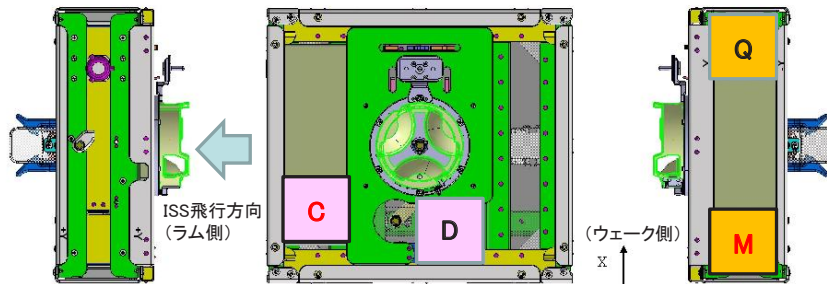
ExHAMに取り付けられ船外宇宙曝露実験を開始したCAGOME実験試料
 (2015年11月11日 実験開始 ~ 2017年3月10日 1回目試料回収 → 485日)
 (2017年4月13日 実験開始 ~ 2018年5月15日 2回目試料回収 → 397日)

8

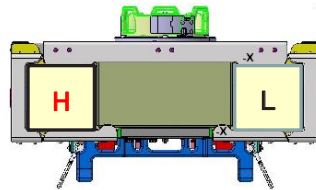
JAXA ExHAMの位置とCAGOME実験試料の取付位置



ExHAM搭載位置	試料タイプ	備考
C	溶射鏡面タイプ	回収
D	溶射鏡面タイプ	曝露2年目
H	接着鏡面タイプ	回収
L	接着鏡面タイプ	曝露2年目
M	蒸着鏡面分割タイプ	回収
Q	蒸着鏡面分割タイプ	曝露2年目
R	蒸着鏡面タイプ	回収
U	蒸着鏡面タイプ	曝露2年目



※ ExHAM2号機は+Y方向がISSのラム側(飛行方向)になるように取付られる



【CAGOME実験】 1回目宇宙曝露試料の回収 ~2回目宇宙曝露試料の回収



2017/3/13 19:00 ExHAMから実験試料を取り外す(軌道上)

2017/3/19 6:11 ドラゴン補給船運用10号機 ISS 離脱

2017/4/28 16:00 1回目 回収した実験試料の開封(JAXA 筑波)

2017/4/13 16:50 2年目の宇宙曝露実験開始(軌道上)

2018/5/16 23:00 ExHAMから実験試料を取り外す(軌道上)

2018/8/5 7:32 ドラゴン補給船カプセル 着水

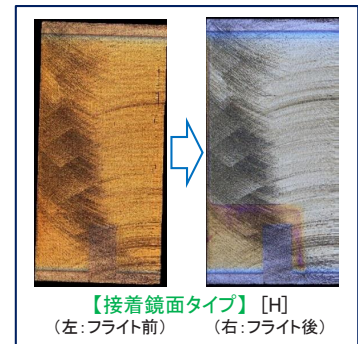
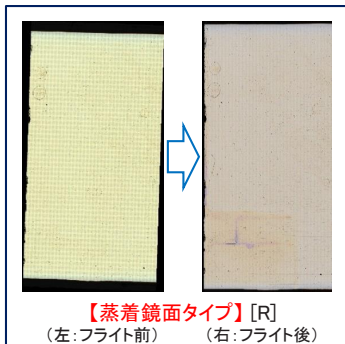
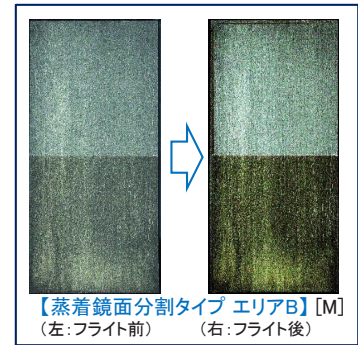
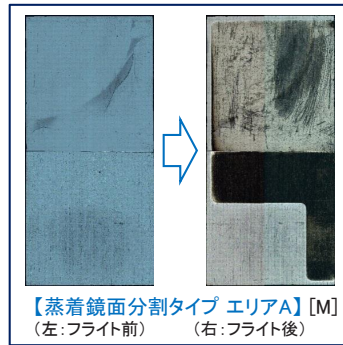
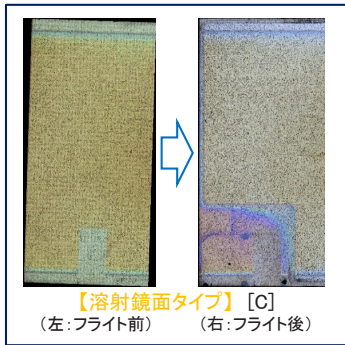
2018/8/5 1:18 ドラゴン補給船運用15号機 ISS 離脱

2018/9/19 11:30 2回目 回収した実験試料の開封(JAXA 筑波)

2017/3/19 11:47 ドラゴン補給船カプセル 着水



回収試料（1回目）の様子（反射面）



11



回収試料（1回目）の宇宙環境モニタの解析状況 (最高到達温度、AO、UV)



最高到達温度モニタ（鏡面側）の様子



最高到達温度モニタ（ExHAM側）の様子

取付位置 (試料種)	最高到達温度 [°C] (鏡面側)	最高到達温度 [°C] (ExHAM側)
R (蒸着鏡面)	80	40
C (溶射鏡面)	90	50
H (接着鏡面)	95 以上	60
M (分割鏡面)	90	60

取付位置 (試料種)	原子状酸素 [atoms/cm ²]	紫外線 [ESD]
R (蒸着鏡面)	1.93 × 10 ²⁰	10
C (溶射鏡面)	2.03 × 10 ²⁰	40
H (接着鏡面)	2.06 × 10 ²⁰	35
M (分割鏡面)	2.32 × 10 ²⁰	20



原子状酸素、紫外線ドーズモニタの様子

12



回収試料（1回目）の検査（宇宙環境モニタの解析状況）

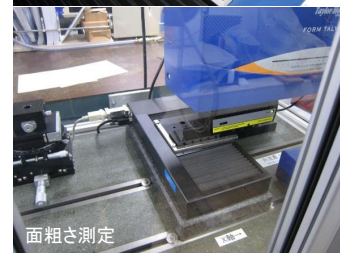
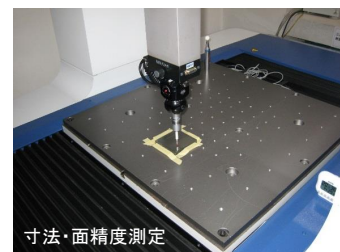
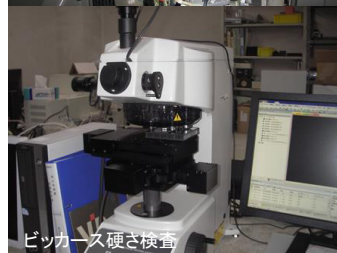
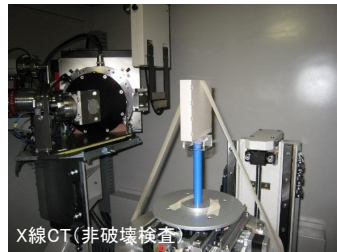
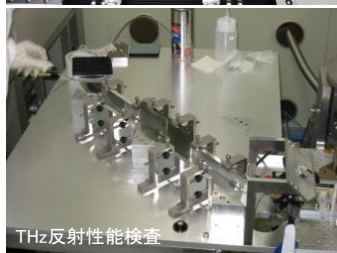
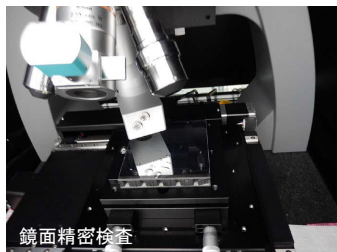
No	モニタ項目	算出方法	進捗	解析結果	備考
1	原子状酸素 ドーズモニタ	ベスペル(ポリイミド樹脂)の 質量変化から原子状酸素の ドーズを算出する	解析済	1.93~2.32 × 10 ²⁰ [atoms/cm ²] (取付位置Mが最大を記録) (取付位置Rが最小を記録)	0.7~0.8[mg]減少
2	紫外線 ドーズモニタ	ポリウレタンフィルムの太陽 光吸収率の変化 Δαsと紫外 線照射量対太陽光吸収率の 地上較正データから紫外線 ドーズを算出する	解析済	10~40 [ESD] (取付位置Cが最大を記録) (取付位置Rが最小を記録)	精度: +/- ~10%
3	最高到達温度 モニタ	不可逆性を持つ温度シール の変色により試料の最高到 達温度を算出する	解析済	80°C~95°C以上 (取付位置Hが最高温度を記録) (取付位置Rが最低温度を記録)	サーモラベル 精度: +/- 2°C
4	放射線 ドーズモニタ	試料中に5セル搭載したTLD MSO-Sを取り出し、TLDリー ダーにより熱蛍光線量測定を 行って吸収線量を算出する	解析中	483~360 [mSv] (TBD) フェーディング 補正検討中 (取付位置Mが最大を記録) (取付位置Cが最小を記録)	低LET領域 (<10[keV/μm])の 吸収線量を測定, フェーディング補正 検討中
5	BioPADLES	宇宙曝露期間中の与圧部と 地上における放射線ドーズを 算出する(485日)	解析済	164 ± 14.3 [mSv]	地上: 1.93 +/- 0.1[mSv]

13



回収試料（1回目）の検査

- ✓ Dragon CRS-10により軌道上から回収(1回目)された軽量高精度鏡フ
ライト品(実験試料)の検査・分析と宇宙環境モニタの読取を実施した。
検査・分析方法は飛行前のベースライン検査(寸法, 面精度, 面粗度,
X線CT探傷, 顕微鏡撮影, 硬さ), 性能検査(テラヘルツ波反射率測定),
レーザ干渉計による表面精度・表面粗さの精密検査と同じである。



14



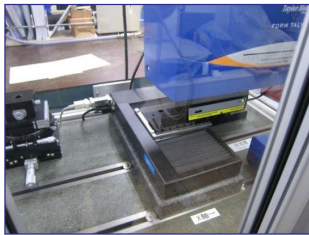
1回目回収試料の検査（検査の進捗状況）

No	検査項目	検査内容	進捗	検査結果	備考
1	目視検査	実験試料に傷、異物、破損等大きな異常が無いかを目視にて確認する	検査済	破損等無し	試料ケース(PEEK材)が紫外線で茶色に変色
2	寸法検査	実験試料の外形寸法を精密に測定する	検査済	外寸増減: 20 μm以下	測定精度 2.4 μm以下
3	質量検査	実験試料の質量変化を精密に測定する	検査済	質量減少: 最大 0.16g (溶射タイプ)	測定分解能 0.1mg
4	面粗度検査	反射鏡面の粗さ変化を測定する	検査済	SiO ₂ 膜あり: 0.02 μm rms 劣化 SiO ₂ 膜無し: 0.04 μm rms 劣化	測定分解能 0.2nm
5	面精度検査	反射鏡面の面精度と平面度の変化を測定する	検査済	最大 1 μm r.m.s 劣化 (溶射タイプ)	精度 2.4 μm以下
6	顕微鏡撮影	反射鏡面の状態を顕微鏡で全面撮影し、マイクロクラック等の数、大きさの変化を測定する	検査済	— (クラック、傷の統計処理中)	反射面 70 倍撮影
7	硬さ測定	CFRP表皮の硬さの変化を調べる	検査済	-8% ~ +28% の硬度変化を確認	ピッカース硬さ HV0.05, HV0.3
8	X線CT探傷	ハニカムパネル内部構造の変化を調べる	検査済	内部破損無し	マイクロX線CT
9	THz反射率測定	電磁波の反射率の変化を測定する	検査済	最大0.3%の反射性能の劣化を確認 (溶射タイプ)	測定周波数 640GHz
10	鏡面の精密検査	レーザ干渉計顕微鏡で鏡面の微細な立体構造を撮影する	検査済	RMS値の傾向は変化無し、分割と溶射タイプのPV値は増加	3次元光学プロファイラー Zygo社製 NewView7300

15

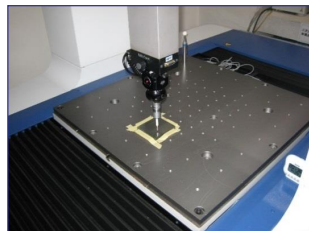


回収試料（1回目）の解析状況 （反射面の粗さと形状精度、保護膜）



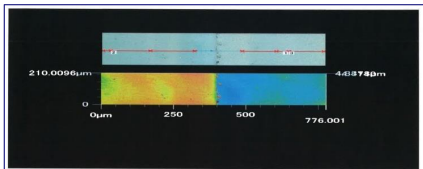
面粗さ測定の様子

取付位置 (試料種)	鏡面粗度 Rq [μm rms] (飛行前)	鏡面粗度 Rq [μm rms] (飛行後)
R (蒸着鏡面)	0.01	0.02
C (溶射鏡面)	0.51	0.29
H (接着鏡面)	0.07	0.07
M (分割鏡面)	0.19	0.21



形状測定の様子

取付位置 (試料種)	鏡面精度 [μm rms] (飛行前)	鏡面精度 [μm rms] (飛行後)
R (蒸着鏡面)	2.63	1.08
C (溶射鏡面)	0.95	1.91
H (接着鏡面)	6.47	7.13
M (分割鏡面)	0.69	0.67



