

宇宙機の薄型パネル構造への超高速衝突における
電氣的現象の研究

長岡 洋一

博士（工学）

総合研究大学院大学

物理科学研究科

宇宙科学専攻

平成24年度

（2012）

Abstract

Currently, more than 10 million space debris larger than 1 mm exists in earth orbit. The probability of collision with 1 mm size space debris is estimated approximately once per year for a standard size spacecraft. The space debris mitigation guidelines to prevent the creation of new debris have been implemented recently, but the amount of debris is still increasing year by year. It is practically required to clarify the effects of debris hypervelocity impact on spacecraft and reflect the knowledge in the spacecraft design to minimize the impact damage. In the research field of the hypervelocity impact, the structural damage associated with the penetration, cratering, and secondary debris ejection has been well studied, but the electrical damage has been drawing little attention so far. However, the electrical effects induced by the hypervelocity impact, such as plasma production, electromagnetic radiation, and electrical potential change, could give a serious damage to the satellite electrical systems.

In many cases, the largest part of spacecraft exposed to the space environment is the solar array panel. The area of solar array panel usually amounts to 30-40% of the total surface area of the standard satellite. On the other hand, from a standpoint of space structure, thin planar structure typically around 1 mm thickness is more and more used to reduce the transportation cost, especially for large-scale spacecraft. The thin film solar array, planar antenna, and inflatable thin truss have recently started being used. One of the typical examples for the large space infrastructure in the future is the Solar Power Satellite (SPS), the gigawatt class power station in space. It is believed that the SPS system will be constructed from film mirrors, thin film solar arrays, and thin planar antennas in km-scale structures.

As the threat of collisions with the space debris increases with the spacecraft surface area, we have to consider the unavoidable collision damages in its mission life for the large-scale spacecraft. Since the thin-film solar cells less than 1mm thick is regarded to become the mainstream in the future, my research has been concentrated on the electrical effects induced in the hypervelocity impacts to thin planar structure with less than 1 mm thickness.

The objective of my research is to clarify the propagation of impact plasma over the planar target and the change of electrical potential of the metal target, by conducting hypervelocity impact experiments using a light gas gun. By establishing physical models associated with the impact plasma and potential change, we will be able to predict the electrical effects induced by the impact of the space debris or meteoroids, and to assess the possible risk in the phase of spacecraft design.

In the hypervelocity impact experiment, an Al projectile, spherical 3.2 mm in diameter and 45-47 mg in weight, was used. The impact velocity was between 5.5 km/s and 6 km/s. Metal plates with 0.1-3 mm

in thickness to simulate thin-film or thin-plate solar cell array were used for the impact target. The experiments were carried out in a vacuum less than 4×10^{-2} Pa, to avoid the collisional effect of the residual gas to the plasma propagation. The impact plasma was measured by an array of plasma probes distributed near the impact point. The expansion of the luminous gas cloud was observed by a high-speed video camera. Combining the particle and optical data, the propagation of impact plasma was analyzed in three dimensions. The electron temperature to calculate the plasma density was assumed to be the same temperature as the luminous gas cloud which was derived by using spectroscopic method under the black-body approximation. The charging effect at the impact was studied by measuring the potential of the target plate which was electrically isolated from the chamber wall.

The major results obtained in the hypervelocity impact experiment are summarized as follows;

(1) Dependence of plasma density on the propagation angle

The plasma propagated mostly at the angle less than 30 degree from the target surface. The experimental results show that a high-density plasma, typically $10^{13} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ at 10 cm from the impact point, propagated along the surface of the target.

(2) Plasma propagation velocity

The propagation velocity both for the plasma and the luminous gas cloud had nearly the same profile, which means they were in local thermal equilibrium at the initial phase when they were produced at the impact point. The plasma velocity was generally highest along the target surface and decreased with the angle from the surface.

(3) Change of electrical potential of the target

The potential of the target reached $+7 \sim +12$ V within 100 ns and then decreased slowly with time. The potential was measured with a capacitance 200 pF between the target and chamber wall.

Based on the experimental results, physical models associated with the electrical effects at the hypervelocity impact of the spherical projectile on the planar target are proposed. They are summarized as follows;

(1) Propagation model for the impact plasma

The model based on a drift Maxwellian distribution suggests that the maximum plasma density is decreased with the distance from the impact point (L) as L^{-3} . The experimental results show that the maximum plasma density decreased as $L^{-4} \sim L^{-5}$. If we assume that the background gas density

temporarily increased at the impact, the experimental results are reasonably explained by the model. Since the possible increase of the ambient gas density is peculiar to the laboratory experiment configuration, the L^{-3} dependence is applicable to the impact phenomena in space.

In the model, the impact plasma is ejected uniformly in the allowable open space with an initial velocity distribution of Maxwellian type. This model suggests the peak plasma density is maximum in the direction along the target surface and is decreased as separated from the surface. The experimental results show that the plasma density was maximum between 70° and 90° and decreased as the angle got smaller. Thus the model can explain the dependency on the propagation angle observed in the experiment.

(2) Model for change of electrical potential

The potential change of the target at the impact is explained by the Maxwellian electron energy distribution. It is interpreted that the electrons faster than the ions caused the rapid initial positive charging and then the charging was relaxed in the effect of the macroscopic plasma motion in the target chamber. The charging voltage observed in the experiments are consistent with the model calculation.

Based on the experimental results and proposed models, it is possible to predict the risks caused by the electrical effects of the hypervelocity impact on spacecraft in the space environment.

(1) Risk of impact plasma

The plasma density observed in the experiment was as much as 10^{15} cm^{-3} at 10 cm from the impact point, which is much higher than the ionospheric plasma density by the 9th order of magnitude. For the solar array voltage more than 100 V, it is reported that the ambient plasma density more than 10^{10} cm^{-3} has a potential risk for the electrical discharge. The amount of the plasma production depends on the impact velocity, mass and material of the projectile, and thickness and material of the target. But if we apply the experimental results and the plasma propagation model directly to the solar array panel in space, the area for the discharge risk could be extended 1-2 m around the impact point.

(2) Risk of potential change

The potential of the conductive panel or cable can be changed or fluctuated at the hypervelocity impact. If we apply the experimental results and the charging model directly to the solar array cables in space, the potential change amounts to 10 V level. The charging effect will be higher for the larger plasma production. The potential change will propagate through the wires to reach the internal electrical systems and could give a harmful interference in the logic circuits.

概 要

現在、地球周回軌道上には mm サイズ以上のスペースデブリが、1000 万個のオーダーで存在していると言われており、地球周回の宇宙機では、運用中に数年に 1 回程度、mm サイズのスペースデブリの衝突が生じる可能性がある。近年では、スペースデブリの低減策が行われるようになってきているが、スペースデブリの総量は、年々増加する傾向にあるため、今後の宇宙開発ではデブリ衝突が宇宙機に及ぼす影響を解明することが必須である。宇宙機へのスペースデブリやマイクロメテオロイドの超高速衝突の研究分野では、これまで主に構造的損傷に関する研究が行われてきた。例えば、宇宙機の防護に関連した、被衝突体の貫通限界と貫通孔サイズ、クレータの形状とサイズ、衝突で生じるイジェクタの放出形態、デブリシールドに関する研究などである。構造的破壊の他に、衝突プラズマの発生と伝播、高周波帯の電磁波放射、プラズマ発生に伴う被衝突体の電位変動現象が生じ、宇宙機に電氣的影響を及ぼす可能性があるため、超高速衝突による電氣的現象の研究も非常に重要である。

多くの場合、宇宙機表面の最大の面積を占める部分は太陽電池パネルであり、一般的な地球周回の人工衛星では、太陽電池パネルは全表面積の 30~40%を占めている。特に、今後の宇宙開発では、輸送コストを低減させる目的で、薄膜太陽電池パネル、平面アンテナ、インフレーター構造など、軽量で大型の薄板構造（典型的には厚さ 1mm 以下程度）が本格的に使用されるようになると考えられている。また、将来の超大型宇宙建造物の典型例であるキロメートル級の太陽発電衛星でも、主要部分である集光部、発電部、送電部は全て薄板構造と想定されている。スペースデブリの衝突確率は宇宙機の表面積が広がるほど高くなるため、このような大型の建造物では、スペースデブリやマイクロメテオロイドの衝突は不可避のものとしてその影響を評価する必要がある。近い将来では、宇宙機の大電力化に伴う重量軽減の目的で、mm 程度からそれ以下の厚さの薄膜太陽電池の使用が主流となることが想定されるため、本研究では、ターゲットとして板厚 mm 以下の薄板に対する貫通型衝突で生じる電氣的現象を研究の対象とした。

本研究は、薄板パネルへの貫通型超高速衝突実験を行うことにより、衝突プラズマの空間的な伝播と衝突部における電位変動の特性を明らかにし、その物理モデルを構築することを目的として実施した。これらのモデル化により、超高速衝突現象が宇宙機に及ぼす電氣的影響によるリスクを衛星の設計段階で評価することが可能な工学的知見を得ることが可能と考えられる。そのための実験として、単一元素で構成される厚さ 0.1mm~3.0mm の金属薄板に対して直径 3.2mm、質量 45~47mg のアルミニウムの金属球を秒速 6km 程度で衝突させる実験を行った。衝突部を中心に配置したダブルプローブアレイによりプラズマの空間的な分布を計測した。また、プラズマ伝播に関連する現象である高温ガスからの発光現象（衝突発光雲）を高速度カメラで撮影した。これらの結果を比較し、プラズマ伝播

の特性を明らかにした。プラズマ密度を求める際には、衝突発光の 3 波長分光計測から求めた温度を用いた。一方、被衝突物体で生じる電位変動は、ターゲットをグラウンドから絶縁させた状態にし、ターゲットとグラウンド間で発生する電圧を計測した。本研究で得られた衝突プラズマと電位変動に関する主な実験結果は、次の 3 つである。

(1) プラズマ密度の伝播角度依存性：ターゲット面から 30 度の角度範囲にプラズマ密度が最大となる角度が存在した。特に、影響評価で重要となる衝突ターゲットの沿面方向に伝播するプラズマの密度は、実験を行った材料の場合では衝突位置から距離 10cm の位置で $10^{13} \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 程度である。

(2) プラズマ伝播速度：プローブで計測したプラズマ伝播速度と高速度カメラで撮影された画像から求めた発光雲の伝播速度は、おおよそ同じ程度であった。このため、両者の運動はほぼ等しいものと考えられる。

(3) 衝突部における電位変動：衝突部が持つ静電容量が 200pF 程度の場合、発生する電位変動の最大値は +7V ~ +12V 程度であった。また、電位が最大値になるのに要した時間は、100ns 程度であった。

薄板ターゲットに対して球形プロジェクタイトルが衝突する場合における、電氣的現象の物理モデルを構築した。以下にそれぞれの結果を示す。

(1) 衝突プラズマの伝播モデル

・実験室実験では実験チャンバーの残留ガスの影響を受けるため、伝播距離のマイナス 4 ~ 5 乗程度で減衰するが、ドリフトマクスウェル分布を仮定した本モデルでは、プラズマ密度は距離のマイナス 3 乗で減少することが示された。

・プラズマの放出が幾何学的に伝播可能な空間に限られると仮定すると、伝播可能な範囲は時間と共に変化する。実験結果では、プラズマ密度はある角度で最大となったが、モデルからも伝播量が最大となる角度が存在することが定性的に示された。

(2) 電位変動現象の物理モデル

・電子とイオンの移動度の差から一部電子の離脱により正イオンが過剰になることで衝突部が正に帯電すると考えられる。そこで、新たにプラズマ粒子のエネルギー分布がマクスウェル分布であると仮定し、衝突部の電位変動が生じるというモデルを立てた。モデルに基づいて計算した結果と計測された電圧を比較し、本モデルにより電位変動が説明であることが示された。

これらの実験結果と物理モデルから、宇宙機に対する超高速衝突で生じる電氣的影響が示唆された。

(1) 衝突プラズマの影響

本実験で計測されたプラズマ密度に伝播距離依存性を仮定すると、発電電圧 100V 以上の場合における放電開始の閾値 (プラズマ密度 10^{10} cm^{-3}) からパネル面上 1~2m の範囲に影

響が及ぶと推定される。比較的衝突確率が高い直径 1mm のデブリ衝突で生じるプラズマ密度が本実験で得られたプラズマ密度よりも 1桁程度低いと仮定した場合でも、放電リスクが生じる領域は 1m 程度のスケールとなる。

(2) 電位変動現象の影響

太陽電池パネルあるいは宇宙機表面の電気伝導部に衝突が発生した場合は、衝突部の対地容量に応じた電位が発生し、その電位変動は伝導ラインを通じて、衛星内部に伝播していく可能性がある。本実験で観測された 10V レベルの電圧変動はプラズマ総量 10^{15} 個、対地容量 数百 pF の場合であるが、本実験と同レベルの電圧変動が大きくは減衰せず、内部に伝播した場合は、ロジック回路等に悪影響を及ぼす可能性がある。

目 次

第1章 序論	- 1 -
1.1 宇宙機のバス電圧の傾向.....	- 1 -
1.2 スペースデブリ環境.....	- 1 -
1.3 超高速衝突現象の研究背景.....	- 3 -
1.3.1 超高速衝突による電氣的現象.....	- 3 -
1.3.2 超高速衝突による電氣的現象が宇宙機に及ぼす影響.....	- 4 -
1.4 本研究の目的.....	- 5 -
1.5 本論文の内容.....	- 6 -
第2章 超高速衝突実験装置と計測手法	- 7 -
2.1 超高速衝突実験装置と実験装置の配置.....	- 7 -
2.2 計測機器, 計測手法.....	- 10 -
2.2.1 高速度カメラによる衝突発光雲の撮影.....	- 10 -
2.2.2 フォトダイオードによる高温ガスの温度計測.....	- 11 -
2.2.3 ダブルプローブ法による衝突プラズマの計測.....	- 14 -
2.2.4 衝突部の電位変動計測における実験配置.....	- 17 -
2.2.5 走査型電子顕微鏡によるイジェクタの元素分析.....	- 19 -
2.3 実験項目と実験条件.....	- 22 -
第3章 超高速衝突実験の結果	- 24 -
3.1 高速度カメラによる衝突発光雲の撮影結果.....	- 24 -
3.2 フォトダイオードによる温度計測結果.....	- 29 -
3.3 衝突側におけるプラズマ計測結果.....	- 31 -
3.3.1 プローブ電流波形, プラズマ伝播速度と角度の関係.....	- 31 -
3.3.2 プローブ電流からのプラズマ密度の算出.....	- 37 -
3.3.3 プラズマ密度と伝播距離の関係.....	- 38 -
3.4 超高速衝突による電位変動の計測結果.....	- 40 -
3.5 SEM/EDS によるイジェクタの元素分析.....	- 43 -
3.5.1 ターゲット表面の観察.....	- 43 -
3.5.2 イジェクタ捕捉板表面の観察.....	- 47 -
3.6 本章の実験結果のまとめ.....	- 53 -
第4章 実験結果の解析	- 54 -
4.1 衝突プラズマの伝播モデル.....	- 54 -
4.1.1 衝突プラズマの伝播モデル.....	- 54 -
4.1.2 プラズマ密度の伝播距離依存性.....	- 62 -

4.1.3	プラズマ密度と伝播角度の関係	- 64 -
4.1.4	衝突プラズマの伝播モデルと実験結果の比較	- 67 -
4.2	衝突部の電位変動モデル.....	- 68 -
4.2.1	電位変動現象のメカニズム.....	- 68 -
4.2.2	実際の発生電位の推定.....	- 70 -
4.2.3	理論との比較.....	- 73 -
4.2.4	プラズマ発生に要したエネルギーに関する検討.....	- 76 -
第5章	宇宙機への衝突の影響評価と対策	- 77 -
5.1	衝突プラズマ伝播の影響評価と対策	- 78 -
5.2	電位変動が電源系に与える影響評価	- 79 -
第6章	本研究の結論	- 82 -
第7章	本研究における今後の展望と課題	- 85 -
付録1.	プラズマ粒子の速度分布に関する考察	- 87 -
参考文献	- 89 -
謝辞	- 93 -

目 次

図 1.2-1	NASA ORDEM2000 モデルから計算した 2010 年におけるデブリ分布	- 2 -
図 1.4-1	薄板への超高速衝突現象が薄板自体に及ぼす構造的影響と電気的影響	- 5 -
図 2.1-1	超高速実験装置の全体写真	- 8 -
図 2.1-2	実験装置の全体図	- 8 -
図 2.1-3	実験領域の拡大図	- 9 -
図 2.1-4	本実験における角度の定義, 衝突側・貫通側の定義	- 9 -
図 2.2.1-1	衝突発光雲撮影用・高速度カメラの配置 (写真)	- 10 -
図 2.2.2-1	3 波長強度観測用フォトダイオードの配置 (写真)	- 12 -
図 2.2.2-2	フォトダイオードの配置図	- 12 -
図 2.2.2-3	タングステンハロゲンランプによる性能確認	- 13 -
図 2.2.3-1	ダブルプローブ外観	- 15 -
図 2.2.3-2	ダブルプローブ計測回路	- 15 -
図 2.2.3-3	プローブ配置 (写真)	- 15 -
図 2.2.3-4	実験チャンバー内の配置図 (代表例)	- 16 -
図 2.2.4-1	電位変動計測時の実験チャンバー内の写真	- 18 -
図 2.2.4-2	電位変動計測での実験配置と電気接続図	- 18 -
図 2.2.5-1	ターゲットとイジェクタ捕捉板の写真	- 20 -
図 2.2.5-2	ターゲットとイジェクタ捕捉板の位置関係	- 21 -
図 3.1-1	高速度カメラで観測した発光雲の伝播: Al ターゲット	- 25 -
図 3.1-2	高速度カメラで観測した発光雲の伝播: Cu ターゲット	- 26 -
図 3.1-3	衝突発光雲エッジの時間変化から求めた伝播速度: Al ターゲット	- 27 -
図 3.1-4	衝突発光雲エッジの時間変化から求めた伝播速度: Cu ターゲット	- 27 -
図 3.1-5	高速度カメラで観測した発光雲の伝播: Ti, Ta, W, Ag ターゲット	- 28 -
図 3.2-1	波長ごとの光強度の時間変化と温度: Al ターゲット	- 30 -
図 3.2-2	波長ごとの光強度の時間変化と温度: Ti ターゲット	- 30 -
図 3.3.1-1	各方向に設置したプローブ電流の時間変化: Al ターゲット	- 32 -
図 3.3.1-2	各方向に設置したプローブ電流の時間変化: Ag ターゲット	- 33 -
図 3.3.1-3	プラズマ伝播速度と伝播角度の関係: Al, Cu ターゲット	- 34 -
図 3.3.1-4	プラズマ伝播速度と伝播角度の関係: Ti ターゲット	- 35 -
図 3.3.1-5	プラズマ伝播速度と伝播角度の関係: Ta ターゲット	- 35 -
図 3.3.1-6	プラズマ伝播速度と伝播角度の関係: Ag ターゲット	- 36 -
図 3.3.1-7	衝突発光雲と衝突プラズマの伝播速度の比較: Al ターゲット	- 36 -
図 3.3.3-1	90 度方向における伝播距離とプローブ電流の関係	- 38 -

図 3.3.3-2	最大プラズマ密度と伝播距離の関係：Al, Cu, Ag ターゲット	- 39 -
図 3.4-1	ターゲット電圧の計測結果：Cu ターゲット	- 41 -
図 3.4-2	ターゲット電圧の計測結果：Ag ターゲット	- 41 -
図 3.4-3	ターゲット電圧の計測結果：Al ターゲット	- 42 -
図 3.5.1-1	実験後のターゲットに生じた貫通孔：Ag ターゲット	- 43 -
図 3.5.1-2	Ag ターゲットのリムにおける元素分析結果（1）	- 44 -
図 3.5.1-3	Ag ターゲットのリムにおける元素分析結果（2）	- 44 -
図 3.5.1-4	貫通孔周辺におけるイジェクタの元素分析結果（1）	- 45 -
図 3.5.1-5	貫通孔周辺におけるイジェクタの元素分析結果（2）	- 45 -
図 3.5.1-6	貫通孔周辺におけるイジェクタの元素分析結果（3）	- 45 -
図 3.5.1-7	貫通孔周辺のイジェクタ衝突によるクレータの元素分析結果（1）	- 46 -
図 3.5.1-8	貫通孔周辺のイジェクタ衝突によるクレータの元素分析結果（2）	- 46 -
図 3.5.2-1	実験後のイジェクタ捕捉板（#26：Ag ターゲット，厚さ 500 μ m）	- 48 -
図 3.5.2-2	イジェクタ捕捉板の表面状態の模式図	- 49 -
図 3.5.2-3	イジェクタ捕捉板の SEM 画像（放出角度：80.5 度）	- 49 -
図 3.5.2-4	イジェクタ捕捉板に生じたクレータ内部の溶融物を点分析した結果	- 50 -
図 3.5.2-5	イジェクタ捕捉板面上の溶融物の点分析結果	- 50 -
図 3.5.2-6	イジェクタ捕捉板の画像（#22：Ta ターゲット，厚さ 100 μ m）	- 52 -
図 4.1.1-1	プラズマ伝播のモデル	- 55 -
図 4.1.1-2	単位立体角あたりのプラズマ放出量の θ 角依存性	- 58 -
図 4.1.1-3	プラズマ伝播モデルから求めたプラズマの空間的分布	- 61 -
図 4.1.1-4	（4.1.1-1 5）式を数値的に解いた結果	- 61 -
図 4.1.2-1	規格化した最大プラズマ密度と伝播距離の関係	- 63 -
図 4.1.3-1	最大プラズマ密度と伝播角度の関係：Al ターゲット	- 64 -
図 4.1.3-2	最大プラズマ密度と伝播角度の関係：Cu ターゲット	- 65 -
図 4.1.3-3	最大プラズマ密度と伝播角度の関係：Ag ターゲット	- 65 -
図 4.1.3-4	最大プラズマ密度と伝播角度の関係：Ti ターゲット	- 66 -
図 4.1.3-5	最大プラズマ密度と伝播角度の関係：Ta ターゲット	- 66 -
図 4.2.1-1	電位変動現象のメカニズム	- 69 -
図 4.2.2-1	電位変動計測の等価回路	- 72 -
図 4.2.3-1	プローブ電流波形からのプラズマ総量の推定	- 74 -
図 4.2.3-2	時刻 t_p における衝突プラズマの空間分布	- 74 -
図 5.2-1	1点接地（SPG: Single-point ground）[57]	- 81 -
図 5.2-2	多点接地（MPG: Multipoint ground）[57]	- 81 -