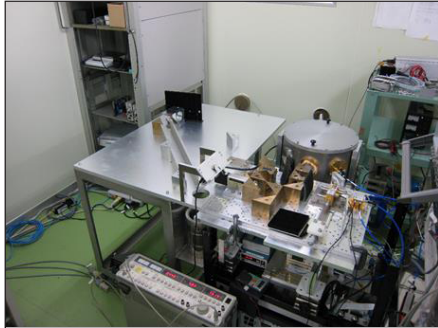
SiO₂膜厚の算出例

取付位置 (試料種)	SiO ₂ 膜厚の減少 [μm]	レプリカ層厚の減少 [μm]
R (蒸着鏡面)	0.012	—
C (溶射鏡面)	0.049	—
H (接着鏡面)	< 0.13	—
M (分割鏡面)	< 0.8	2.0

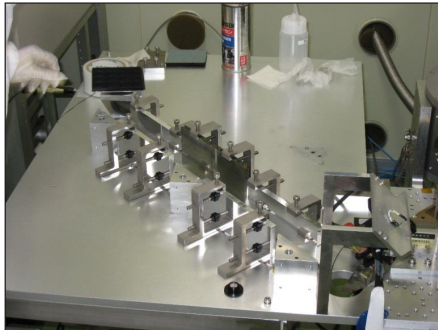
16



回収試料（1回目）の解析状況（THz反射率）



テラヘルツ波反射損失測定装置@JAXA (特開2012-78249)



テラヘルツ波反射率測定 (640GHz)
@JAXA TKSC

アルミ蒸着鏡面タイプのテラヘルツ波反射損測定結果（飛行前後）

試料ID	偏波	反射損 [%]	備考
Ev5, Ev4	perpendicular	0.283±0.085	FM : 005
Ev5, Ev4	parallel	0.536±0.063	(打上げ前)
Ev5, Ev4	perpendicular	0.365±0.148	FM : 005 ※1
Ev5, Ev4	parallel	0.364±0.143	(宇宙曝露後)



アルミ溶射鏡面タイプのテラヘルツ波反射損測定結果（飛行前後）

試料ID	偏波	反射損 [%]	備考
Sp7, Sp6	perpendicular	0.821±0.085	FM : 007
Sp7, Sp6	parallel	1.799±0.114	(打上げ前)
Sp7, Sp6	perpendicular	1.113±0.130	FM : 007
Sp7, Sp6	parallel	2.099±0.172	(宇宙曝露後)



インバー接着鏡面タイプのテラヘルツ波反射損測定結果（飛行前後）

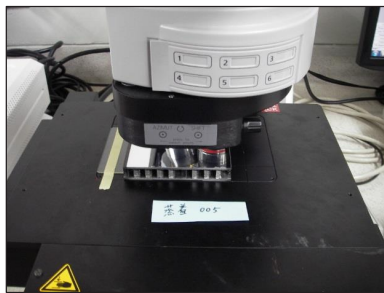
試料ID	偏波	反射損 [%]	備考
In7, In5	perpendicular	1.122±0.091	FM : 007
In7, In5	parallel	2.013±0.082	(打上げ前)
In7, In5	perpendicular	1.091±0.188	FM : 007
In7, In5	parallel	2.144±0.151	(宇宙曝露後)



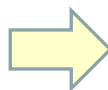
※1 熱サイクルストレスの影響で蒸着鏡の反射損と偏波の関係が平板に対する平面波の反射率の理論値と合わなくなる傾向は地上対照試験と矛盾しない



回収試料（1回目）の解析状況 (顕微鏡撮影画像による反射面の傷、クラック解析法)

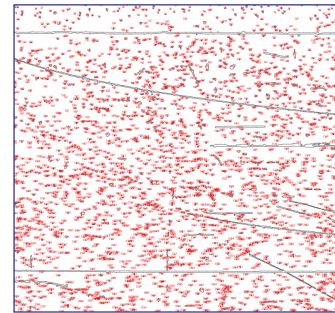


金属顕微鏡による鏡面撮影の様子

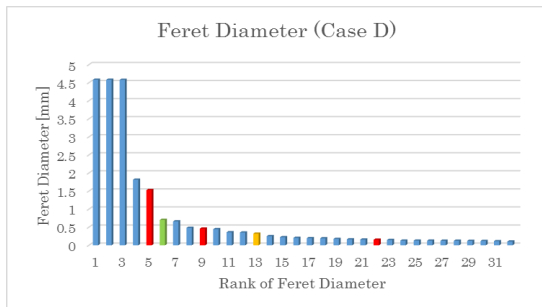


・アメリカ国立衛生研究所 (NIH)が開発した画像解析ソフトウェア ImageJ を使用

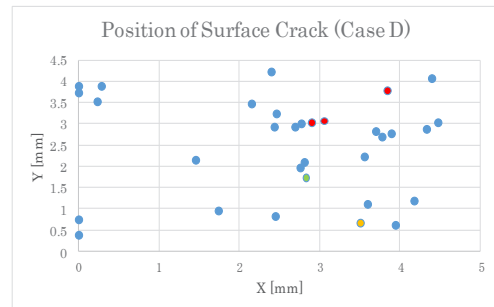
・手法: 1) 画像の二値化, 2) バンドパスフィルタ, 3) 寸法の設定, 4) 閾値の設定 (最大エントロピー法), 5) 粒子解析



二値化後の粒子解析結果 (赤色は自動抽出された Feret)



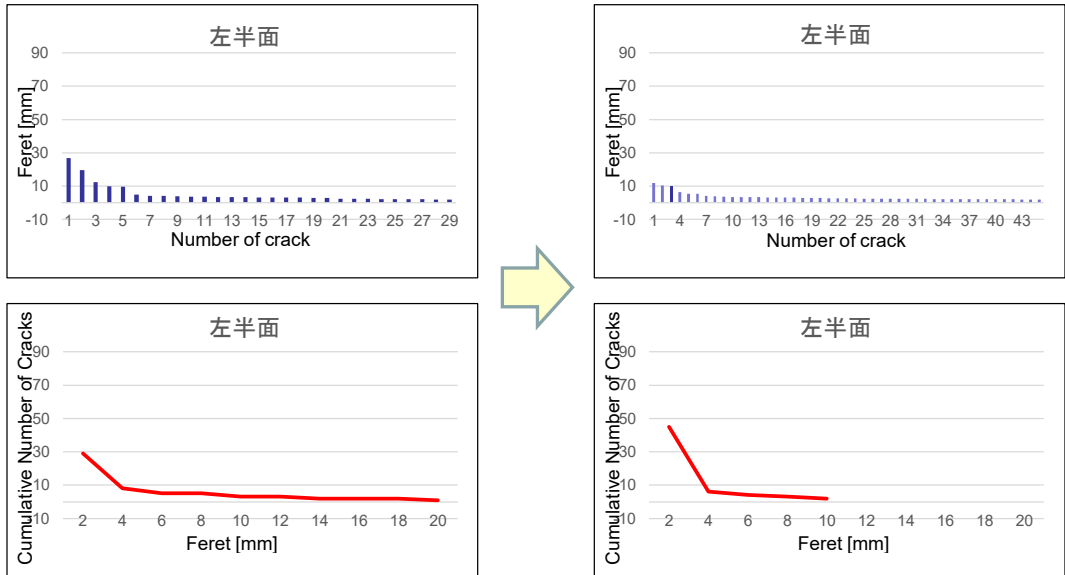
抽出された鏡面の傷、クラックの大きさの例(蒸着鏡)



抽出された鏡面の傷、クラックの位置の例(蒸着鏡)



回収試料（1回目）の解析状況 （顕微鏡撮影画像による反射面の傷、クラック解析法） - 飛行前後での比較（蒸着鏡面タイプ） -

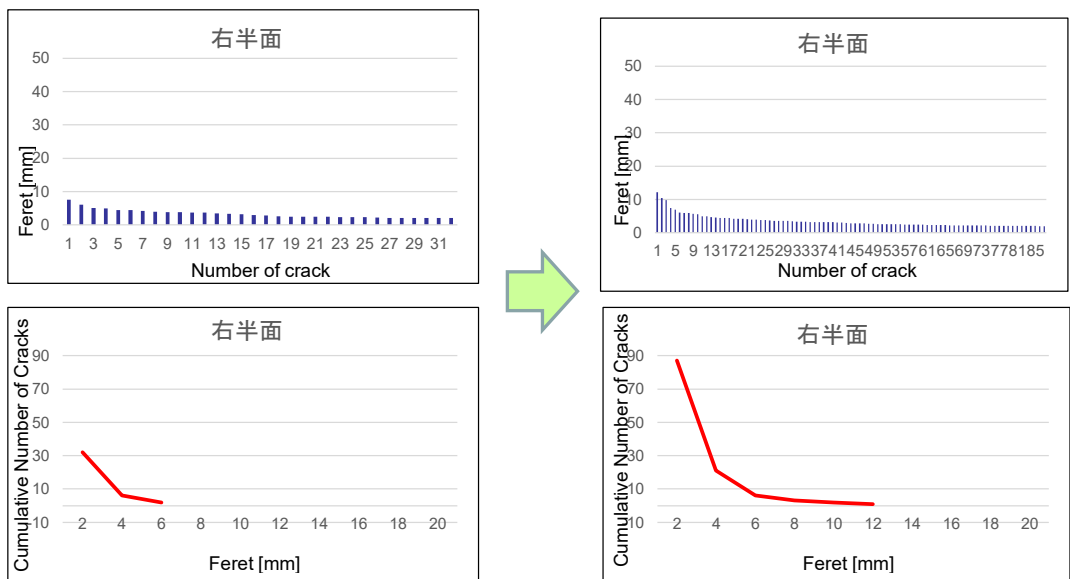


飛行前
（上図：傷，クラックの粒子径と個数）
（下図：傷，クラックの累積分布）

飛行後
（上図：傷，クラックの粒子径と個数）
（下図：傷，クラックの累積分布）



地上対照試験の解析状況 （顕微鏡撮影画像による反射面の傷、クラック解析法） - ストレス試験前後での比較（蒸着鏡面タイプ） -



ストレス試験前
（上図：傷，クラックの粒子径と個数）
（下図：傷，クラックの累積分布）

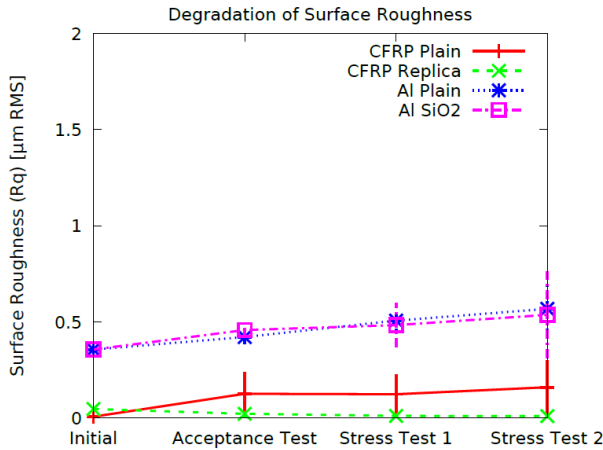
ストレス試験後
（上図：傷，クラックの粒子径と個数）
（下図：傷，クラックの累積分布）



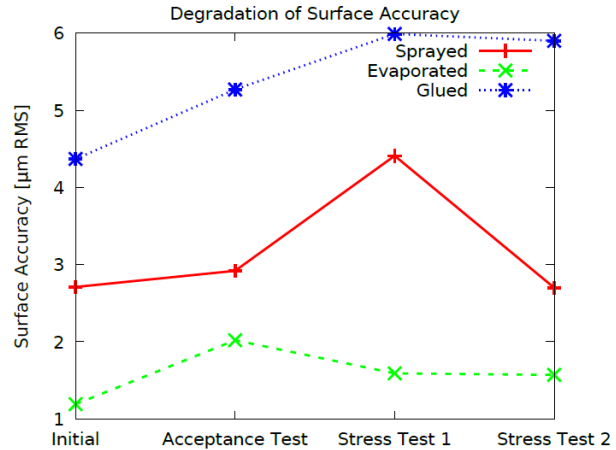
地上対照試験の結果

フライト品と同じ地上保管品を用いたストレス試験(2年間の宇宙環境相当;地上対照試験)と試験後の検査を2017年度に完了した。

ストレス試験の前後で質量, 寸法, 形状精度, 面粗さ, 樹脂の硬さ, 鏡面の顕微鏡撮影, テラヘルツ反射性能を測定し劣化傾向(鏡面精度と粗度が最大約20%変化)を確認した。しかし, テラヘルツ波の反射性能の変化はほとんど無く0.2%以下であった。蒸着鏡は偏波による反射率差に変化が確認されており, アルミ蒸着層に生じたクラックの影響によると判断した。



ストレス試験による鏡面粗度の劣化

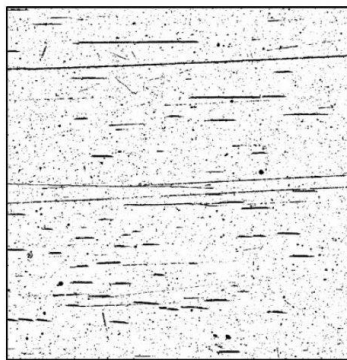


ストレス試験による鏡面形状の劣化



地上対照試験 (THz反射率)

アルミ蒸着鏡面タイプのテラヘルツ波反射損測定(地上対照試験)



蒸着鏡面タイプに生じたクラックの例(太線)

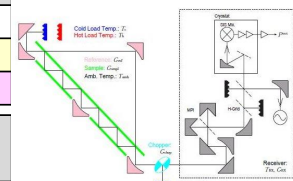
- ・直線偏波が平面で反射する場合, TE波(Parallel)の反射損はTM波(Perpendicular)より小さい(理論)
- ・熱サイクルストレスにより2015年度以降は偏波による反射損失の差が逆転し, フライト品の飛行後と同じ傾向になる。
- ・試料を90度回転させた状態で反射率を測定したところ, クラックの方向と偏波の方向を一致させると, 反射損失が小さくなることを確認 → クラック増の影響