表 目 次

表 1.1-1	最近の大型・高電圧宇宙機の例 [1].....	- 1 -
表 2.3-1	実験条件一覧.....	- 23 -
表 3.4-1	電位計測結果のまとめ.....	- 40 -
表 3.5.2-1	#26 における捕捉板上での観察結果（イジェクタ放出角 80.5 度）.....	- 51 -
表 4.2.3-1	電位計測結果とモデル計算の比較.....	- 75 -
表 5-1	人工衛星・バス部の各サブシステムの構成 [49]-[51].....	- 77 -

第1章 序論

1.1 宇宙機のバス電圧の傾向

80年代頃までの衛星は、1kW程度のものが多かったが、90年代後半から10kW程度の衛星も運用されるようになってきている。また、静止軌道は通信での利用が多く、現在では20kW弱の衛星が主流となってきている。このような人工衛星の発電電力の大電力化に伴い、ケーブルでの熱損失の低減とケーブル重量を軽減させる目的で、より高い電圧がバス電圧として用いられるようになってきている。大電力化に伴うバス電圧の上昇の傾向を表1.1-1に示す。宇宙開発の初期から80年代までは28Vバスが多く用いられていたが、この表に示すように90年代中盤から50Vバスが使用されるようになり、90年代後半からは、大型静止衛星等で100Vバスが主流となってきている。現在、最も発電電圧が高いISSのバス電圧は、160Vである。バス電圧が高いほどプラズマによる放電は生じやすくなるため、宇宙機バス電圧が高電圧化する傾向は、宇宙機周辺のプラズマによる放電を深刻化させると考えられる。

表 1.1-1 最近の大型・高電圧宇宙機の例 [1]

名称	国名	高度	用途	打ち上げ年	発電電力 [kW]	バス電圧 [V]
ADEOS	日本	低軌道	地球観測	1996	8.0	32~50
ETS-VI	日本	静止軌道	技術試験	1994	6.0	32~50
きずな	日本	静止軌道	通信実験	2008	6.1	50
ISS	アメリカ, 他	低軌道	有人基地	2000	65	160
Terra	アメリカ	低軌道	地球観測	1999	2.5	127
DS-1	アメリカ	惑星間軌道	小惑星探査	1998	2.5	100
ETS-VIII	日本	静止軌道	通信	2004	7.5	110
Boeing 702	アメリカ	静止軌道	通信・放送	2000	18	100
Muses-C	日本	惑星間軌道	小惑星探査	2003	2.0	120

1.2 スペースデブリ環境

スペースデブリとは、“なんらかの意味がある活動を行うことなく地球の衛星軌道上を周回している人工物体”と定義されており、人類の宇宙開発により生じたものである。スペースデブリには、小さなものでは、固体ロケットの燃焼で生じた酸化アルミニウム、人工衛星等の表面から剥離した塗料のかげら、燃料タンクのブレイクアップにより生じた人工

衛星の破片、ロケットの破片等がある。大きなものでは、運用を終えた人工衛星やロケットの最終段及びそれに付属したクランプやボルト類などがある。ブレークアップは、ミッション終了後の人工衛星の残留推薬や搭載バッテリーの爆発により生じる[2]。低軌道では、軌道上に暴露された物体を回収して表面観察を行うことによりデブリの材質が調べられている。低軌道におけるデブリの構成比は、体積密度 2.8g/cm^3 (アルミニウムやガラス) が 50%と最も多く、次いで 8.9g/cm^3 (銅) が 30%, 1.8g/cm^3 (樹脂など) と 4.5g/cm^3 (チタン) がそれぞれ 10%となっている[3][4]。代表的なスペースデブリ環境モデルとしては、ESA の MASTER モデル[6][7]と NASA の ORDEM モデル[8]がある。図 1.2-1 に、NASA の ORDEM2000 モデルから計算した 2010 年時点での低軌道(高度 400km, 軌道傾斜角 51.6°) のスペースデブリの空間分布を示す。現在、地球周回軌道上には、mm サイズ以上のスペースデブリが 1000 万個のオーダーで存在していると言われており[9], 地球周回の宇宙機では、mm サイズのスペースデブリの衝突が数年に 1 回程度の割合で生じる可能性がある。例えば、図 1.2-1 のデータから低軌道の場合における直径 1 mm のスペースデブリの衝突確率を計算すると、10kW の発電量に相当する 25m^2 の太陽電池パネルに対しては 5 年に 1 回の確率で衝突が生じることとなる。軌道上でのスペースデブリの総量は、年々増加する傾向にあるため、今後の宇宙開発ではデブリ衝突が宇宙機に及ぼす影響を評価することが必須である。特に、大型構造物では、ミッション期間中、スペースデブリやマイクロメテオロイドの衝突は不可避であり、その影響を最小限に止めるための対策を取る必要がある。国際宇宙ステーション (ISS) では、スペースデブリを 1cm 以下, 1~10cm, 10cm 以上の 3 種類に分類して対策を立てており、10cm 以上のデブリについては軌道を予測し、一時的に軌道高度を変更して回避行動を取ることがある[10]。それ以下のデブリに対しては、致命的な損傷を受けないような構造上の対策を講じている。

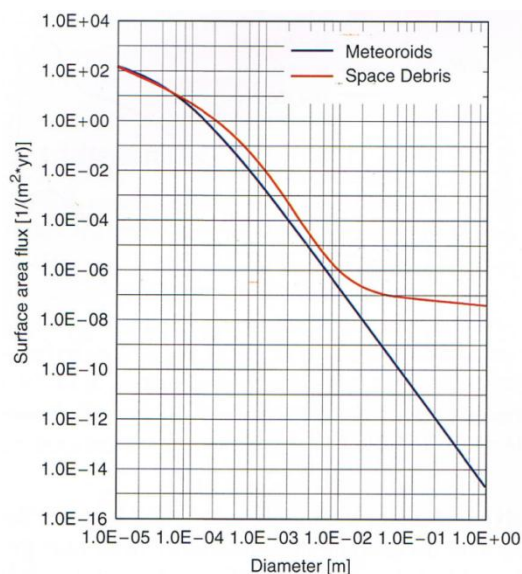


図 1.2-1 NASA ORDEM2000 モデルから計算した 2010 年におけるデブリ分布 (高度 : 400km, 軌道傾斜角 : 51.6 度) [3][5]

1.3 超高速衝突現象の研究背景

宇宙機へのスペースデブリやマイクロメテオロイドの超高速衝突では、これまでは主に衝突部での構造的損傷に関する研究が行われてきた。例えば、宇宙機の防護に関連した、被衝突体の貫通限界と貫通孔サイズ、クレータの形状とサイズ、衝突で生じるイジェクタの放出形態に関する研究などである[11]-[22]。衝突物体が被衝突物体を貫通する薄板に関する現象では、イジェクタと呼ばれる固体・液体状の放出物が、衝突側と貫通側に生じ、数百 m/s 以下の低速で放出されるものから数 km/s 以上の超高速で放出されるものが存在する。宇宙機に対するデブリ衝突やデブリ同士の衝突により新たに発生するデブリは、2 次的なデブリ発生と位置づけられており、2 次デブリと呼ばれている。

1.3.1 超高速衝突による電氣的現象

超高速衝突で生じる電氣的現象には、衝突プラズマ、電磁波放射[23]、被衝突物体の電位変動がある。電磁波は衝突で生成されたプラズマから放射されていると考えられており[24]、被衝突体の電位変動も衝突プラズマが原因となって生じる現象であると考えられる。以下に、本論文で着目した衝突プラズマの振る舞いと衝突部の電位変動現象に関する研究背景をまとめた。

(1) 衝突プラズマに関する研究

衝突で生じるプラズマの研究では、プラズマ電荷量の研究と電子温度・プラズマ密度の計測等が行われている。プラズマ電荷量の研究の多くは、宇宙機に搭載する微粒子衝突の検出器の校正等を目的に行われている。搭載検出器の校正実験により得られた経験式から、検出器で得られたデータを解析して衝突物体の特徴（衝突速度、衝突物体の質量と材質）や宇宙空間のマイクロメテオロイド分布に関する知見が得られる。検出器は、衝突部近傍に衝突部に対してプラスとマイナスのバイアス電圧を印加した電極を設置し、電荷増幅型アンプを用いて超高速衝突で発生するプラズマの正電荷 Q^+ と負電荷 Q^- を測定する[25][26]。これらの校正実験は、これまで多数行われており、様々な条件において衝突で生じるプラズマの総電荷量（正電荷量と負電荷量の総和） Q^\pm と衝突質量 m ・衝突速度 v の経験式 $Q^\pm \propto m^\alpha v^\beta$ が調べられ、 α の値は 1.0 程度、 β の値は検出器の材質によって異なり、2.5~4.5 程度の範囲という結果が得られている[27]-[29]。

この他に惑星科学の分野では、Crawford と Schultz により、シングルプローブ法による衝突プラズマの密度計測が行われている[30]。この実験では、Al ターゲットに対して Al 球のプロジェクトイルを速度 5.4km/s（衝突角度：ターゲット面を基準として 15 度）で衝突させ、衝突位置から直線距離 170mm（設置角度：ターゲット面を基準として 66 度）の位置に設置したプローブに $\pm 10V$ 、周波数 5kHz（1 周期 200 μs ）の正弦波を印加して電流電

圧特性を取得し、プラズマ密度が $10^9 \sim 10^{11} [\text{cm}^{-3}]$ 、電子温度が $\sim 4500 [\text{K}]$ という結果が得られている。しかし、この実験では、掃引周波数が低かったため、計測値は伝播現象が終了した後の実験チャンバー内のプラズマ密度と電子温度であり、プラズマ伝播過程における計測結果ではないと考えられる。

(2) 衝突部の電位変動に関する研究

NASA と ESA により開発された土星探査機 Cassini が土星のリングを通過する際に、宇宙機グランドとモノポールアンテナの間でパルス状の電圧変化を計測している[31][32]。このパルス状の電圧変化は、宇宙機構体表面への衝突で発生したプラズマからイオンと電子の移動度の違いから一部の電子が離脱することにより、宇宙機が瞬間的に正に帯電した結果、アンテナの電圧波形として観測されたと考えられている[32]。離脱電子による帯電量 Q は、衝突部の静電容量 C とアンテナで計測された電圧 V を用いて、 $Q=CV$ により求められた。

1.3.2 超高速衝突による電氣的現象が宇宙機に及ぼす影響

超高速衝突で生じる衝突プラズマが宇宙機に及ぼす電氣的影響の研究としては、模擬太陽電池パネルに対する衝突実験が行われている。JAXA の川北氏らにより、発電状態を模擬した太陽電池に対する衝突実験を行って衝突前後での発電量の変化を計測し、デブリ衝突の影響評価が行われた[33]。その後に行われた九州工業大学の赤星、福重、長崎らによる研究では、発電状態を模擬した太陽電池パネルでの衝突時の信号等が計測され、太陽電池の発電電圧と衝突誘起の放電の関係等が報告されている[34][35][36]。また、Brandhorst らによる実験では、衝突領域に LEO と GEO のプラズマ環境を模擬し、発電状態にある太陽電池パネルに対する衝突実験が行われた[37][38]。このように、宇宙機で用いられている太陽電池に対する衝突実験が行われ、電氣的影響の評価・研究が為されている。しかし、これまでのところ、放電を引き起こす原因となっている衝突プラズマの伝播形態などの物理的特徴を詳細に調べた上での電氣的影響の研究は、ほとんど為されていない。また、宇宙機への衝突による電位変動は、§ 1.3.1 (2) で述べたように、土星探査機 Cassini の科学観測装置で発生電圧が検出されているが、これまでのところ、衝突に伴う発生電圧が宇宙機に与える影響を評価した例はない。

1.4 本研究の目的

宇宙機へのスペースデブリやマイクロメテオロイドの超高速衝突では、図 1.4-1 に示すような構造的影響と電気的影響が考えられる。本分野の研究では、これまでに主に機械的損傷に関する研究が行われてきた。例えば、宇宙機の防護に関連した、被衝突体の貫通限界と貫通孔サイズ、生ずるクレータの形状とサイズ、デブリシールドの厚さと設置間隔、衝突で生じるイジェクタの成分とその運動に関する研究などである。一方、衝突による電気的影響としては、衝突プラズマの発生と伝播、高周波帯の電磁波放出、プラズマ発生に伴う被衝突体の電位変動が挙げられるが、電気的現象は十分解明されておらず、それらが宇宙機に及ぼす影響を評価できるには至っていない。実際、宇宙機は、構体の外側に太陽電池やアンテナなどの電気的要素があり、一般的な人工衛星の場合、太陽電池パネルが宇宙機表面の全表面積の 30~40%を占めている。衝突で生成されたプラズマは、露出した電気部品との干渉や帯電した絶縁体表面での放電を引き起こす可能性がある。また、衝突部の電位変動は、搭載機器に影響を及ぼすと可能性がある。

本研究は、超高速衝突による電気的影響に注目し、薄板パネルへの貫通型超高速衝突実験を行うことにより、衝突プラズマの伝播特性と衝突部における電位変動の特性を明らかにし、その物理モデルを構築することを目的として実施した。これらのモデル化により、超高速衝突現象が太陽電池パネルに与える電気的影響やリスクを衛星の設計段階で評価することができるようになる。なお、本研究で薄板への貫通型衝突を研究対象とした理由は、非貫通型のバルクターゲットの場合もパネル表面へのプラズマ伝播は、主に衝突の初期に発生し、その特性は薄板の場合とほぼ同じであると考えられること、及び、近い将来大電力型・高電圧型の太陽電池パネルは軽量薄膜のタイプが主流となることが想定されるためである。

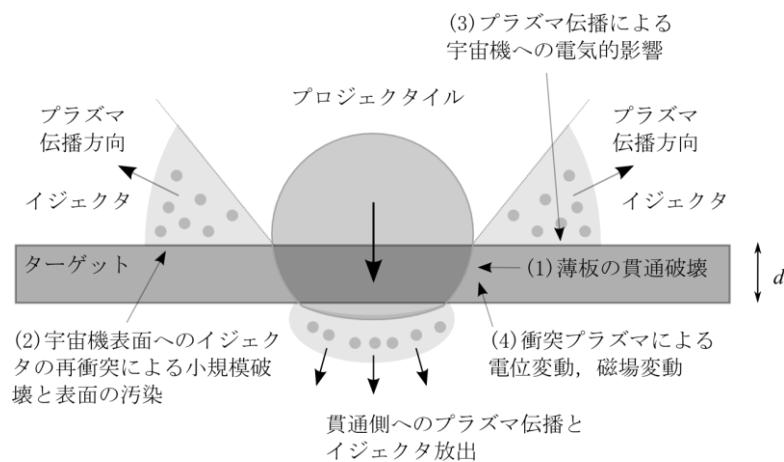


図 1.4-1 薄板への超高速衝突現象が薄板自体に及ぼす構造的影響と電気的影響

1.5 本論文の内容

第1章では、§ 1.1で宇宙機のバス電圧の傾向、§ 1.2でスペースデブリ環境、§ 1.3で超高速衝突により生じる電氣的現象と宇宙機に与える影響の研究状況と本研究の新規性、§ 1.4で本研究の目的について述べた。

第2章では、実験方法について説明する。§ 2.1では超高速衝突実験で使用した実験装置（二段式軽ガス銃、実験チャンバー）、§ 2.2では計測方法（衝突発光雲の撮影、フォトダイオードによる温度計測、ダブルプローブによるプラズマ計測、電位計測、SEM/EDSによるイジェクタの元素分析）、§ 2.3では実験条件について述べる。

第3章では、超高速衝突で生じた現象の計測結果について説明する。§ 3.1では高速度カメラによる衝突発光雲の撮影結果、§ 3.2ではフォトダイオードによる温度計測、§ 3.3ではダブルプローブによる衝突プラズマの計測結果、§ 3.4では衝突部における電位変動、§ 3.5ではイジェクタの元素分析結果を示す。

第4章では、第3章で述べた結果に関する考察を行う。§ 4.1では衝突プラズマの生成と伝播に関する物理モデル、§ 4.2では衝突部における電位変動に関する物理モデルを立て、実験結果と比較した結果について述べる。

第5章では、第3章で述べた超高速衝突実験の結果と第4章で述べた物理モデルに基づいて、超高速衝突で生じる電氣的現象（衝突プラズマ、電位変動現象）が宇宙機に与える影響について述べる。そして、第6章では本論文のまとめを述べ、第7章では本研究分野における今後の課題について述べる。

第2章 超高速衝突実験装置と計測手法

§ 2.1 では、二段式軽ガス銃の動作原理と実験チャンバー周辺の配置を説明し、§ 2.2 では、計測方法について説明する。そして、§ 2.3 では、実験条件について述べる。

2.1 超高速衝突実験装置と実験装置の配置

スペースデブリによる超高速衝突を模擬した実験を行うために、宇宙科学研究所・プラズマ実験室の超高速衝突実験装置を用いた。図 2.1-1 及び図 2.1-2 に実験装置全体の写真及び構成を示す。実験装置は、二段式軽ガス銃と実験チャンバーにより構成されている。二段式軽ガス銃とは、火薬の燃焼で加速させたピストンにより分子量の軽い水素やヘリウムなどの気体を圧縮させ、プロジェクタイトを超高速で射出する装置である[39]。金属球を発射させる場合には、サボと呼ばれる金属球を保持する容器を使用する。本実験で使用した装置では、サボを使用した場合では、直径数ミリメートル、質量数十ミリグラムの金属球を秒速 6km 程度で発射させることができる。銃から発射されたプロジェクタイトの速度は、発射管と実験チャンバーの間に設置した 3 組のレーザーとレーザー光検出器から成る速度計測装置により計測され、プロジェクタイト通過時の光強度変化の時間差と検出器間の距離からプロジェクタイトの速度を計測することができる。二段式軽ガス銃の下流側には、大型チャンバー、隔壁、バイパス経路、真空ポンプ（ロータリーポンプ、油拡散ポンプ）、ターゲットと計測装置を設置した実験チャンバーが配置されている。実験チャンバーは、内径 35 cm、幅 70 cm、容積 50 Litter である。図 2.1-3 に実験チャンバー周辺の拡大図を示す。本実験では、衝突により生じるプラズマと高温ガスの物理的特性を計測することが目的であるので、実験直前の状態で、衝突プラズマと高温ガスに影響を与える実験チャンバーの残留ガス圧力を十分低い値に保つことが重要である。そこで、実験チャンバーを厚さ 12 μ m の PET フィルムによる隔壁とバイパス経路に設置したバルブにより二段式軽ガス銃側から隔離し、油拡散ポンプを用いて実験領域を 10⁻³Pa 台まで真空引きした。実験時には、衝突後の圧力上昇による真空ポンプの不具合を避けるために、油拡散ポンプと真空配管の間にあるバルブを閉じた。バルブを閉じてから二段式軽ガス銃からプロジェクタイトが発射されるまで数秒の時間を要するため、衝突直前における実験チャンバーの圧力は、10⁻²Pa 台の中盤程度となる。衝突プラズマの伝播に対する残留ガスの影響を考慮するために、二段式軽ガス銃を発射する直前まで電離真空計による圧力計測を行い、圧力計の表示値の記録には家庭用ビデオカメラ（撮影速度 30frames/sec）を用いた。

本論文では、プロジェクタイトがターゲットを貫通する場合に注目して研究しているため、ターゲットのプロジェクタイトが衝突する面を衝突面（衝突側）と呼び、貫通していく側を貫通側と呼称することとする。また、衝突側・貫通側における角度は、図 2.1-4 のようにターゲットの法線方向を基準（0 度）とし、ターゲットの沿面方向を 90 度と定義

した。この定義は、衝突により生じる放出物（固体状・液体状のイジェクタ，衝突発光雲，高温ガス，衝突プラズマ）の飛散角度・伝播角度，ダブルプローブの設置角度等について論じる際に用いる。