※蒸着鏡面タイプに直線状の傷を追加

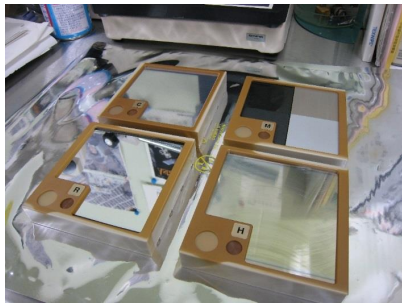
測定時期	反射損失 [%] (Pol: Perpendicular)	反射損失 [%] (Pol: Parallel)	備考
2014	0.344 ± 0.138	0.609 ± 0.090	製造後(AT試験)
2015	0.780 ± 0.158	0.376 ± 0.119	放射線, β角変動熱ストレス
2016	0.685 ± 0.258	0.393 ± 0.133	α角変動熱ストレス

測定時期	反射損失 [%] (Pol: Perpendicular)	反射損失 [%] (Pol: Parallel)	備考
2016(90度)	0.251 ± 0.175	0.794 ± 0.254	試料90度回転
2017	2.772 ± 0.299	0.518 ± 0.375	※直線状の傷を付加
2017(90度)	0.758 ± 0.527	4.661 ± 0.406	試料90度回転 ※直線状の傷を付加

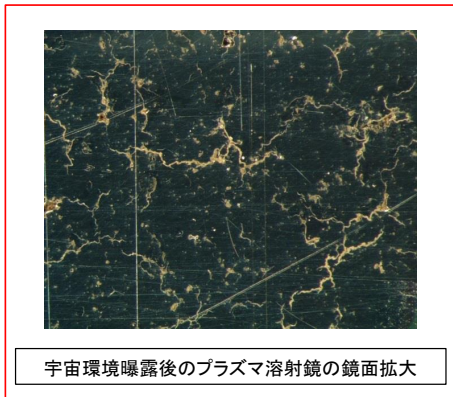
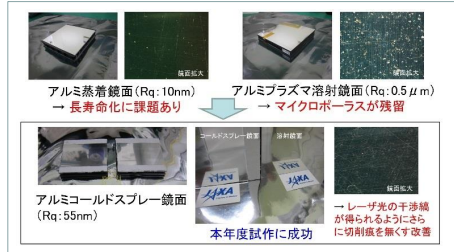


反射率測定系

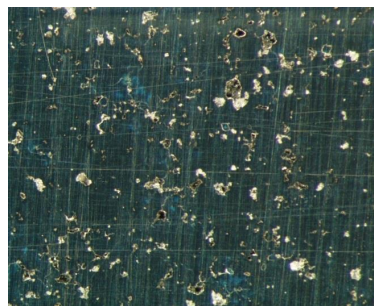
飛行後の プラズマ溶射鏡面の変化



2017/6/6 14:00
サンプルホルダを分解して実験試料を取り外し、
反射鏡面を顕微鏡撮影した



飛行後



地上保管

・マイクロポーラスの間を繋ぐ様に多くのヒビが生じている(全面)そのため、肉眼では鏡面が曇った様に変化した
(地上対照試験では溶射タイプのミラーのAO照射や紫外線照射を省略していたため、同一事象は未確認)
・溶射されたアルミが黄色に変色
・最高温度: 表90°C, 裏50°C
・他の試料は地上対照試験と肉眼では大差なし

→ 原因を明らかにするためにプラズマ溶射鏡(とコールドスプレー鏡)のAO照射や紫外線照射試験を実施中。



まとめ

- ✓ 国際宇宙ステーション日本実験棟「きぼう」の船外にて、ExHAMを使った軽量かつ高精度なCFRP鏡の長期宇宙曝露実験(CAGOME)を実施した。宇宙環境曝露期間485日と882日の試料を計画通り2回に分けて地上回収することに成功し、現在、2回目の回収試料の検査を実施している。1回目の回収試料に対して飛行前と同じ検査を実施した結果、目標としていた仕様を逸脱するような劣化は見られなかった。
- ✓ 飛行後の溶射タイプ試料の反射鏡面に特徴的な劣化(アルミ層の微細なひび割れ)が確認された。何らかの力学的な要因が寄与した可能性があるため、実施を省略していた地上対照試験での原子状酸素照射や紫外線照射を実施してその原因を調査中である。
- ✓ 冷却時に発生した蒸着鏡面タイプのアルミ蒸着層の長いクラック(表皮最外層繊維方向)については、予想通り、飛行後や宇宙環境曝露後にクラックの伸展は見られなかった。熱サイクルストレスにより蒸着鏡面タイプのアルミ蒸着層に生じた同じく方向性がある小さなクラックの発生は地上対照試験でも確認され、それらの影響による反射率の変化(反射損と偏波の関係が平板に対する反射率の理論値と合わなくなる傾向)も確認された。

陽子線照射フッ素系絶縁材料の分子構造解析

千葉 潮*, 榎 海星, 三宅 弘晃, 田中 康寛 (東京都市大学)

Molecular structure analysis in fluorine-based insulating material irradiated by a proton

Ushio CHIBA, Enoki KAISEI, Hiroaki MIYAKE and Yasuhiro TANAKA (Tokyo City University)

1. はじめに

人工衛星などの宇宙機は、宇宙空間の激しい温度変動から機内の温度を一定に保つために、ポリイミド (Polyimide : PI) フィルムを複数積層した Multi Layer Insulator (MLI) や太陽光反射材である Optical Solar Reflector (OSR)が使用されている。これらの絶縁材料は宇宙空間において、電子や陽子などの高エネルギー荷電粒子線に曝されることにより帯電・放電現象が発生し、衛星の運用異常を引き起こす。衛星運用異常の要因の過半数以上が帯電・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 や OSR などに使用される絶縁材料等の絶縁特性評価が重要となる⁽¹⁾。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る。

電子線照射によって生じる内部帯電計測に関する研究は多く報告がされているが、プロトン照射絶縁材料の電荷蓄積特性に関する研究は、当研究グループを除き実施されていない⁽²⁻⁵⁾。そこで本研究では、パルス静電応力(Pulsed Electroacoustic : PEA)法を用い陽子線照射した材料の絶縁特性の評価を行ってきた。

本報告では、OSR やワイヤーハーネス等で用いられる ETFE(ethylene-tetrafluoroethylene) および FEP(fluorinated ethylene-propylene copolymer)における陽子線照射後の空間電荷分布計測、及び照射試料における直流荷電による絶縁特性の評価を行った。また、陽子線照射後の材料の構造変化等も検討する為、SEM による表面解析、FT-IR 測定、X線光電子分光(X-ray photoelectron spectroscopy: XPS)測定を実施し、プロトン照射試料における帯電物性と材料構造との関連についても考察を行ったので以下に報告する。

2. パルス静電応力法による空間電荷測定原理

図 1 に PEA 法の原理図を示す。電極で挟んだ試料に時間幅 t_p がナノ秒のパルス電界を印加することにより、電荷蓄積位置において電荷量に比例した静電応力が t_p 秒間作用し、電荷が蓄積している箇所が微小変位する。この微小変位により発生したパルス状圧力波が試料内、接地電極を伝搬し、圧電素子に到達して電圧信号に変換される。信号電伝搬の時間差により電荷分布を、信号強度から電荷量を得る事が出来る。圧電素子から出力される電圧信号はアンプで増幅され、オシロスコープで観測される。この電圧波形を伝達関数除去等の信号処理及び電荷量校正を施すことによって空間電荷分布を得ることができる⁽⁶⁾。

3. 測定試料および実験条件

3.1 照射条件

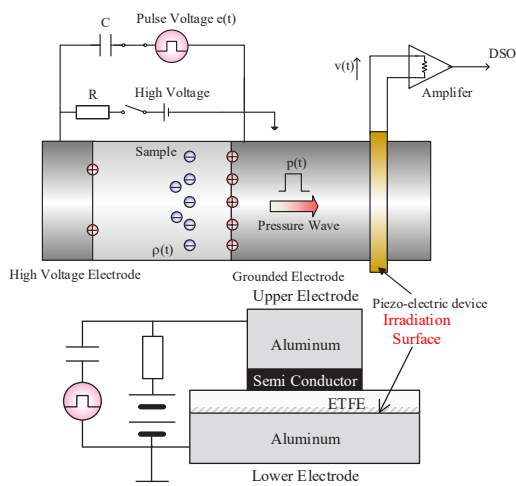


Fig.1 Principle of PEA method

測定試料に照射面側に Al 蒸着を施した厚さ 100 μm の FEP を用いた。陽子線照射には量子科学技術研究開発機構 高崎量子応用研究所所有の 3MV タンデム加速器を利用した。加速エネルギー 2.0 MeV、電流密度 30 nA/cm² の陽子を 30 分間照射し、その際の空間電荷分布を測定した。尚、陽子線照射は 1×10^5 Pa にて実施した。

3.2 陽子線照射試料における空間電荷計測

図 2 に未照射の(A)ETFE および(B)FEP の測定結果を示す。これらの図中、(a)では電荷密度の経時変化をカラーチャートで示しており、(b)には測定開始から 5 秒後(赤)、60 分後(青)における空間電荷分布波形、(c)には(b)で示した電界分布波形を示している。同図(A-a)および(B-a)より明らかのように、未照射の ETFE および FEP では、100 kV/mm の高電界下においても空間電荷の蓄積は観測されていない。また同図(A-b)および(B-b)より、印加された直流電圧による電極誘導電荷のみが観測されている。そのため、同図(A-c)および(B-c)に示されるように、バルク内の電界分布に顕著な変化は観測されなかった。

3.3 陽子線照射 ETFE の測定結果

2.0 MeV の陽子線を照射した ETFE の測定結果を図 3 に示す。同図左から(A)照射から 1 時間経過した試料、(B)照射から 1 年経過した試料での測定結果を示している。同図中、(a)には電荷密度の経時変化、(b)には空間電荷分布波形、(c)には電界分布波形、(d)には電圧印加前の電荷分布波形を示している。

同図(A-a)、陽子線を照射してから 1 時間後の ETFE に直流電圧を印加すると、陰極近傍において正電荷の蓄積

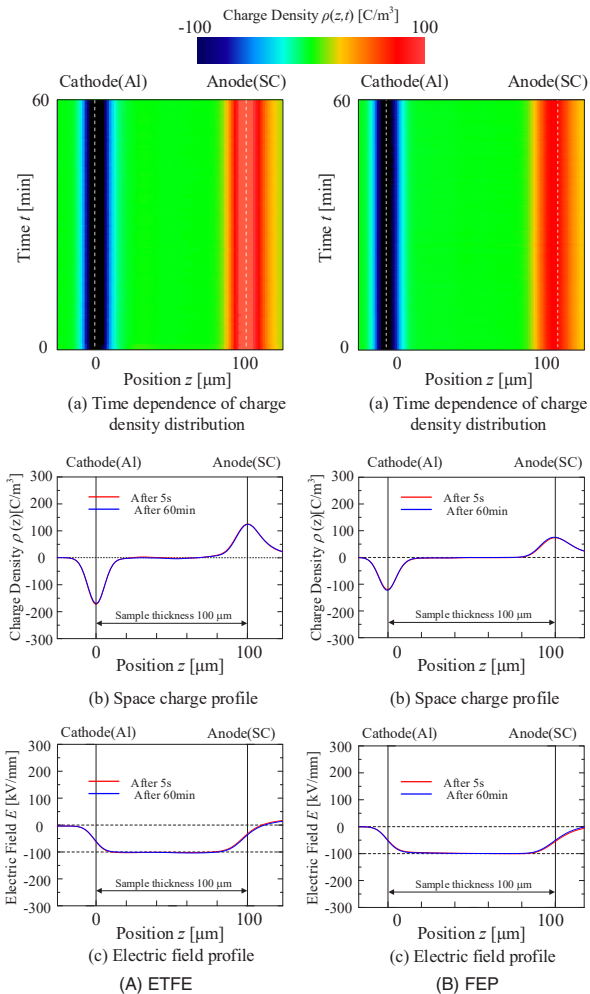


Figure 2. Measurement results of non-irradiated ETFE and FEP under DC stress

が観測された。電圧印加中の経時変化から、電圧印加にともない正電荷の蓄積量が増加し陰極近傍へ正電荷が移動するような挙動が観測された。同図(A-c)より、これらの空間電荷の蓄積によって試料内部の電界も強調されており、約 200 kV/mm まで達している。同図(B-a)より、陽子線照射から 1 年経過した ETFE では、電圧印加直後試料内部に正電荷の蓄積が観測された。電圧印加にともない蓄積電荷は増加し、(A-a)と比較すると、蓄積電荷は陰極近傍へ移動せずその場で蓄積電荷量が「図増加していく挙動を観察することができた。(B-c)より、空間電荷の蓄積によって試料内部の電界も強調されており、約 150 kV/mm まで達している。また、両者において短絡後においても電圧印加中に蓄積した正電荷が残存していることがわかる。

ここで、陽子線照射 ETFE 内部に蓄積した正電荷の発生原因について考える。まず、照射面からプロトンの照射によって蓄積した正電荷は照射領域内部に存在すると考えられる。そこで、同図(A-d)および(B-d)に示されているように、高電圧電圧印加前のパルス電圧のみによる空間電荷分布測定より照射陽子の蓄積量を確認した。同図(A-d)および(B-d)より、照射直後および 1 年後の試料両者においてプロトンによる電荷蓄積は観測されていない。また、経過

時間による電圧印加時の正電荷は陽子線照射によって試料内部の導電率が上昇したため陽極の誘導電荷が試料内部へ注入したので電圧印加時において多量の正電荷の蓄積が観測されたと考えられる。このことから、1 年後の試料においても陽極から電荷の注入が観測されたことから、陽子線照射にともない恒久的な導電率の変化が観測されたと考えられる。また照射 1 時間後の試料において照射 1 年後と蓄積電荷挙動と差異が生じた理由として、照射直後においては照射にともない生成された電子正孔対は正電荷と負電荷が混在している状態なので、空間電荷蓄積は観測されないと考えられる。しかし、照射領域に正孔・電子対が生成されているならば、試料内部に存在する正負電荷量は等量になると考えられるが、本測定結果では負電荷の蓄積はほとんど観測されていない。これは、正孔・電子対の負電荷の多くが電圧印加時に電極に掃引され、正電荷の多くは最大飛程近傍まで移動したことが考えられる。

(4.3) 陽子線照射 FEP の測定結果

ETFE と同様の条件で陽子線を FEP に照射し、陽子線照射後、直流電圧を印加した際の測定結果を図 4 に示す。同図左から(A)照射から 1 時間経過した試料、(B)照射から 1 年経過した試料での実験結果を示す。また、それぞれの表示は図 3 と同様である。

同図(A-a)より、陽子線を照射してから 1 時間後の FEP に直流電圧を印加すると、陰極近傍において正電荷の蓄積が観測された。電圧印加中の経時変化から、電圧印加にともない試料内部中心付近の正電荷が徐々に蓄積量が増加し陰極近傍へ正電荷が移動するような挙動が観測された。同図(A-c)より、これらの空間電荷の蓄積によって試料内部の電界も強調されており、約 200 kV/mm 近くまで達している。同図(B-a)より、陽子線照射から 1 年経過した ETFE では、電圧印加直後から試料内部に多量の正電荷の蓄積が観測され、電圧印加にともない陰極近傍に微量の正電荷の増加が観測された。(A-a)と比較すると、両者で高電圧印加にともなう正電荷の蓄積位置に違いが生じた。(B-c)より、空間電荷の蓄積によって試料内部の電界も強調されており、約 180 kV/mm まで達している。

ここで、陽子線照射 FEP 内部に蓄積した正電荷の発生原因について考える。まず、照射面からプロトンの照射によって蓄積した正電荷は照射領域内部に存在すると考えられる。そこで、同図(A-d)および(B-d)に示されているように、高電圧電圧印加前のパルス電圧のみによる空間電荷分布測定より照射陽子の蓄積量を確認した。同図(A-d)および(B-d)より、照射直後においてプロトンによる電荷蓄積は観測されているのに対し 1 年経過した試料では観測されなかった。また、同図(A-b)および(B-b)より電圧印加時の陽極の誘導電荷が未照射試料大きく減少していることから試料内部へ注入したと考えられる。陽子線照射によって試料内部の導電率が上昇したため電圧印加時において多量の正電荷の蓄積が観測されたと考えられる。このことから、1 年後の試料においても陽極から電荷の注入が観測されているので、陽子線照射にともない恒久的な導電率の変化が観測されたと考えられる。また ETFE の測定結果と同

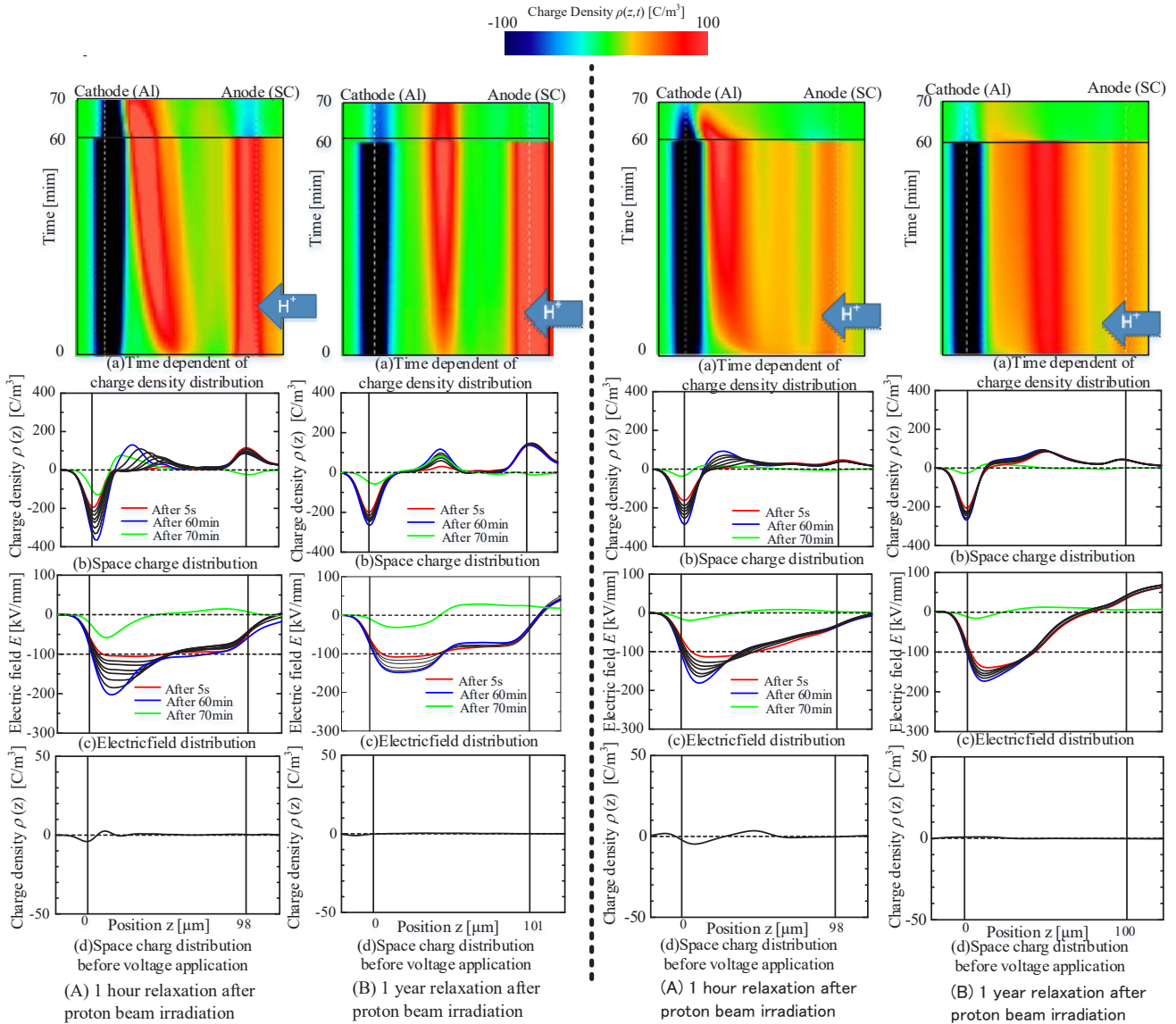


Figure 3. Measurement results of proton beam irradiated ETFE

Figure 4. Measurement results of proton beam irradiated FEP

様に照射 1 時間後の試料において照射 1 年後と蓄積電荷挙動と差異が生じた理由として、照射直後においては照射にともない生成された電子正孔対は正電荷と負電荷が混在している状態なので、空間電荷蓄積は観測されないと考えられる。しかし、照射領域に正孔・電子対が生成されているならば、試料内部に存在する正負電荷量は等量になると考えられるが、本測定結果では負電荷の蓄積はほとんど観測されていない。これは、正孔・電子対の負電荷の多くが電圧印加時に電極に掃引され、正電荷の多くは陰極近傍まで分極し移動したことが考えられる。

4. SEM による陽子線試料の表面構造解析

照射及び陽子線照射 FEP、ETFE を用い、照射試料においては照射終了後大気圧下において 1 日経過した際に試料を用いて測定を行った。照射条件は項目 3. の照射条件と同じ条件で試料を照射した。

図 5 および図 6 に FEP、ETFE における照射試料と未照

射試料の表面変化について示す。同図(a)には未照射試料と照射試料の外観の比較を示す。同図(b)には未照射試料と照射試料の SEM を使用した際の表面結果の比較を示す。

図 5 の(a)の結果から FEP においては陽子線照射によって試料内部にひび割れが生じていることが肉眼で観測された。そこで SEM を用い試料表面をより拡大し観測したところ、同図(b)より、未照射試料では表面に何も観測されなかったのに対し照射試料では無数の傷があることがわかった。このことから、陽子線照射によって FEP では表面が損傷すると考えられる。

図 6 の(a)の結果から ETFE においては陽子線照射によって試料の湾曲や着色が肉眼で観測された。そこで SEM を用い試料表面をより拡大し観測したところ、同図(b)より、未照射試料および照射試料のどちらにおいても表面に損傷等は観測されなかった。このことから、陽子線照射によって両方で損傷傾向に差異が生じた。

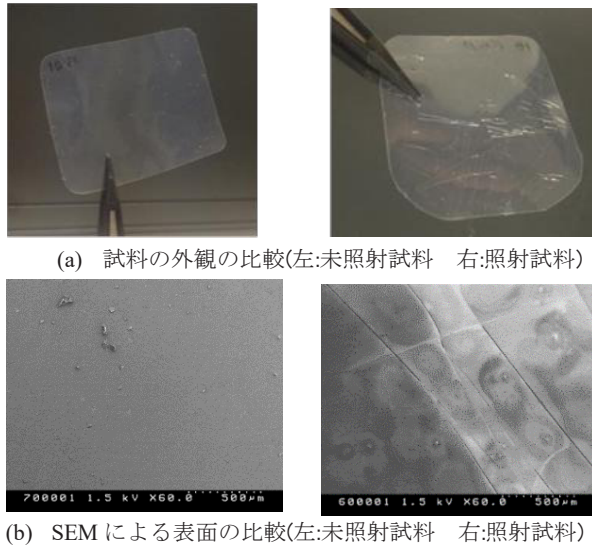


Fig.5 Comparison outside of non-irradiated and proton irradiated film in FEP

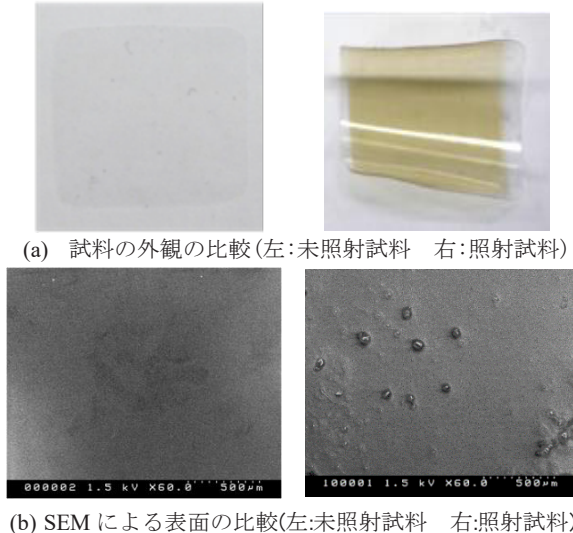


Fig.6 Comparison outside of non-irradiated and proton irradiated film in ETFE

5. FT-IRによる陽子線試料の表面構造解析

陽子線照射による分子構造の変化を調べるためFT-IR測定を未照射及び陽子線照射 FEP、ETFE を用い測定を行った。照射試料においては照射終了後大気圧下において1日経過した際に試料を用いて測定を行った。照射条件は項目3.の照射条件と同じ条件で試料を照射した。

今回の測定方法として全反射法を用いて測定を行った。図7はFEPおよびETFEでのFT-IR測定結果である。図中の黒線は未照射試料、赤線は陽子線(2.0 MeV)照射試料の測定結果を示している。

FEPでは未照射試料と照射試料の両者で主に1200~1300 cm^{-1} にて大きな吸収スペクトルが存在し、この位置のピークに両者での違いは観測できなかった。この吸収スペクトルはC-F結合だと考えられる。また、陽子線照射試料と未照射試料を比較すると陽子線照射試料では2960 cm^{-1} 、980 cm^{-1} 、797 cm^{-1} にて新たなスペクトルの生成が生じ、900~1100 cm^{-1} にてC-O-CやC-Cの伸縮運動、800 cm^{-1} あたりにSiの吸収帯が生成された。

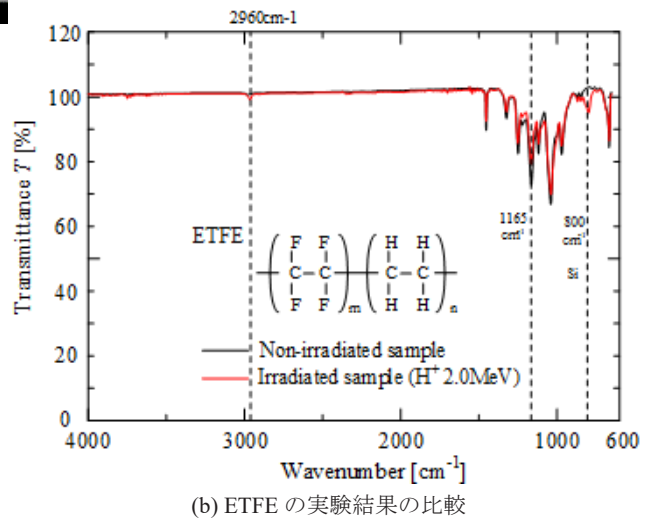
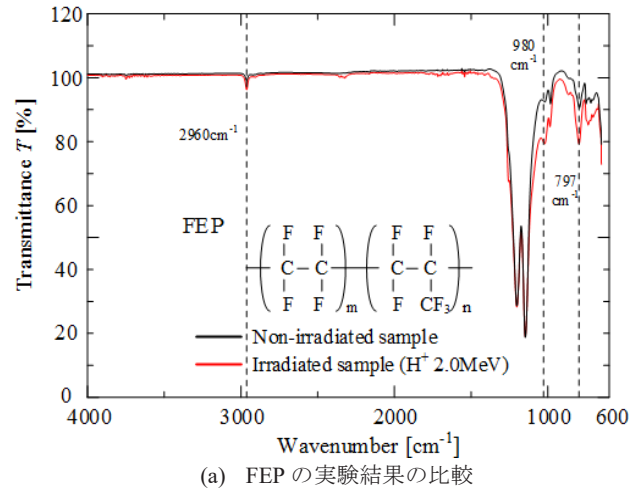