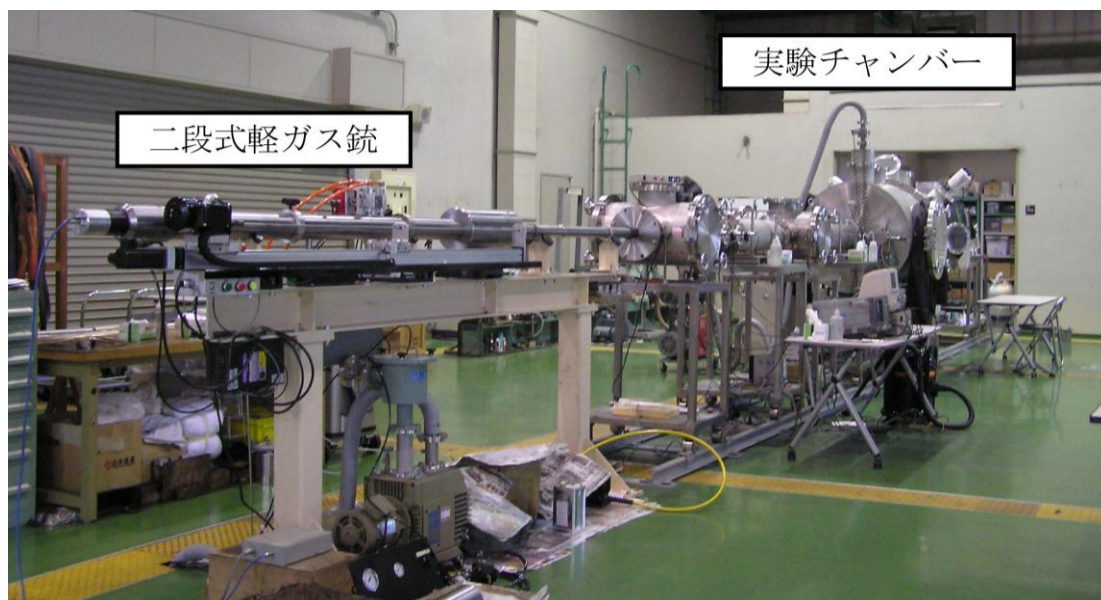


図 2.1-1 超高速実験装置の全体写真

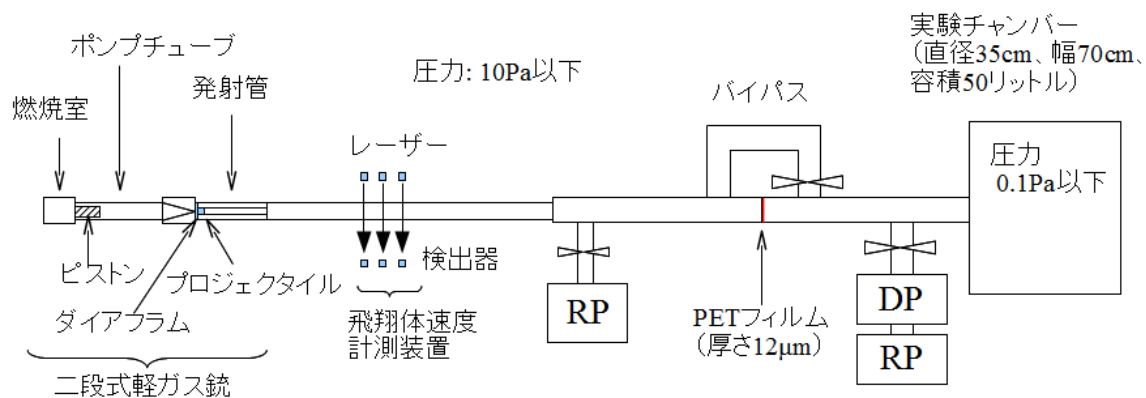


図 2.1-2 実験装置の全体図
(DP：油拡散ポンプ，RP：ロータリーポンプ)

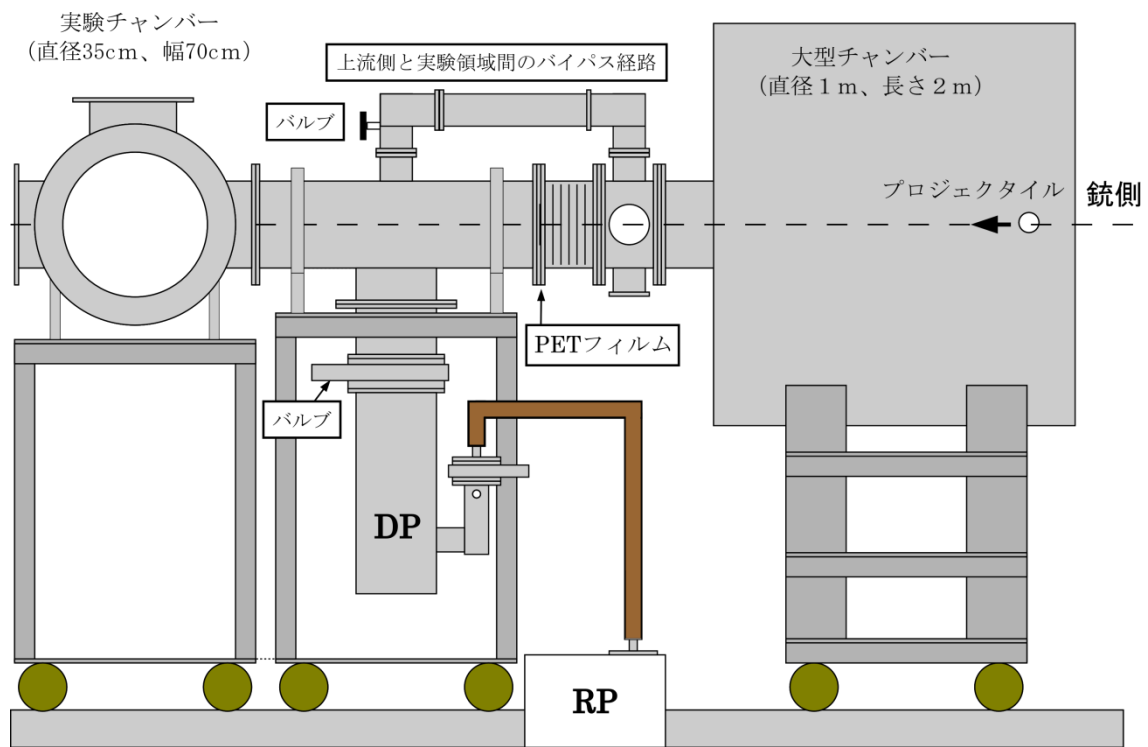


図 2.1-3 実験領域の拡大図

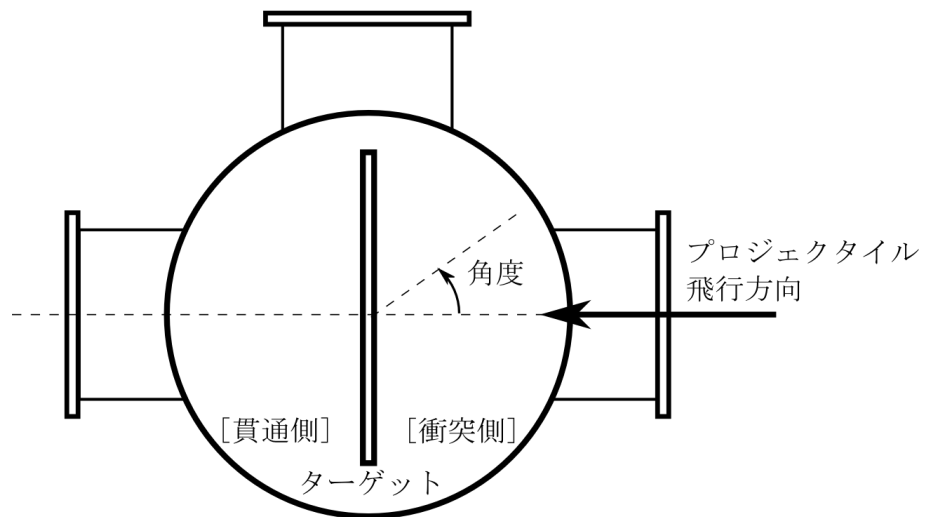


図 2.1-4 本実験における角度の定義，衝突側・貫通側の定義

2.2 計測機器, 計測手法

2.2.1 高速度カメラによる衝突発光雲の撮影

衝突で生じる発光雲の撮影には、高速度カメラ Hyper Vision HPV-1（島津製作所）を使用した。図 2.2.1-1 にカメラと実験領域の位置関係を示す。このカメラは、最速 100 万フレーム/秒（撮影間隔 $1\mu\text{s}$ ）で 102 枚の連続撮影が可能である。今回の実験では、撮影速度を 50 万フレーム/秒（撮影間隔 $2\mu\text{s}$ ）と 25 万フレーム/秒（撮影間隔 $4\mu\text{s}$ ）に設定して撮影を行った。撮影結果は、 312×260 （81120 画素）、各画素 8bit のデジタルデータで保存される。光学系は、衝突位置に焦点を合わせるためにカメラレンズ（Nicon, 焦点距離 50mm）を使用した。高速度カメラは、衝突発光雲が伝播する様子を観測できるように、プロジェクタイトルが進行する向きに対して垂直に配置した。

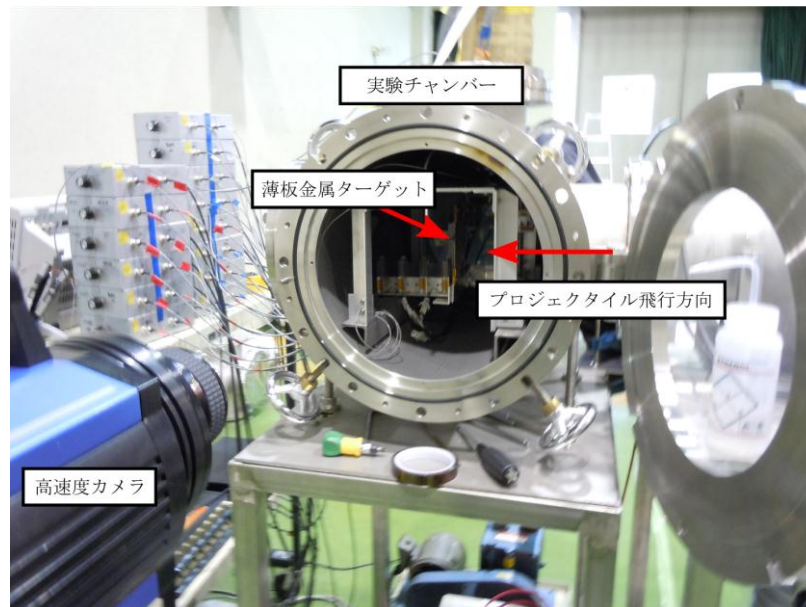


図 2.2.1-1 衝突発光雲撮影用・高速度カメラの配置 (写真)

2.2.2 フォトダイオードによる高温ガスの温度計測

黒体輻射特性から衝突側の高温ガスの温度を算出するために、衝突発光の光強度を 3 波長で観測した。計測波長は門野らの実験[40]を参考に、500nm, 700nm, 900nm (バンド幅 40nm) を選定し、各波長のバンドパスフィルターとフォトダイオードを組み合わせた。図 2.2.2-1 に示すように 3 つのフォトダイオードが衝突位置を向くようにしてチャンバ外に設置した。図 2.2.2-2 に示すように、中央のセンサは床と水平方向を見るように設置しており、これに対して上下のセンサは 10° の角度で衝突位置を見るように設置している。ターゲット面と平行な板に 3 つのセンサを取り付けて同じ位置を見るように設置した。それぞれのセンサの受光面の前には、直径 13mm の絞りを入れている。絞りから受光面までの距離が 28mm であるので、センサ受光部では角度 $\pm 13^\circ$ からの光を取り入れる設計となっている。衝突位置(センサ面からの距離 340mm)では、直径 160mm の空間を見ることとなる。

フォトダイオードには、S1223-01 (浜松ホトニクス) を用いた。このフォトダイオードは、受光面積が $3.6 \times 3.6\text{mm}$ 、端子間容量が 150pF である。フォトダイオードから同軸ケーブル (長さ 1m, 静電容量 100pF) で測定器に直接接続した。フォトダイオードの応答速度は、主に回路中の CR の時定数で決まるので、高速応答の計測が可能ないように測定器の入力インピーダンスを 50Ω とした。計測回路の時定数は、 $CR=250\text{pF} \times 50\Omega=12.5\text{ns}$ であるため、衝突発光を計測するのに十分な応答がある。フォトダイオードの性能は、分光感度と呼ばれるセンサ面が 1ワットの光を受光した場合に光電流に変換する割合で表される。使用したセンサの波長 500nm, 700nm, 900nm の分光感度は、それぞれ 0.3A/W, 0.48A/W, 0.57A/W である。また、計測に使用した 500nm, 700nm, 900nm のバンドパスフィルター (バンド幅 40nm) の透過率は、それぞれ 66%, 61%, 66% である。本システムの性能評価は、タングステンハロゲンランプを用いて行った。色温度が既知のタングステンハロゲンランプ (DC12V で色温度 3300K) をセンサ受光面から距離 340mm の位置に置いて色温度を計測し、フォトダイオード計測回路の性能評価を行った。その結果を図 2.2.2-3 に示す。これにより、本計測システムが対象物の温度を正しく計測できることが確認された。



図 2.2.2-1 3波長強度観測用フォトダイオードの配置 (写真)

それぞれのフォトダイオードに光学フィルターが取り付けられており、観測視野中央が衝突位置となるように配置している。

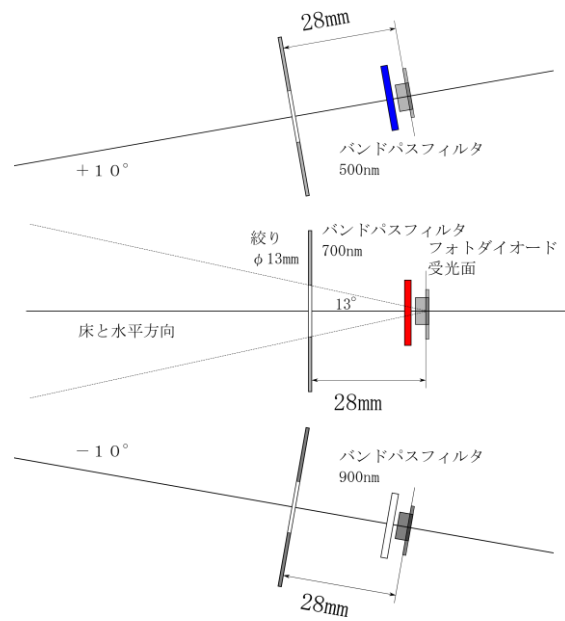


図 2.2.2-2 フォトダイオードの配置図

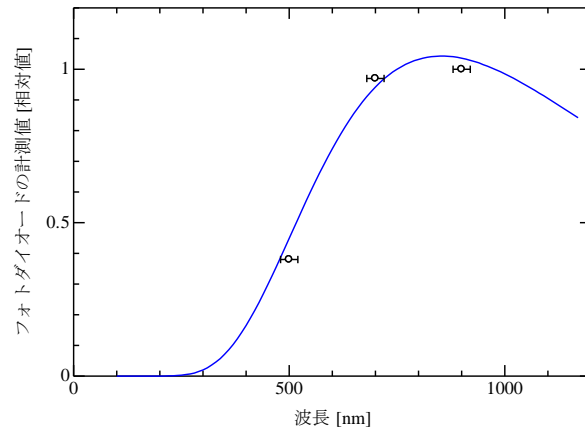


図 2.2.2-3 タングステンハロゲンランプによる性能確認

○印は、各波長での相対強度（各種補正済み）。実線は 3300K の特性曲線である。

2.2.3 ダブルプローブ法による衝突プラズマの計測

本研究では、2つのプローブ電極を用いて測定を行うダブルプローブ法[41]によるプラズマ計測を行った。図 2.2.3-1 に使用したプローブの外観を示す。プローブ電極は直径 6mm、厚さ 0.5mm の円板型であり、2つの電極を 10mm の間隔で向かい合わせ、電極裏面を絶縁物で覆った。図 2.2.3-2 の計測回路に示すように、電極間には 9.6V の一定電圧を印加しており、電圧が印加された電極間にプラズマが到達すると回路が閉じて、プラズマ密度と温度に応じた電流が流れる。通常、プローブ法では、プラズマ中に挿入したプローブ電極に印可した電圧を変化させ、印可電圧とプローブ電極への流入電流の関係からプラズマパラメータを計測するが、超高速衝突で発生するプラズマはマイクロ秒のオーダーで伝播する単発現象であるため、現象が生じている間にプローブへの印加電圧を掃引してプローブの電流電圧特性を得ることは難しい。そこで、本実験では、イオン飽和電流を計測するのに十分と考えられる 9.6V の一定電圧をプローブ電極間に印加して、衝突プラズマのイオン飽和電流の計測を行った。印加電圧を一定としているため、電流電圧特性から電子温度を求めることはできないので、§ 2.2.2 で述べた衝突発光の計測から中性ガスの温度を計測し、プラズマと中性ガスとの間に熱平衡を仮定して電子温度を推定した。ダブルプローブ計測では、絶縁型・多チャンネル入力のおシロスコープ (DM3300, 電圧測定用 HSV 型アンプ, グラフテック) を使用した。この装置の周波数応答は DC~10MHz, 入力インピーダンスは 1M Ω である。計測時のサンプリング速度は、20MS/s (50ns 間隔) とした。図 2.2.3-3 に、ターゲット付近に設置したダブルプローブの配置例を示す。高速度カメラによる観測から高温ガス (衝突発光雲) は衝突したターゲット面と水平方向に広がる傾向があることから、その一部である衝突プラズマも伝播角度ごとに伝播速度や密度が異なると予想された。そのため、衝突プラズマの伝播角度依存性を調べるために、図 2.2.3-4 に示すように計 14 個のプローブを衝突側の 5 方向 (30 度~90 度を 15 度ずつ) に 10 個 (Ch1~10) と貫通側の 4 方向 (60 度, 30 度, 20 度, 10 度) に各 1 個ずつ (Ch11~14) 設置した。衝突位置からプローブまでの距離は、衝突側 30, 45, 60, 75 度方向で 60~80mm 程度、衝突側 90 度方向で 100~200mm 程度、貫通側は 60 度方向, 30 度方向, 20 度方向, 10 度方向で、それぞれ 40mm, 65mm, 100mm, 140mm 程度である。衝突側の 90 度方向に設置した Ch1~3 と Ch4~6 のプローブは、プラズマ密度が周囲の空間への伝播と共にどのように減衰するか (伝播距離依存性) を調べる目的で設置した。衝突位置からプローブ電極までの距離は、Ch1~Ch3 では 100mm, 140mm, 180mm であり、Ch4~Ch6 では 100mm, 150mm, 200mm である。それぞれ 3 つのプローブを 1 組として伝播距離とプラズマ密度の関係を計測した。Ch1~3 は、2 枚の電極をターゲット面と並行に配置することによりプロジェクタイトルの衝突位置のずれの影響がなくターゲット面と並行方向に伝播するプラズマを計測することができる。また、直接上流側に設置したプローブの影響を受けないように、プロジェクタイトル飛行方向から見て、それぞれのプローブをおよそ 5 度ずつずらして設置している。ここで示したプローブの配置は代表的な例であり、

実験によっては若干異なる配置としている。

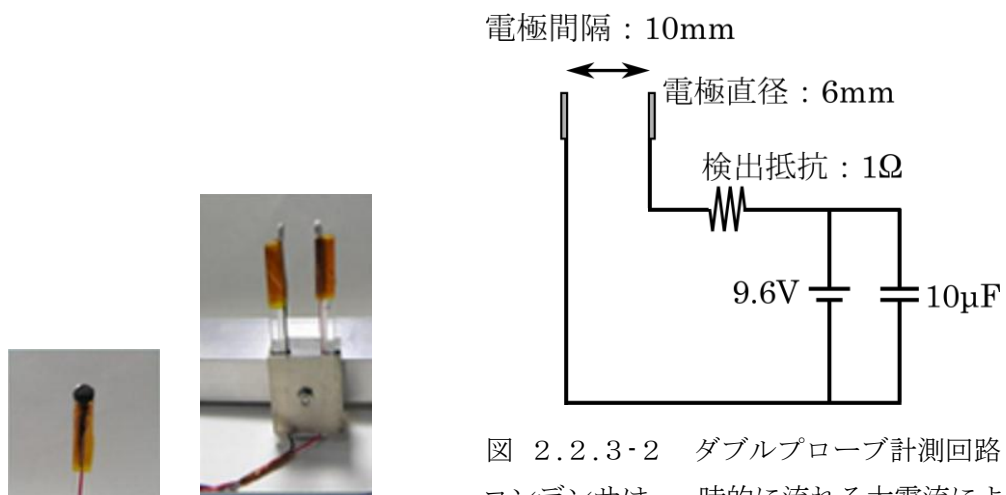


図 2.2.3-1 ダブルプローブ外観
2枚の円板型電極をアクリル製の支柱で保持した。

図 2.2.3-2 ダブルプローブ計測回路
コンデンサは、一時的に流れる大電流により電圧が降下しないようにするために挿入している。

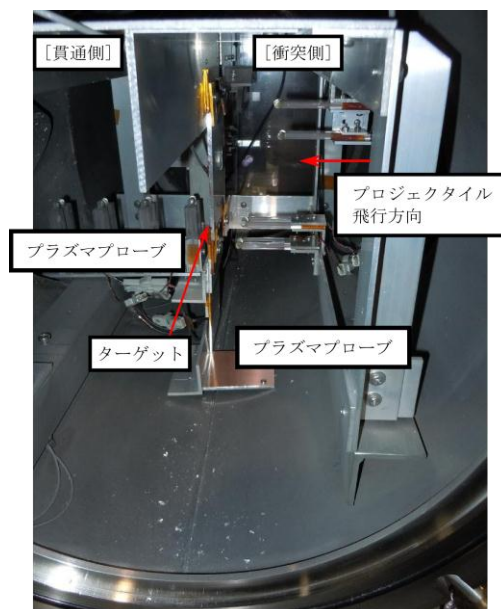


図 2.2.3-3 プローブ配置 (写真)

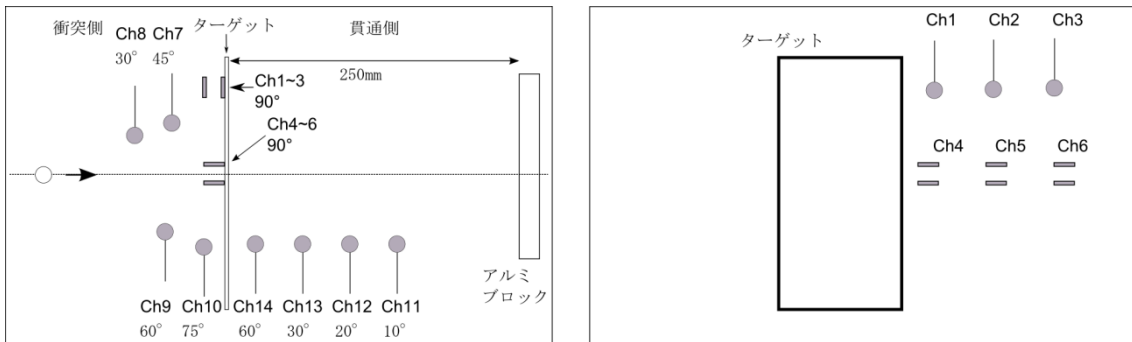


図 2.2.3-4 実験チャンバー内の配置図（代表例）

左：チャンバー内のダブルプローブの配置図。Ch1～Ch3, Ch4～Ch6 は図と垂直方向に配置した。右：プロジェクタイトルの飛行方向からチャンバー内を見た図。Ch1～Ch3, Ch4～Ch6 は右図のように配置されている。プロジェクタイトルの衝突位置のずれにより、衝突位置からプローブまでの距離は若干異なるが、Ch1～Ch3 では 100mm, 140mm, 180mm であり、Ch4～Ch6 では 100mm, 150mm, 200mm である。