Fig.7 Comparison FT-IR spectrum of non-irradiated and proton irradiated film

また、ETFEでは未照射試料と照射試料では主に900~1500 cm^{-1} にて大きな吸収スペクトルが存在し、この位置のピークに両者での違いが観測され、照射試料ではFEPの実験結果同様にSiの新たな吸収帯が生成された。C-Fの伸縮運動が1000~1200 cm^{-1} 、C-Oの伸縮運動が1000~1300 cm^{-1} あたりに出現するため、実験結果より陽子線照射によってC-F結合が減少しSiの吸収帯が新たに出現したと考えられる。

以上の結果から、陽子線照射によりFEPでは架橋等による結合数の増加や試料の酸化などが考えられ、ETFEではC-Fの分子鎖が陽子線照射によって切断されたと考えられる。この結果が得られるか確認していき吸収スペクトルの解析を行うことで陽子線照射による分子構造変化の詳細を確認する予定である。

6. XPSによる陽子線試料の構造解析

前章までに陽子線照射によって試料内に不可逆な構造変化が生じている事が推察される。そこで、X線光電子分光(X-ray Photoelectron Spectroscopy: XPS)を用いて、照射試料の化学・電子構造解析を行った。未照射及び陽子線照射 FEP、ETFE を用い、照射終了後大気圧下において1、7、30日経過した際に試料を用いて測定を行った。照射条件

は項目 3. の照射条件と同じ条件で試料を照射した。

図 8 に XPS による実験結果を示す。同図(a)にワイドスキャンにおいて C_{1s} スペクトルに対する F_{1s} スペクトルのピークの高さの割合を示す。同図(b)に FEP での C_{1s} のナローキャン結果を、同図(c)に ETFE での C_{1s} のナローキャン結果を示す。縦軸は光電子強度[arbitrary units(a.u.)]、横軸は結合エネルギー[eV]である。(a)において、両試料とも陽子線照射によって C_{1s} スペクトルに対する F_{1s} スペクトルのピークの高さは大きく減少するが両者で照射経過時間におけるピークの比率に差異が生じた。このことから、両者におけるより詳しい陽子線照射による構造変化を観測するため C_{1s} のナローキャンを実施した。

(b)より FEP における C_{1s} の高分解能スペクトルより、未照射試料では主に CF₂、C-C、のスペクトルが観測されたが、プロトン照射上層試料では C-C 結合に関するピークが相対的に増加していることが分かる。また、未照射試料では観測されなかった C-O によるピークが 283 eV、C-

F によるピークが 287 eV あたりに新たに観測され、これらのピークは経過時間に問わず照射試料で観測されたことから陽子線照射によって恒久的に分子構造が変化し新たなピークが生成されたと考えられる。

(c)より ETFE における C_{1s} の高分解能スペクトルより、未照射試料では主に CF₂、C-C、の二本の大きなスペクトルが観測されたが、プロトン照射上層試料では C-F 結合に関するピークが減少していることが分かる。また、C-O 結合のピークが C-C 結合のピークに隣接しているため照射試料のピークでは C-C 付近のピークの幅が増加した。さらに 285 eV あたりに C-F の新たなピークが生成されたと考えられる。

7. まとめ

陽子線照射によりフッ素系絶縁材料において恒久的な電気的特性の変化が生じた。これは、外部からの注入電荷による空間電荷蓄積と考えられる。また、XPS 解析を用いてプロトン照射によって照射試料のフッ素の欠落や架橋の発生し分子構造変化が変化した。今後の課題として、照射フルエンスを変更した際の空間電荷挙動や分子構造解析を行っていく必要があると考えられる。

謝辞

本研究の一部は科研費(JP15KK0216)、量子科学技術研究開発機構の施設共用制度の助成により行われた。

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)V. Griseri, C. Perrin, K. Fukunaga, T. Maeno, D. Payan, L. Levy and C. Laurent, "Analysis of Electron Behavior in Polymeric Films During Electronic Irradiation", 2005 Annual Report CEIDP, pp 645-648, 2005
- (3) Kenichiro Nagasawa, Masato Honjo, Hiroaki Miyake, Rikio Watanabe, Yasuhiro Tanaka, Tatsuo Takada, Charge Accumulation in Electron Beam Irradiated Various Polymers, IEEE International Symposium Electrical Insulating Materials,pp147-150,2008
- (4) Hiroaki MIYAKE, Yasuhiro TANAKA, Tatsuo TAKADA, Characteristic of charge accumulation in glass materials under electron beam irradiation, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 14, Issue 2, pp.520-528, 2007
- (5)Hiroaki Miyake, Yasuhiro Tanaka, Charge Distribution in Polymethyl Methacrylate and Quartz Glass Irradiated by Protons, Sensors and Materials, Vol. 29, No. 8, pp.1213-1222, August 2017
- (6) Tatsuo TAKADA, Hiroaki MIYAKE, Yasuhiro TANAKA, "Pulse Acoustic Technology for Measurement of Charge Distribution in Dielectric Materials for Spacecraft", IEEE Transactions on Plasma Science, Vol. 34, No. 5, pp.2176-2184, 2006
- (7)Y. Li, et. al: Pulsed Electroacoustic Method for Measurement of Charge Accumulation in Solid Dielectrics, IEEE Trans. DEI, Vol.1, No.2, pp.188-195, 1994.

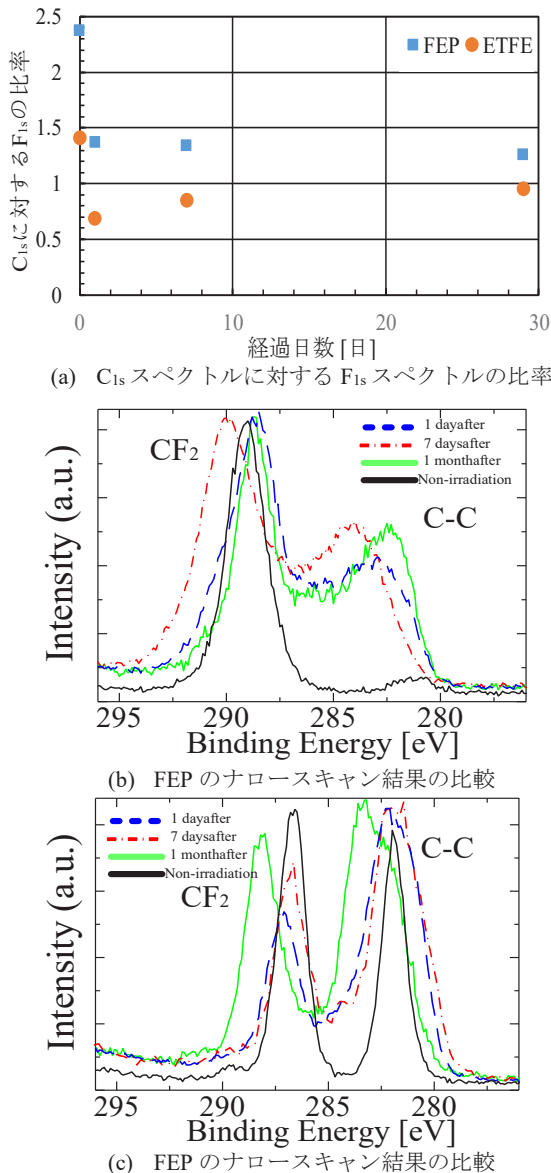


Fig.8 Comparison XPS spectrum of non-irradiated and proton irradiated film

電子線照射したフッ素系絶縁材料における空間電荷蓄積特性

久保 亘平*, 吉田 周吾, 三宅 弘晃, 田中 康寛 (東京都市大学)

Space Charge Accumulation Characteristics in Fluorine-based Insulating Material Irradiated By E-Beam

Kohei KUBO*, Shugo YOSHIDA, Hiroaki MIYAKE, Yasuhiro TANAKA (Tokyo City University)

We observed electron hole pairs inside the sample by irradiating the insulating materials by e-beam. However, it is not clear detailed characteristics of electron hole pairs. So we try to elucidate the relationship between the amount of electron hole pair and the condition of electron irradiation.

キーワード：電子線, 空間電荷分布, 電子・正孔対, FEP

Keywords : E-beam, Space charge distribution, electron-hole pairs, FEP

1. はじめに

人工衛星や宇宙探査機などの数多くの宇宙機は、 $\pm 150^{\circ}\text{C}$ という温度変化の激しい空間で運用されており、この激しい温度変動から機内の温度を一定に保つために、宇宙機表面はPI積層体の熱制御材やフッ素系絶縁材料を用いた太陽光反射材といった絶縁材料で覆われている。しかし、これらの絶縁材料が電子やプラズマなどの荷電粒子に曝されると、材料内部に荷電粒子が注入されて電荷が蓄積される。さらに、荷電粒子を絶縁材料で照射すると、分子鎖切断や空孔の形成により電気的特性が劣化する。この時、絶縁破壊の危険性は、材料内部の部分的な電界強調によって増加する。これらは、宇宙船の異常動作と表面材料の劣化を引き起こす。また、静電気による宇宙事故は全体の50%以上を占めると報告されている。[1]そのため、宇宙船の表面材質の導電率や試料内部の電荷蓄積などの絶縁特性を調べる必要がある。そこで、本研究グループでは、宇宙船の太陽光反射材として用いられるフッ素系絶縁材料のFEP (Fluorinated ethylene-propylene copolymer)に着目し、この材料に電子線を照射した後、宇宙環境で想定される直流高電圧を印加し、パルス静電応力法(Pulsed Electroacoustic Method :PEA法)[2][3]を用いて電子線照射された宇宙機用絶縁材料の空間電荷蓄積特性を評価している。先行研究では、電子線照射後に、試料内部に残存する電子・正孔対の量を実験的に計測することを試みた。そこで本研究では、残存する電子・正孔対を、電子線照射後に緩和時間を設けることによって再結合させることで、電子・正孔対の減衰特性を調査した。また、電子線照射条件を変更し、電子線照射試料内に残存する電子・正孔対の減衰特

性の変化を観測し、電子・正孔対の減衰速度と電子線照射条件の関係を調査したので以下に報告する。

2. 実験装置

2.1. PEA 装置

図1にパルス静電応力法 (Pulse Electro-Acoustic Method:PEA法)の原理図を示す。測定試料を高電圧電極と接地電極で挟み、高電圧とパルス電圧を印加する。これにより、試料内にパルス電界が発生することで、試料内部に蓄積していた電荷は微小変位して圧力波が発生する。この生成された圧力波は測定試料内部から圧電素子の方向に伝搬し、圧電素子によって電気信号に変換される。電気信号は電荷量と印加したパルス電界に比例した大きさを持ち、空間電荷分布を知ることができる。この手法の利点として、信号検出部が電氣的にシールドされているため電氣的雑音に強いこと、試料をシールド内部に設置する必要がないため操作性に優れていることが挙げられる。

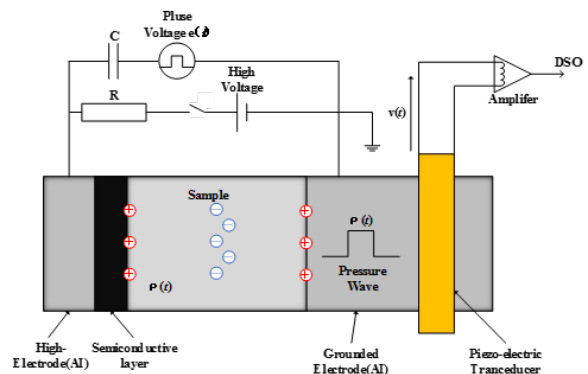


Fig.1 PEA method principle figure

2.2. 電子線照射装置

図2に電子線照射用真空チャンバーの概略図を示す。真空チャンバー内を真空排気する場合には、大気圧から 10^{-2} Paまではロータリーポンプ、 10^{-2} Pa以下ではターボ分子ポンプをしており、真空チャンバー内の真空度は約 10^{-5} Paまで到達可能となっている。実際に電子線を照射する際には、真空チャンバー内の陰極に陰極加熱電源を用いて電流 I_f を流すことで加熱し、同時に、電子加速用高電圧 V_0 を陰極に印加すると、陰極から接地した陽極に向かって電子が照射される。このとき、フィラメントと接地電極間の電位差が電子の加速電圧 V となり、電子線の電流が I となる。これらのシステムを用いることで、本装置では加速エネルギー100 keVまでの電子線照射が可能となっている。