2.2.4 衝突部の電位変動計測における実験配置

電位変動計測時の実験チャンバー内の写真を図 2.2.4-1 に、電位変動計測における実験配置を図 2.2.4-2 に示す。ターゲットを固定する実験治具はアルミ製であり、実験チャンバーと導通させてグラウンド（実験室の基準電位）と同電位となっている。そのため、ターゲットを固定する際には、ターゲット固定部分の表面に絶縁テープ（カプトンテープ）を貼りつけて、ターゲットがグラウンドから電氣的に絶縁されるようにした。ターゲットは 4 角を固定し、両端がそれぞれ $1\text{cm} \times 10\text{cm}$ の面積で固定部と接している。この部分は、ターゲットと実験治具の金属面が絶縁テープをはさんで対向しているため、平行平板コンデンサと同じ構成になっており、1 か所あたり $100 \sim 175\text{pF}$ 程度の静電容量であった。実験ごとに固定部の静電容量が異なっていたのは、ターゲットの厚さが 1mm 以下の場合では、板の角を 4 か所した際に、板面の中央に僅かに隙間が生じていたためである。そのため、板厚 1mm 以下の場合では、板厚 3mm の場合よりもターゲットと実験治具の間の距離が長くなり、静電容量が $60 \sim 80\text{pF}$ 程度小さな値となっていた。また、実験チャンバーに設置する前後でターゲットと実験治具間における静電容量の計測値が変化しなかったため、ターゲットと実験チャンバー間の浮遊容量は無視できる程度の大きさであると考えられる。ターゲットとオシロスコープ間の計測ケーブルには、同軸ケーブルを使用し、ケーブル配線と周囲との位置関係で変動する浮遊容量が計測に与える影響を極力低減させた。LCR メータを用いてターゲットからオシロスコープまでの間の計測ケーブルを実測したところ、インダクタンスは $2\mu\text{H}$ 、キャパシタンスは 250pF であった。電位変動の計測には、オシロスコープ（Agilent, DSO7034A）を使用した。本装置の入力インピーダンスは $1\text{M}\Omega \cdot 14\text{pF}$ で、周波数帯域は 350MHz である。

電位変動現象には、衝突時に発生するプラズマ量が関係すると予想されるので、ターゲットの電位計測と同時にプラズマ総量を推定する目的で、ダブルプローブを用いたプラズマ密度の測定も実施した。ダブルプローブの配置は、図 2.2.3-4 に示したものと同じである。

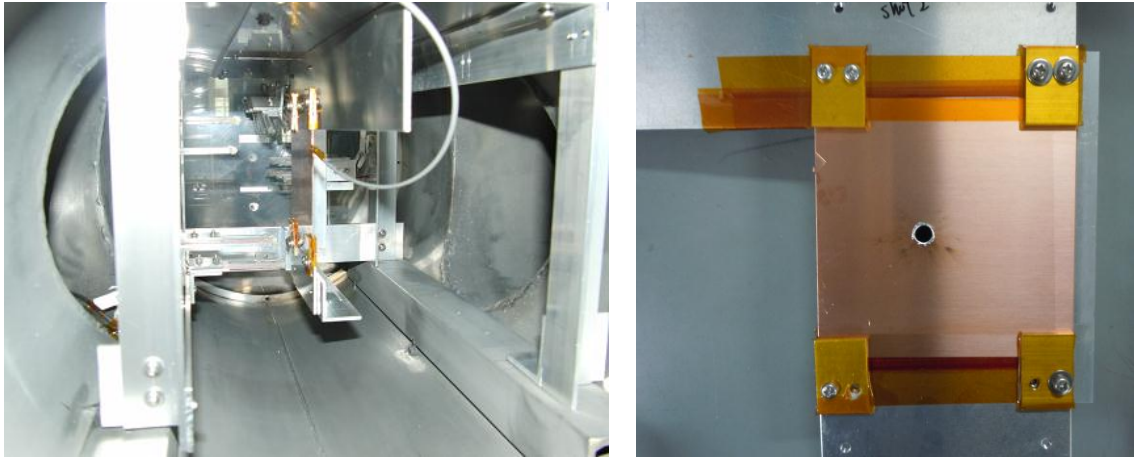


図 2.2.4-1 電位変動計測時の実験チャンバー内の写真
 右の写真は、衝突実験後のもので、ターゲットにあいた貫通孔が観察される。

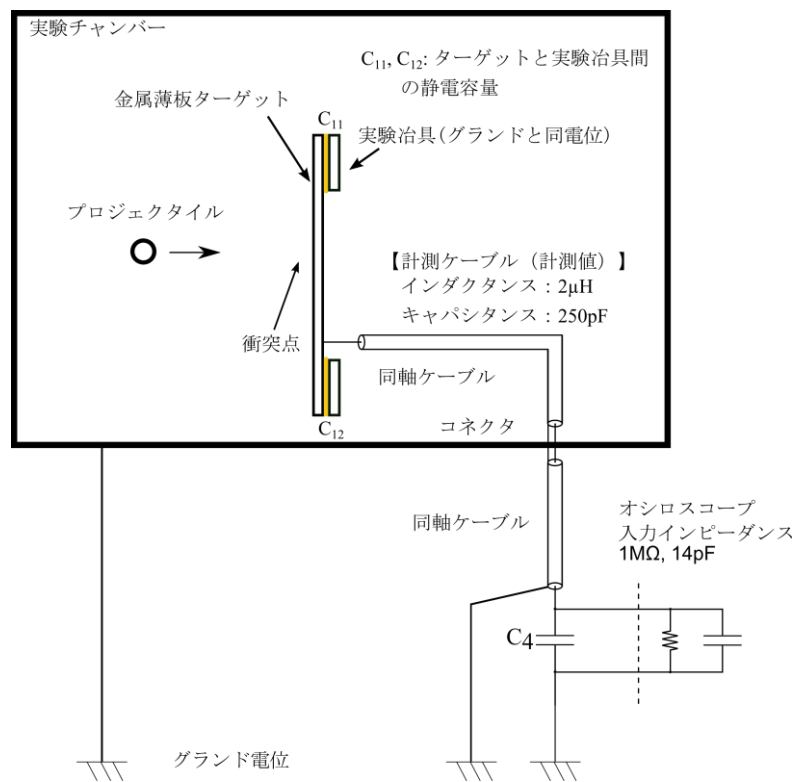


図 2.2.4-2 電位変動計測での実験配置と電気接続図
 $C_{11}+C_{12}=200\sim 350\text{pF}$, $C_4=54\text{pF}$

2.2.5 走査型電子顕微鏡によるイジェクタの元素分析

(1) SEM/EDS [42]

ターゲットとイジェクタ捕捉板に捕えられたイジェクタの元素分析には、走査型電子顕微鏡 (SEM; Scanning Electron Microscope) に付属のエネルギー分散型検出器 (EDS; Energy Dispersion Spectroscopy) を用いた。観察には、走査型電子顕微鏡 SM-510 (Topcon) を用い、観察時の電子銃の加速電圧は 15kV とした。特性 X 線の検出器には、エネルギー分散型 X 線分光器 DX-4 (EDAX) を使用した。この検出器では、原子番号 5 の B (ホウ素) から原子番号 92 の U (ウラン) までの同時分析が可能であり、特性 X 線を検出する際のエネルギー分解能は 150eV である。

以下、SEM と EDS による元素分析の原理を説明する。まず、原子核の周りを回る電子 (原子核に拘束されている電子) の結合エネルギーよりも大きなエネルギーを持つ電子が原子に入射されると、入射電子により原子の内殻の電子が放出される。すると、空位となった軌道を外殻の電子がうめるために差のエネルギーを持った X 線 (特性 X 線と呼ばれる) が放出される。特性 X 線は元素に固有のエネルギー (波長) を持つため、この X 線を計測することで照射対象の元素を同定することが可能である。特性 X 線の検出は、X 線の固体電離作用を利用した半導体検出器により行う。Li を拡散させた Si 半導体検出器に X 線を入射させると入射 X 線の強度に比例した電子-正孔対が生成され、この対の数を電流として計測する。EDS は熱雑音によるノイズを減らすために、液体窒素で冷却している。特性 X 線が EDAX 検出器に飛び込むと、そのエネルギーに比例した微弱な電流が Si 結晶に流れる。この微小電流を電圧パルスに変換し、その電圧 (エネルギー) の違いを横軸に、パルスのカウント数を縦軸にとると、スペクトラムが構成される。同じエネルギーの特性 X 線が多く発生すれば、スペクトラムにピークができる。このエネルギーのピーク位置から観察対象の元素を特定することができる。

(2) イジェクタ捕捉と観察方法

SEM と EDS を用いてターゲットとイジェクタ捕捉板表面の元素分析を行い、それぞれの表面に存在するクレータ・溶融物・高温ガスの痕跡の元素を特定した。SEM/EDS で行ったターゲットとイジェクタ捕捉板の元素分析の結果は、§ 3.5 で示す。本分析の主な目的は、伝播した高温ガス (一部プラズマを含む) と固体や液体状態のイジェクタの元素分析を行うことである。特に、高温ガスの元素の分析は、衝突プラズマもガスと同じ元素であると考えられるため、プラズマの振る舞いの解析のためにも重要である。

分析対象の元素の組み合わせによっては、理論を基に測定されたスペクトル線を分離するといった手法が必要となる場合がある。そこで本研究では、ターゲットとプロジェクトイルからのイジェクタの元素分析にあたってスペクトル線を分離する手法を適用する必要がないように、特性 X 線がいずれのものとも重ならない銅とアルミニウムを捕捉板に選択した。図 2.2.5-1 にイジェクタ捕捉板の配置図を、図 2.2.5-2 にターゲットとイジェ

クタ捕捉板の位置関係を示す。ターゲットの衝突側に放出されるイジェクタを調べるために、ターゲットの中心から 100mm の位置にターゲット面と垂直に捕捉板を設置した。イジェクタ捕捉板の材質は、Al と Cu の 2 種類である。Cu 捕捉板は、SEM/EDS による元素分析を行うためのものであり、Cu 捕捉板の両側に設置した Al 捕捉板は広い範囲での分布の様子を調べるためのものである。Cu 捕捉板はサイズが 60mm×60mm であり、この両側にサイズ 60mm×190mm の Al 捕捉板を設置した。Cu 捕捉板は、ターゲットの中心に衝突した場合に衝突面から 30 度の角度範囲内に放出されたイジェクタの分布を調べることができるように配置した。