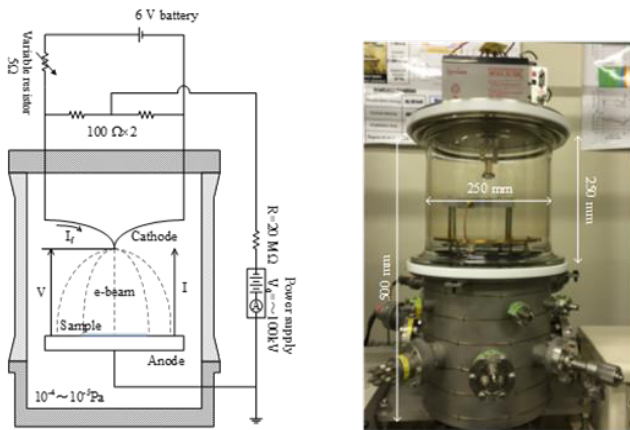


Fig.2 Schematic diagram and photo of electron irradiation facility

2.3. 電荷注入防止層

図3に、電子線未照射および電子線（加速エネルギー60 keV、照射電流密度 30 nA/cm^2 、照射時間5分間）を照射したFEPに、直流電圧（平均電界 100 kV/mm 相当）を印加した際に得られた空間電荷分布の典型的な測定結果例を示す。同図(a)に示した未照射の試料では、顕著な電荷の蓄積が見られないのに対して、電子線を照射した試料では、試料内部に正・負電荷の蓄積が観測された。このような電荷の発生原因としては、電子線照射によって電荷注入障壁が低下したことにより、照射面である高電圧電極から電荷が注入されたか、試料内部に電子・正孔対が生成されたことによって生じていると考えている。しかし、図(b)に示した実験結果からは、電極から注入された電荷と試料内に残存する電子・正孔対による電荷は区別できない。そこで、今回の実験では、電極からの電荷の注入を防ぐために、試料の照射面と高電圧電極との間に、未照射試料（公称試料厚さ $50 \mu\text{m}$ ）を挿入した。図4にブロッキングレイヤー挿入時の、測定状況のモデル図を示す。図3(a)に示すように、未照射の試料については電荷の注入は観測されておらず、未照射の試料を、電荷

注入を抑制する電荷注入防止層（ブロッキングレイヤー）として使用した。これにより、照射試料内部に残存する電荷のみの電荷挙動を観測できると予想した。

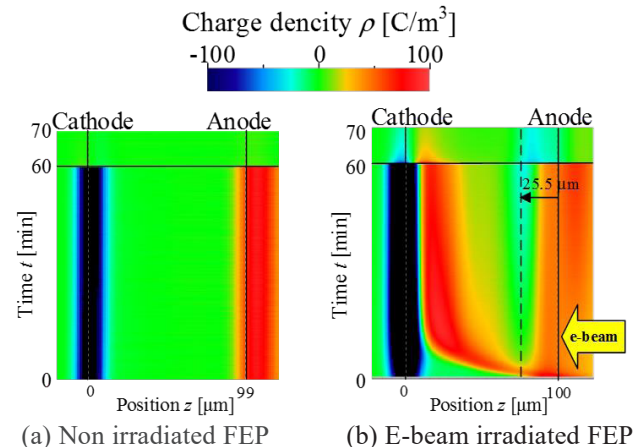


Fig.3 The charge accumulation behavior in the FEP

under 100 kV/mm

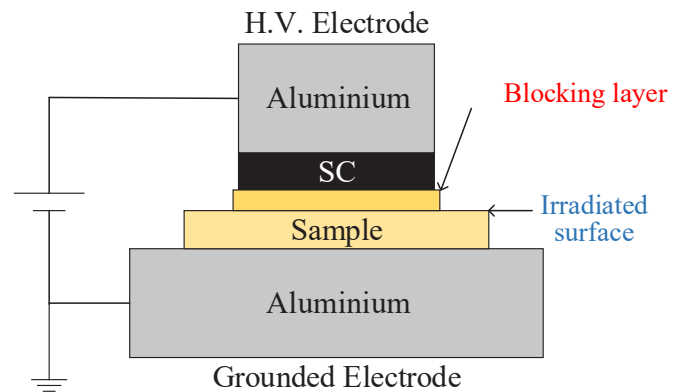


Fig.4 The schematic diagram of sample setting structure

3. 電子線照射 FEP の電子・正孔対減衰特性

3.1. 実験条件

使用した試料は公称厚 $100 \mu\text{m}$ のFEPフィルムである。照射条件として、加速エネルギー60 keV、電流密度 5 nA/cm^2 の電子線を真空チャンバー内(圧力: 10^{-5} Paオーダー)で5分間照射し、照射後に緩和時間をそれぞれ0, 2, 6, 24時間設けて測定を行った。測定条件は、大気圧下で 50 kV/mm に相当する直流高電界を4分間印加、5秒間短絡を1サイクルとし、計10サイクル印加しその際の空間電荷分布測定を行った。測定間隔は5秒である。本測定の際には、2章で述べたように電子線照射面と高電圧電極の間に公称試料厚さ $50 \mu\text{m}$ の未照射FEPを挿入し、電荷注入防止層とした。

3.2. 測定結果および考察

図5に電子線照射後に緩和時間を0, 2, 6, 24時間設

けた FEP の短絡時の空間電荷分布測定結果および正・負電荷蓄積量を示す。各図中の実線は試料の積層界面を示しており、破線は電子線の最大飛程を示している。なお、電子線の最大飛程は以下に示す Katz-Penfold 式より算出したものであり、 $0.01 < E < 0.25$ MeV の範囲に適用可能であるとされている。[4]

$$R_{\max} = 0.412E^{1.265-0.0945\ln(E)} \quad (1)$$

また、同図(a)は電圧印加前の短絡時および、各サイクルにおける短絡時の空間電荷分布、(b)は短絡時の空間電荷分布図から算出した試料内部の正負電荷蓄積量を示している。まず、直流電圧印加前に短絡状態で電荷分布を測定し、その電荷量 Q_{ie} を算出する。同図(a)中、緑線は FEP に上述の条件の電子線を照射した後に、短絡状態で測定して得られた電荷分布であり、ここで観測された負電荷は、電子線照射により試料内に残存する電子であると考えられ、この負電荷分布を積分することにより Q_{ie} を求めた。ただしこの状態では、電子線照射により電子・正孔対が生成され試料内に残存したとしても、電子と正孔が近接して存在しているために、見かけ上観測されない。次に、直流電圧を印加すると残存する正孔と電子が印加電界により移動するため、観測されるようになる。この場合、同図(a)に示す短絡状態の測定結果で明らかのように、電圧印加前には観測されなかった正電荷と負電荷の蓄積が観測されている。この波形で正電荷分布と負電荷分布とを、それぞれ別々に積分することによって、正電荷量と負電荷量を算出するが、この分布には前述した残存する照射電子が含まれるため、算出した正電荷量に $|Q_{ie}|$ を加えた量を正

孔の電荷量 Q_h 、算出した負電荷量から $|Q_{ie}|$ を減じた量を残存電子・正孔対の電子の量 Q_e として算出した。なお、同図(b)は、正・負電荷蓄積量の比較を行うため、絶対値表示している。なお、この量は電荷密度 $[C/m^3]$ を厚さ方向に積分して求めた量であるため、単位は $[C/m^2]$ となっている。

図 5(A-a)より、電子線照射 0 時間後に測定を行った FEP の測定結果では、電子線照射試料とブロッキングレイヤー界面に負電荷の蓄積が観測され、試料内部には正電荷の蓄積が観測された。さらに、同図(A-b)より、短絡時に観測された電荷分布から算出した正・負電荷蓄積量は、概ね等量であることが確認できる。すなわち、本実験で短絡時に観測された FEP 内部の正・負電荷蓄積は、電子線照射により生成され、残存した電子・正孔対によるものであると考えられる。次に、同図(B, C, D-a)より、電子線照射後に緩和時間を設けた試料では、電子線照射 0 時間後の測定結果と同様に、電子線照射試料とブロッキングレイヤーの界面には、負電荷が蓄積する様子が観測されたが、その量は緩和時間 0 時間後の測定結果と比較すると、減少していることがわかる。さらに、同図(B, C, D-b)より、正負電荷蓄積量は、概ね等量であり、緩和時間が長くなることでその値は減少していることが確認できる。すなわち、本実験で短絡時に観測された FEP 内部の正・負電荷は、電子線照射によって生成され、残存した電子・正孔対であると考えられ、緩和時間を設けることによって電子・正孔対が再結合している様子を観測できたと考えられる。次に、電子線の各要素が電子・正孔対の特性に及ぼす影響を調査するため、電子線の照射条件を変化させたときの電子・正孔対の減衰特性の観測を行った。

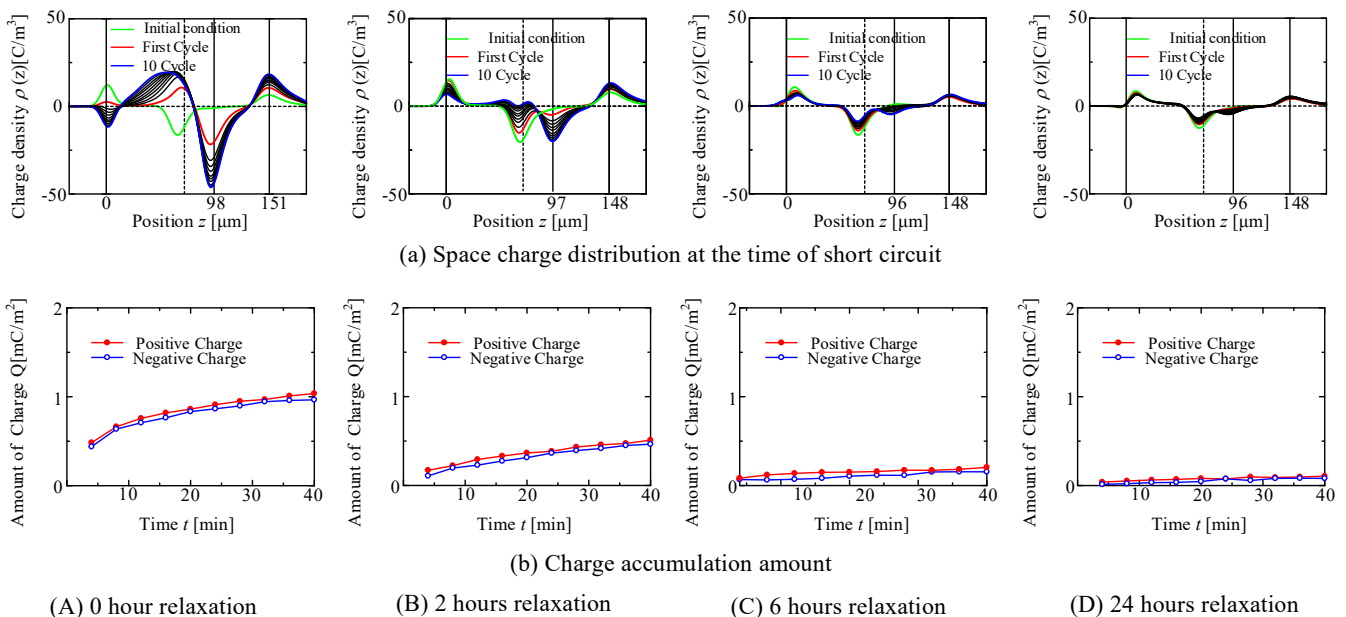


Fig.5 Space charge distribution in irradiation FEP with blocking layer under 50 kV/mm

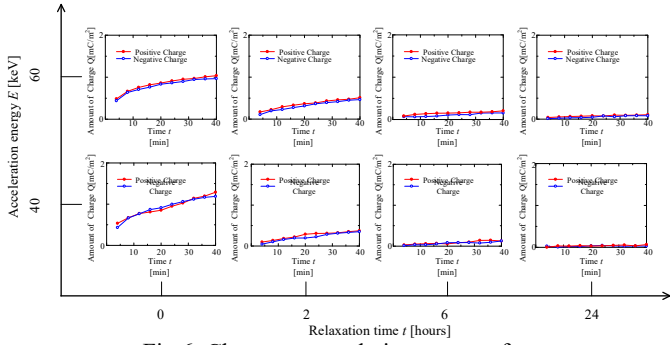


Fig. 6. Charge accumulation amount for each acceleration energy

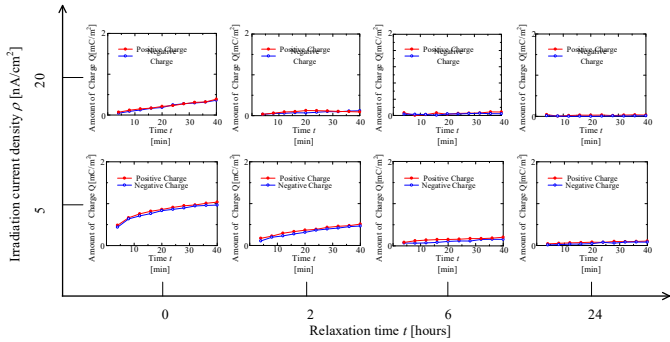


Fig. 7. Charge accumulation amount for each irradiation current density

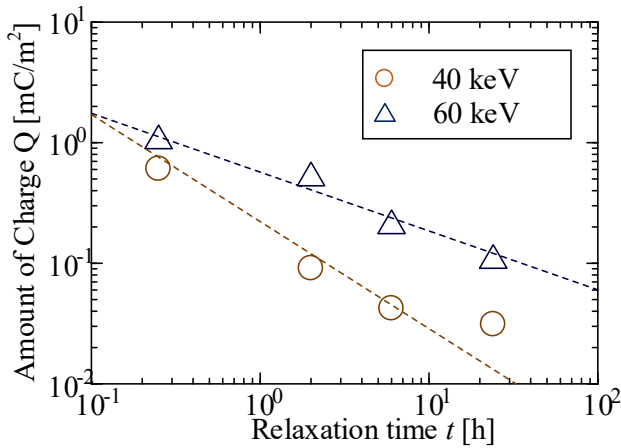


Fig. 8. Relaxation time dependence of electron hole-to-residual amount each acceleration energy

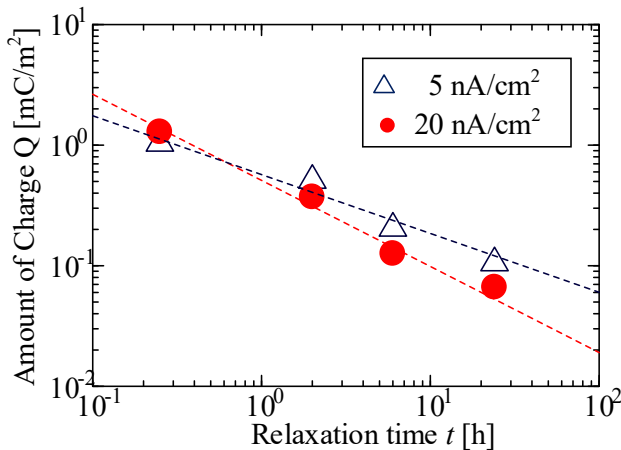


Fig. 9. Relaxation time dependence of electron hole-to-residual amount each irradiation current density

4. 電子線照射条件と電子・正孔対減衰特性の関係

4. 1. 実験条件

使用した試料は公称厚 100 μm の FEP フィルムである。変更する照射条件は、加速エネルギーと照射電流密度とした。加速エネルギーを変化させた場合の照射条件は、加速エネルギーを 40 keV、照射電流密度を 5 nA/cm^2 とした。照射電流密度を変化させた場合の照射条件は、加速エネルギーを 60 keV、照射電流密度を 20 nA/cm^2 とした。以上の照射条件の電子線を真空チャンパー内(圧力: 10^{-5} Pa オーダー)で 5 分間照射し、照射後に緩和時間をそれぞれ 0, 2, 6, 24 時間設けて測定を行った。測定条件は、大気圧下で 50 kV/mm に相当する直流高電界を 4 分間印加、5 秒短絡を 1 サイクルとし、計 10 サイクル印加し、その際の空間電荷分布測定を行った。測定間隔は 5 秒である。本測定の際には、2 章で述べたように電子線照射面と高電圧電極の間に公称試料厚さ 50 μm の未照射 FEP を挿入し、電荷注入防止層とした。

4. 2. 測定結果および考察

図 6, 7 に、各照射条件で電子線照射した FEP 内部の正・負電荷蓄積量を示す。図 6, 7 の、電子線照射 0 時間後に測定を行った FEP の測定結果より、加速エネルギー、また照射電流密度の増加にともない、試料内部の正負電荷蓄積量が増加していることが確認できる。また、いずれの照射条件下においても、緩和時間の増加にともない正負電荷蓄積量の減少が観測された。これは前述のように、緩和時間を設けることによって電子・正孔対が再結合したためであると考えられる。この結果より、いずれの照射条件下においても、緩和時間を設けることによる電子・正孔対の再結合を観測した。次に、照射条件と電子・正孔対の減衰特性の関係性の検討を行った。電子・正孔対が完全に分極している状態で比較を行う必要があるため、電圧印加 40 分後の正電荷蓄積量を用いて比較・検討を行った。図 8, 9 に各電子線照射条件で電子線を照射した FEP の電圧印加 40 分後の正電荷蓄積量の両対数グラフを示す。図 8 より、電子線照射後に緩和時間を 0 時間設けた時には加速エネルギーが大きいほど電子・正孔対の残存量も多いことがわかる。一方、緩和時間を 2~6 時間設けた場合、加速エネルギーが低いほど、電子・正孔対の減衰が速いことがわかる。以上の結果より、電子・正孔対の減衰速度は、加速エネルギーによって変化し、今回の測定結果からは、加速エネルギーが低いほど電子・正孔対の減衰速度が速くなるといった結果が得られた。一方、図 9 より、電子線照射後に緩和時間を 0 時間設けた時には電子・正孔対の残存量は、20 nA/cm^2 の電子線を照射したほうが多くなることが観測された。しかし、緩和時間を 2~6 時間設けた場合、

照射電流密度が大きいほうが電子・正孔対の減衰が速いことがわかる。以上の結果より、電子・正孔対の減衰速度は、照射電流密度によって変化し、今回の測定結果からは、照射電流密度が高いほど電子・正孔対の減衰速度が速くなるといった結果が得られた。

以上のような結果が得られた原因の一つとして、照射条件によって電子線照射領域での導電率等が異なることで、電荷が移動しやすくなり、電子・正孔対が再結合しやすくなっているのではないかと考えられるので、今後検討していく必要がある。

5. 結論

電子線照射した FEP の電気的特性を評価するために電子線照射後、直流高電界を試料に印加することで生じる空間電荷(電子・正孔対)蓄積特性および減衰特性の評価を行った。今回は特に、電子線の照射条件である加速エネルギーと照射電流密度を調整し、それらの照射条件と試料内部に生成される電子正孔対の減衰特性の関係を調査した。その結果、加速エネルギーを増加させることで、電子・正孔対の生成される量は増加し、時間経過による減衰速度は遅くなった。一方、照射電流密度を増加させると、生成される電子正孔対の量、減衰速度ともに増加することが観測された。これは電子線の照射条件によって、電子線照射領域での導電率等が異なることで、電荷が移動しやすくなり、電子・正孔対が再結合しやすくなっているのではないかと考えられる

6. 参考文献

- [1] Sanju Hiro, Haruhisa Fujii, Toshio Abe and Hironobu Nishimoto: "Charging of Insulating Materials on Satellite in Geostationary Orbit Environment", T.IEE Japan, Vol.118-A, No.7-8 p.759-766 (1998)
廣三壽, 藤井治久, 阿部俊雄, 西本博信: 「静止軌道宇宙環境における熱制御用絶縁性材料の帯電観測」, 電学論A, Vol.118, No.7-8 p.759-766 (1998)
- [2] Y. Li, et. al : "Pulsed Electroacoustic Method for Measurement of Charge Accumulation in Solid Dielectrics", IEEE Trans. DEI, Vol.1, No.2, pp.188-195, 1994
- [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] L. Katz and A. S. Penfold, "Range-energy relations for electrons and the determination of beta-ray end-point energies by absorption," Reviews of Modern Physics, vol. 24, no. 1, pp. 28 LP -44, 1952.

紫外線による高分子材料の劣化予測技術に関する研究

○行松 和輝, 森 一之 (宇宙航空研究開発機構)

山根 祥吾, 大石 晃広, 中村 清香, 陳 亮, 萩原 英昭, 水門 潤治, 佐藤 浩昭 (産業技術総合研究所)

Prediction of polymeric materials degradation by irradiation of ultraviolet

Kazuki YUKUMATSU, Kazuyuki MORI (JAXA) Shogo YAMANE, Akihiro OISHI, Sayaka NAKAMURA
Liang CHEN, Hideaki HAGIHARA, Junji MIZUKADO, Hiroaki SATO (AIST)

Key Words: Ultraviolet (UV), PEN, Oxygen, ESR

1. はじめに

宇宙機の最表層を構成する高分子材料は、宇宙放射線や原子状酸素 (Atomic oxygen : AO)、紫外線 (Ultraviolet : UV) などの影響を受け、その特性が変化することが知られている。多くの高分子材料は UV が照射されることで黄変し、太陽光吸収率 (α_s) が増加する。太陽光吸収率とは、入射する太陽光エネルギーに対して材料が吸収するエネルギーの割合のことである。太陽光吸収率は宇宙機の熱設計において重要なパラメータであり、宇宙機のミッション期間中および、ミッション期間終了時 (End of life : EOL) の変化を見積もることは必要不可欠である。しかし、EOL 予測のために地上で再現試験をするのは、照射時間やコストの面から難しい場合が多い。

地上における高分子材料の耐候性研究において、劣化機構の解明が進められ、熱劣化や光劣化、放射線劣化などそれぞれにおいてその劣化メカニズムが提唱されている¹⁾。例えばポリエチレンテレフタレート

(Polyethyleneterephthalate : PET) の光劣化は表 1 のように主に 3つの反応機構があると報告されている²⁾。地上において主な反応機構はラジカルによる自動酸化劣化であり、この反応には酸素が存在することが必要である。

ここで宇宙と地上での紫外線環境の違いについて表 2 にまとめた。一つは紫外線の波長である。300 nm 未満の波長は大気により吸収されるため、地上に届く紫外線は 300 nm 以上の波長となる。その一方、宇宙環境では、その吸収がないため 300nm 以下の波長も存在する。短波長の紫外線は、その光のエネルギーが大きいため、高分子鎖の切断に影響を与える。2つ目は大気の影響である。静止軌道などの宇宙環境では大気はほぼ存在しないため、ラジカルによる自動

酸化劣化が起きないと考えられる。3つ目は水である。地上環境では水の影響があり、加水分解が劣化機構の一つであるが、宇宙環境では存在しないため、加水分解は発生しないと考えられる。このように地上とは異なり、宇宙環境では自動酸化劣化や加水分解が起きないと考えられるため、劣化要因が単純であると予想される。

そこで本研究では、宇宙環境を模擬した紫外線照射による高分子材料の劣化メカニズムの解明を通して、劣化解析手法の確立を目指す。劣化メカニズムの解明を行うことで、宇宙環境の特徴である 300 nm 未満の短波長の影響を調査することができる。また宇宙機の設計の際に行う EOL 予測を、それよりも少ない照射量からの見積もりが可能になると考えられる。

本発表では、地上での劣化メカニズムの解明が進んでいる試料を用いて、宇宙環境を模擬した紫外線照射を行い、劣化解析手法の検討を行った結果を示す。特に地上と宇宙環境で大きく異なる酸素依存性による劣化生成物の検討結果の一部を報告する。

表 1 光劣化の主な反応²⁾

	反応	分析方法例
高分子主鎖切断	Norrish II 型	FTIR 測定
ラジカルによる自動酸化劣化	自動酸化	ESR, 質量測定
ラジカルによる架橋	高分子鎖の架橋	質量測定

表 2 地上と宇宙環境の違い

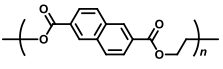
	地上環境	宇宙環境
紫外線波長	300 ~ 400 nm	200 ~ 400 nm
大気	N ₂ : 約 80 % O ₂ : 約 20 %	ほぼ存在しない
水	湿潤	ほぼ存在しない

2. 試験方法

2.1. 照射試料

本試験で対象とした試料を表 3 に示す。照射試料はポリエチレンナフタレート (Polyethylene naphthalate : PEN) とした。PEN は、これまでの研究で紫外線照射により黄変しやすことが分かっており、初期の劣化生成物の構造解析に適していると考えたためである。

表 3 照射試料

材料	構造式	厚さ	用途
PEN		50 μm	比較用高分子フィルム

2.2. 試験条件の検討

試験条件の検討として、UV 照射後のラジカル消失時間の検討を行った。これまで実施した UV 照射実験では、真空雰囲気中で UV 照射を行った後に各種分析を行うために、大気開放を行う。大気圧戻し後に、大気中に長時間放置すると、太陽光吸収率が変化することが知られ³⁾、その時間依存性は検討されてきた。

しかし、真空雰囲気での UV 照射で生じた残存ラジカルが大気圧戻しの際に導入された酸素と反応し、新たな劣化構造物を生成する可能性がある。そこで ESR 分析を実施した。

本試験では ESR に付随するキセノンランプ (波長: 250-380 nm) を用いて PEN に UV 照射を行い、真空雰囲気を保持し、ラジカル強度の変化を測定した。

2.3. 酸素依存性による生成物の検討

2.3.1. 紫外線照射と熱光学特性の分析

表 4 に紫外線照射条件を示す。紫外線照射における黄変は、温度依存性があることが知られており⁴⁾、照射強度が異なる場合でも試料温度を一定とすることで、黄変度合いに差がないことが分かっている⁵⁾。本試験では照射量を 50 ESD もしくは 100 ESD とし、酸素分圧は、大気の成分比から算出して真空雰囲気では 2.1×10^{-4} Pa 以下、大気雰囲気では 2.1×10^4 Pa 程度である。

照射後に、熱光学特性として、太陽光吸収率 (α_s) と垂直赤外放射率 (ϵ_N) をそれぞれ表 5 に示す装置を用いて測定した。

表 4 紫外線照射条件

項目	内容	
光源	キセノンショートアークランプ	
照射波長域	250 – 500 nm	
照射強度	5 UV-sun or 10 UV-sun	
照射量	50 ESD or 100 ESD	
照射中雰囲気	真空雰囲気 10 ⁻³ Pa 以下	大気雰囲気 (実験室の空気を導入)
試料温度	30 ± 10 °C	

表 5 熱光学特性の測定装置

	太陽光吸収率	垂直赤外放射率
型番	U-4100	TESA2000
測定波長	250-2000 nm	3-35 μm
標準試料	Spectralon	不必要
太陽光スペクトル	ASTME-490 ⁶⁾	-

2.3.2. ケミカルルミネッセンス測定

2.3.1 項で UV 照射を行った PEN 試料に対して、ケミカルルミネッセンス測定を行った。化学反応に伴う微弱な発光を捉えることが可能なケミカルルミネッセンス法は高分子の酸化劣化反応を検出する方法として用いられている⁷⁾。

今回、真空雰囲気と大気雰囲気にて 50 ESD 照射した試料と、UV 未照射の試料を用いた。今回の測定条件は測定開始温度を 50°C とし、1 分当たり 50°C の昇温速度で 250°C まで昇温した。また測定時は窒素雰囲気とした。それぞれ輝度測定 (型式: CLA-FS4) とスペクトル測定 (型式: CLA-ISI(SP3)) を行った。

3. 試験結果と考察

3.1. 試験条件の検討結果

図 1 に UV 照射後のラジカル強度の変化の結果を示す。赤線で記載した部分 (49.3 hours) まで UV 照射を行い、その後真空雰囲気を保持し、ラジカル強度を測定した。図 1 より、UV 照射とともにラジカル量は増加し、照射を終了すると、ラジカルが消費されることが分かる。また真空中で 1 日程度放置することで、ラジカル強度がほぼ 0 となることが分かった。これより今後の UV 照射試験では、真空中での UV 照射後は最低 1 日以上、真空雰囲気を保持する必要があることが分かった。

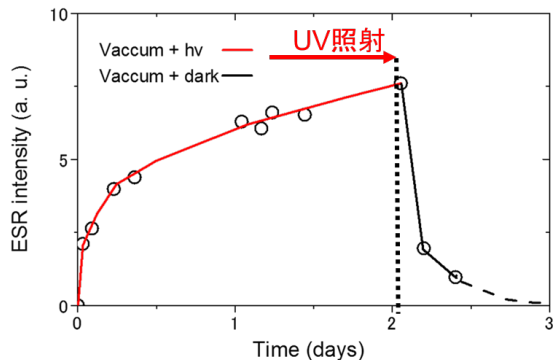


図 1 UV 照射後のラジカル消失時間

3.2. 酸素依存性による生成物の検討

3.2.1. 紫外線照射と熱光学特性の分析結果

真空雰囲気と大気雰囲気における太陽光吸収率の変化を図 2 に示す。大気雰囲気照射時に太陽光吸収率の変化が大きいことが分かる。これより酸素の存在の有無で、異なる劣化構造物が生成された可能性が示唆された。

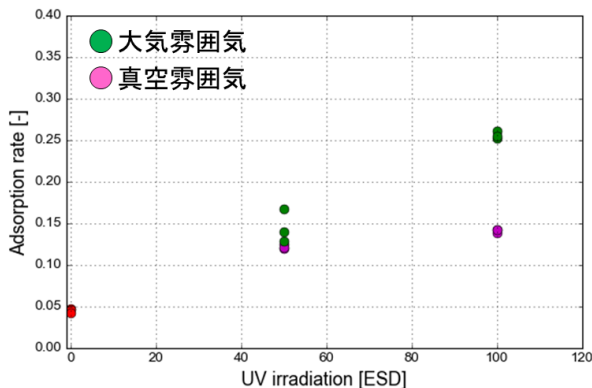


図 2 紫外線照射による太陽光吸収率の変化

3.2.2. ケミカルルミネッセンス測定

図 3 に輝度測定の結果を示す。この測定より、3つのピークが確認された。温度の低いピークから考察する。TIME = 150 にみられたピークは UV 照射に関係なく発光がみられた。これより材料固有の発光であると考えられ、このときの温度が PEN のガラス転移温度 (155°C) 付近であることから相転移が関係していると考えられる。

さらに大気雰囲気照射と真空雰囲気照射でそれぞれ別のピークが確認された。これより照射雰囲気により、生成された過酸化物が異なることが考えられる。また発光スペクトル分析を実施した。照射の有無に関わらず確認されたスペクトルがあった一方、照射条件(酸素依存性)の違いにより、異なるスペクト

ルも検出された。これは輝度測定の結果と一致しており、現在これらのスペクトル分析を行っている。

また発光強度(輝度測定及びスペクトル測定)は、真空雰囲気照射のほうが大気雰囲気照射よりも大きかった。これはこれまで評価してきた太陽光吸収率や反射率、透過率の傾向とは異なるため、過酸化物の量と太陽光吸収率の変化量は 1 対 1 対応ではないことが分かった。これにより、酸素の有無により劣化機構が異なることが示唆されたと考えている。

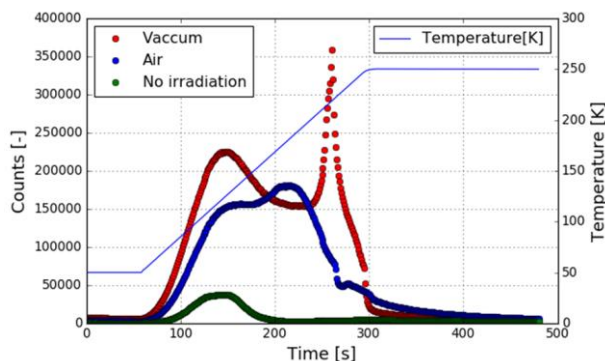


図 3 CL 輝度測定結果

4. まとめ

紫外線による高分子材料の劣化予測技術に関する研究として、酸素依存性における劣化生成物の構造解析を進めている。まず真空雰囲気で照射を行ったときのラジカル残存時間を測定したところ、照射後 1 日程度でラジカルは消失することが分かった。また大気雰囲気と真空雰囲気で紫外線照射をした PEN の熱光学特性と、ケミカルルミネッセンス測定を行った。その結果、大気雰囲気照射と真空雰囲気照射で異なる構造物が生成されたと考えられる。現在、UV 照射後の ESR 分析・質量分析を進めており、生成物の違いについて検討を行っている。また酸素依存性の他に、添加剤の有無による劣化生成物の構造解析を行う予定である。

参考文献

- 1) 大澤善次郎, 高分子劣化・長寿命化ハンドブック, 丸善出版株式会社, 2011
- 2) Jean-Luc Gardette, et.al, Impact of photooxidative degradation on the oxygen permeability of poly (ethyleneterephthalate), Polymer Degradation and Stability 103 (2014)
- 3) Kazuyuki MORI, Yugo KIMOTO, Recovery of solar

- absorptance change by the ultraviolet rays in the atmosphere storage Proc. 31st International Symposium on Space Technology and Science, 2017,
- 4) Kazuyuki Mori, junichiro Ishizawa: Temperature Effects of Ultraviolet Irradiation on Material Degradation, Astrophys Space Sci Proc. 32, P399-408, 2013.
 - 5) 森一之, 石澤淳一郎, 真空中紫外線照射試験における照射強度による劣化挙動の比較, マテリアルライフ学会第 24 回研究発表会予稿集, 20, 2013
 - 6) ASTM E490-00a, Solar Constant and Zero Air Mass Solar Spectral Irradiance Tables, American Society for Testing and Materials, 2006
 - 7) 大石不二夫, ケミカルルミネッセンスの高分子劣化研究への応用, マテリアルライフ (Materials Life), 10[1], 3~15 (1998)
 - 8) 森一之, 行松和輝, 真空雰囲気/大気雰囲気における紫外線劣化のケミカルルミネッセンス分析ーポリエチレンナフタレートー, マテリアルライフ学会第 29 回研究発表会予稿集, 17, pp65-68, 2018

第15回 宇宙環境シンポジウム

2018.10.10版

於: 東北大学 青葉サイエンスホール

10月30日 (火) 受付: 9:00-9:30

- 9:30~9:40 開会の挨拶 (東北大学 小原隆博)
- 9:40~17:00 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	著者 (先頭が発表者)
宇宙環境計測・宇宙天気・放射線防護 (1) (松本晴久)	9:40	20	太陽活動下降期における静止軌道MeV電子の長期変動	小原隆博(東北大)、松本晴久、古賀清一(JAXA)
	10:00	20	磁場の双極子化に伴う10MeVプロトンの異常増加	小原隆博(東北大)
	10:20	20	サブオーロラ帯におけるEMIC波動と高エネルギー電子降下観測	平井あすか、土屋史紀、小原隆博、笠羽康正、加藤雄大、三澤浩昭(東北大)、堀川和夫、三好由純、栗田怜(名古屋大)、Martin Connors(アサバスカ大)
	10:40	20	高エネルギー中性子・ガンマ線からみた太陽粒子加速についての一考察	村本毅(名大)、神谷浩紀、古賀清一、松本晴久(JAXA)、増田智(名大)、柴田祥一(中部大)
11:00-11:20 Coffee Break				
宇宙環境計測・宇宙天気・放射線防護 (2) (中村雅夫)	11:20	20	太陽活動に伴う放射線帯粒子の長期変動	松本晴久(JAXA)
	11:40	20	ISS 3D-CAD モデル及び PHITS を用いた JEM 船内の被ばく線量評価	後藤亜希、島崎一紀(JAXA)、佐藤達彦(原研)
	12:00	20	みちびき初号機footpointのシベリアMAGDAS近傍への長時間滞在を活用した、磁気圏FAC-電離圏電流系の同時観測:統計解析	河野英昭、安倍松清太(九大)、東尾奈々、越石英樹、松本晴久(JAXA)、A. V. Moiseev、D. G. Baishiev(IFKIA SB RAS)、魚住禎司、阿部修司、吉川顕正(九大)
12:20-14:00 Lunch				
宇宙環境計測・宇宙天気・放射線防護 (3) (臼井英之)	14:00	20	HTV搭載スラスタによる電離層プラズマへの擾乱	奥村哲平、辻田大輔、小林裕希、葛西徹、大川恭志、岡本博之(JAXA)
	14:20	20	ISS材料劣化実験における原子状酸素フルーエンス計測法に関する一考察	田川雅人、藤本友介、大倉僚太、白川遼、井出航、横田久美子(神戸大)
	14:40	20	帯電解析ソフトの計算結果を活用した衛星表面電位の瞬時推定手法	川内諒太、寺岡毅、中村雅夫(大阪府大)、長妻努、石井守(NICT)
15:00-15:20 Coffee Break				
帯電・放電実験、シミュレーション (1) (趙孟佑)	15:20	20	大気吸入型イオンエンジン放電室内におけるECRプラズマ生成のPIC法を用いた数値解析	白川遼、臼井英之、三宅洋平、田川雅人(神戸大)、西山和孝(JAXA)
	15:40	20	帯電緩和とビーム搭載科学衛星近傍の静電環境に関する粒子シミュレーション	岡崎ほのか、三宅洋平、臼井英之(神戸大)
	16:00	20	逆電位アナライザーを用いたイオンスラスタの逆流イオンによる宇宙機表面材料損耗評価	服部遼大、永井宏樹、伊阪光博、上野一磨(中京大)、綿田聡、西山和孝(JAXA)、村中崇信(中京大)
	16:20	20	SPISを用いた準天頂衛星みちびき初号機の表面帯電解析	前田結孝、川内諒太、中村雅夫(大阪府大)、古賀清一、松本晴久(JAXA)
	16:40	20	極低温下において帯電したポリイミドフィルムの表面電位特性	渡邊力夫(都市大)

- 17:00~17:20 写真撮影
- 18:00~20:00 懇親会 @ESPACE Ouvert (エスパース・ウーベル) ※青葉サイエンスホールより歩いてすぐ

10月31日 (水) 受付: 9:00-9:30

- 9:30~16:00 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	著者 (先頭が発表者)
帯電・放電実験、シミュレーション (2) (三宅弘晃)	9:30	20	電子ビームと紫外線を帯電手法とする太陽電池カバークラスの表面電位測定実験	佐々木孝明、豊田和弘、趙孟佑(九工大)、大久保充、関一義(三菱電機)
	9:50	20	太陽電池パドル上で発生する沿面放電の放電電流経路	豊田和弘(九工大)
	10:10	20	周辺プラズマ環境が高電圧太陽電池上で発生する一次放電に与える影響	福田大、豊田和弘、趙孟佑(九工大)
	10:30	20	帯放電に伴うノイズ伝搬とその影響	木之本博(三菱電機)、趙孟佑(九工大)
	10:50	20	孤立金属体の誘導帯電と微小ギャップにおける多重回放電について	本田昌貴(インハルス物理研究所)
11:10-13:00 Lunch				
太陽風-地球磁気圏シミュレーション (小原隆博)	13:00	20	テスト粒子シミュレーションによる月面磁気異常上空でのプラズマ速度分布関数解析	伊藤圭佑、臼井英之、三宅洋平(神戸大)
	13:20	20	衛星帯電評価に用いる磁気圏リアルタイムシミュレータ	久保田康文、中清英、坂口歌織、田光江、久保勇樹、長妻努(NICT)、東尾奈々(JAXA)、田中高史(九大)
	13:40	20	Revisiting the dynamic process of magnetosphere-ionosphere coupled convection	吉川顕正、魚住禎司(九大)、中清英(NICT)、大谷晋一(ジョンス・ホプキンス大)
	14:00	20	電離圏伝導度分布の磁気圏構造・ダイナミクスへの影響	中清英(NICT)、吉川顕正、田中高史(九大)
14:20-14:40 Coffee Break				
材料物性、劣化予測技術 (古賀清一)	14:40	20	軽量高精度カーボン鏡の長期宇宙曝露実験 (CAGOME) - 飛行後試料の評価 (中間報告) -	西堀俊幸、神谷友裕(JAXA)、石村康生(早稲田大)、石田良平、真鍋武剛(大阪府大)、永井康史、落合啓(NICT)、菊池健一(国立天文台)、中村信幸(エイ・イー・エス)、中村和行(テックノバ)、村瀬允弘(TMP)、室崎謙一(三協製作所)、宗村和治(ノバ・エンジニアリング)、久米将実(三菱電機)、原憲一(日本クラフトファイバー)、松本隆之(JXTGエネルギー)
	15:00	20	陽子線照射フッ素系絶縁材料の分子構造解析	千葉潮、榎海星、三宅弘晃、田中康寛(都市大)
	15:20	20	電子線照射したフッ素系絶縁材料における空間電荷蓄積特性	久保直平、吉田周吾、三宅弘晃、田中康寛(都市大)
	15:40	20	紫外線による高分子材料の劣化予測技術に関する研究	行松和輝、森一之(JAXA)、山根祥吾、大石晃広、中村清香、陳亮、萩原英昭、水門潤治、佐藤浩昭(産総研)

- 16:00~16:10 閉会の挨拶 (松本晴久)

宇宙航空研究開発機構特別資料 JAXA-SP-18-009
JAXA Special Publication

第15回 「宇宙環境シンポジウム」講演論文集
Proceeding of the 15th Spacecraft Environment Symposium

発	行	国立研究開発法人 宇宙航空研究開発機構 (JAXA) 〒182-8522 東京都調布市深大寺東町7-44-1 URL: http://www.jaxa.jp/				
発	行	日	平成31年1月31日			
電	子	出	版	制	作	松枝印刷株式会社

※本書の一部または全部を無断複写・転載・電子媒体等に加工することを禁じます。
Unauthorized copying, replication and storage digital media of the contents of this publication, text and images are strictly prohibited. All Rights Reserved.