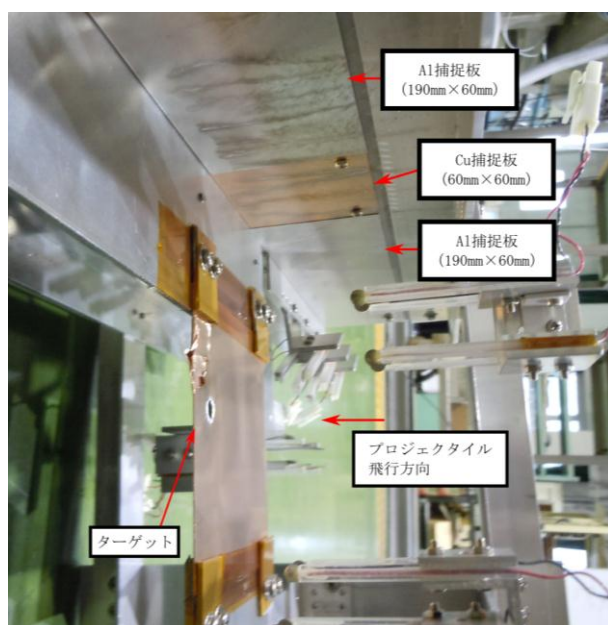


図 2.2.5-1 ターゲットとイジェクタ捕捉板の写真

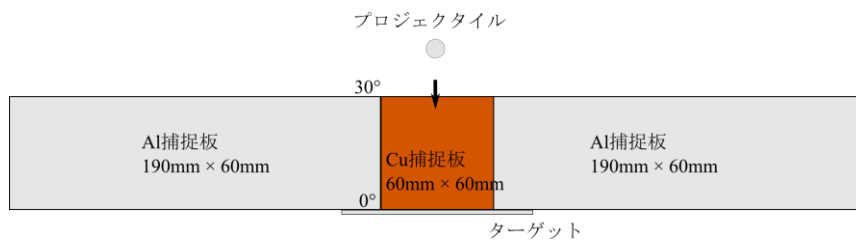
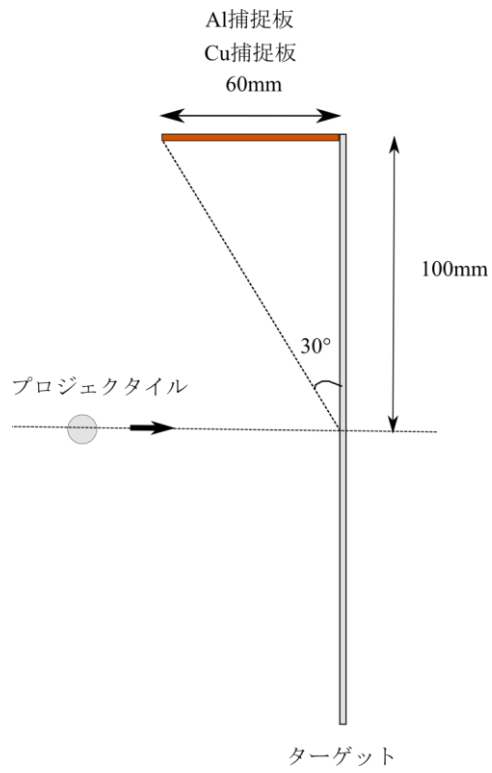


図 2.2.5-2 ターゲットとイジェクタ捕捉板の位置関係

2.3 実験項目と実験条件

超高速衝突で生じる電氣的現象を定量的に評価するために、二段式軽ガス銃による衝突実験を計 29 回行った。ターゲットには、厚さ 100 μm ~500 μm , 1mm, 3mm の金属板 6 種類 (Al, Ti, Cu, Ag, Ta, W) を用いた。また、プロジェクタイトルには、直径 3.2mm (質量 45mg~47mg) のアルミ球 (材質 AL5052) を用い、衝突速度は 5.3~6.3km/s であった。本実験に使用した金属薄板ターゲットの大きさは、# 1~23 では 10cm \times 20cm, # 24~29 では 10cm \times 10cm である。衝突で生じる高温ガスとプラズマが実験チャンバー中を伝播する過程で実験チャンバー内の残留ガスと衝突することによる影響を低減させるため、実験直前の実験チャンバー内の平均自由行程がプローブまでの距離と同じ程度以上になるように、実験直前の残留ガス圧が $4\times 10^{-2}\text{Pa}$ 以下 (空気の平均自由行程で 200mm 以上) とするようにして実験を行った。本論文で扱ったデータの実験条件を表 2.3-1 に示す。

表 2.3-1 実験条件一覧

#	プロジェクトイル			ターゲット					実験時の圧力 [Pa]	空気の平均 自由行程 1/nσ [cm]	高速度 カメラ F 値
	衝突速度 [km/s]	直径 [mm]	重量 [mg]	材質	大きさ [cm×cm]	厚さ [mm]	密度 [g/cm ³]	面密度 [g/cm ²]			
6	5.48	3.2	47	Al	10×20	0.5	2.7	0.135	0.04	25.1	4
7	5.43	3.2	47	Al	10×20	0.1	2.7	0.027	0.03	28.2	4
8	5.39	3.2	47	Al	10×20	0.3	2.7	0.081	0.04	22.7	4
9	5.44	3.2	47	Ag	10×20	0.2	10.49	0.210	0.04	24.5	4
10	5.78	3.2	47	Al	10×20	0.2	2.7	0.054	0.08	12.2	4
11	5.53	3.2	47	Al	10×20	0.4	2.7	0.108	0.08	12.2	4
12	5.25	3.2	47	Cu	10×20	0.5	8.92	0.446	0.08	12.2	4
13	5.52	3.2	47	Cu	10×20	0.1	8.92	0.089	0.08	11.9	2
15	5.48	3.2	47	W	10×20	0.1	19.25	0.193	0.11	8.2	4
17	6.02	3.2	45	Cu	10×20	0.5	8.92	0.446	0.030	31.0	2.8
18	6.28	3.2	45	Cu	10×20	0.1	8.92	0.089	0.028	33.2	2.8
19	5.96	3.2	45	Al	10×20	0.5	2.7	0.135	0.024	38.8	2.8
20	6.02	3.2	45	Ti	10×20	0.1	4.54	0.045	0.021	30.0	2.8
22	6.04	3.2	45	Ta	10×20	0.1	16.65	0.167	0.070	13.3	2.8
24	5.55	3.2	45	Cu	10×10	0.5	8.92	0.446	0.036	25.8	2.8
25	6.16	3.2	45	Cu	10×10	0.5	8.92	0.446	0.039	23.8	2.8
26	5.83	3.2	45	Ag	10×10	0.5	10.49	0.525	0.044	21.1	2.8
27	5.94	3.2	45	Al	10×10	0.3	2.7	0.081	0.012	77.5	2.8
28	6.07	3.2	45	Al	10×10	3.0	2.7	0.810	0.028	33.2	2.8
29	5.72	3.2	45	Al	10×10	1.0	2.7	0.270	0.040	23.3	2.8

第3章 超高速衝突実験の結果

本章では、超高速衝突実験の実験結果について述べる。§ 3.1 では衝突発光雲を高速度カメラにより撮影した画像，§ 3.2 ではフォトダイオードによる3波長分光測定からの温度計測結果，§ 3.3 ではダブルプローブ計測による衝突プラズマの測定結果，§ 3.4 では電位変動現象の計測結果，§ 3.5 ではイジェクタの元素分析結果について示す。

3.1 高速度カメラによる衝突発光雲の撮影結果

高速度カメラで撮影した衝突発光雲が伝播する様子の例（衝突側）として、Al ターゲット（厚さ 100 μm ，500 μm ）の画像を図 3.1-1 に示す。発光雲は、衝突側では主に面に沿った方向に拡散し、貫通側の発光強度は、衝突側に比べて非常に小さい。衝突で生じる発光雲は、衝突時に発生する高温ガス（一部は電離状態）からの光であると想定される。各フレームでの発光雲のエッジ位置を追跡することにより、発光雲の伝播速度を二次元的に求めることができる。図 3.1-1 に示した画像では、6 μs 以降での発光雲の拡がりが遅くなっているように見えるが、これは、発光雲が空間に広がったことにより、単位体積あたりの発光強度が弱くなったための見かけの現象と考えられる。高速度カメラの画像（図 3.1-1 (b)）から求めた発光雲のエッジの伝播速度を図 3.1-3 に示す。空間への伝播による発光量の弱まりを考慮して衝突から 4 μs までの画像からエッジの伝播速度を求めた。また、Cu をターゲットとした場合の高速度カメラからの連続写真及びエッジの伝播速度を図 3.1-2，図 3.1-4 に示す。いずれのターゲットを用いた場合でも、衝突発光雲の伝播速度はターゲット面に近いほど速く、発光雲の伝播速度には角度依存性がある。発光雲の伝播速度の解析は行っていないが、他の材料（Ag, Ti, Ta, W）のターゲット材での発光雲の連続写真を図 3.1-5 に示す。いずれも衝突側における発光雲は、主に沿面方向に伝播していることが分かる。一連の連続写真の後半は、イジェクタの実験装置への2次衝突による発光や実験チャンバ壁面や実験治具表面で生じた反射により、衝突発光雲そのものの動きが追跡しづらくなっている。

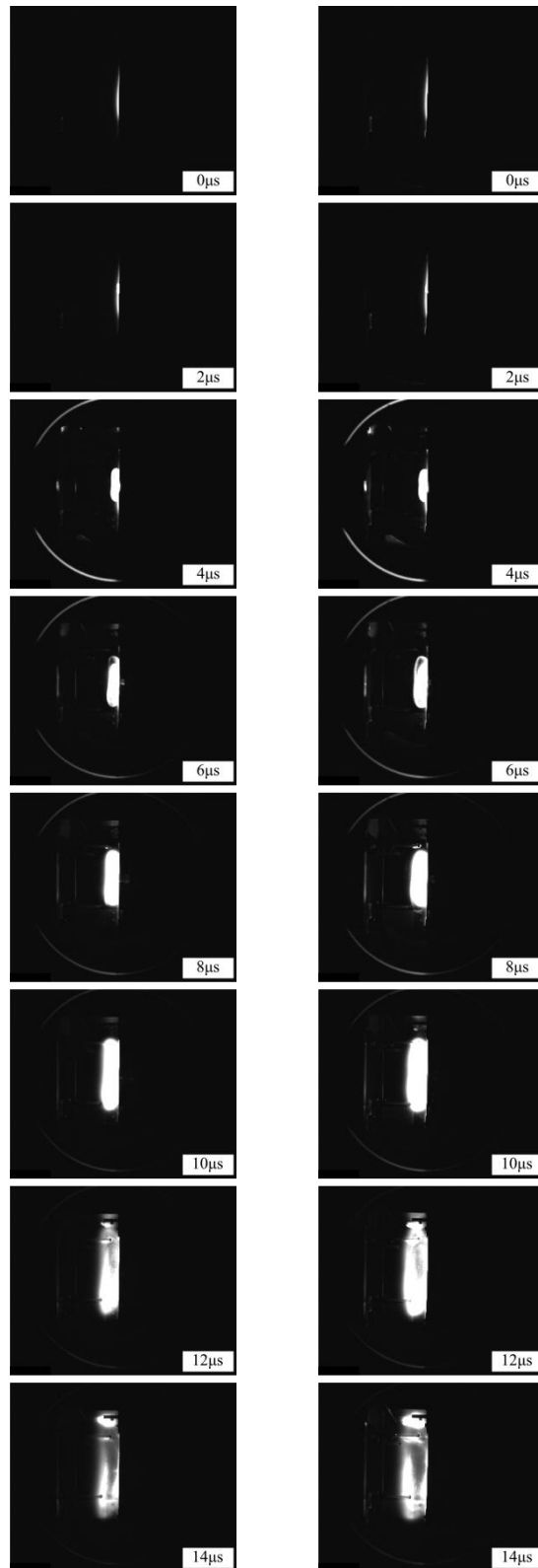


図 3.1-1 高速度カメラで観測した発光雲の伝播：Al ターゲット
 (左：#7, 厚さ 100 μm , 右：#6, 厚さ 500 μm)

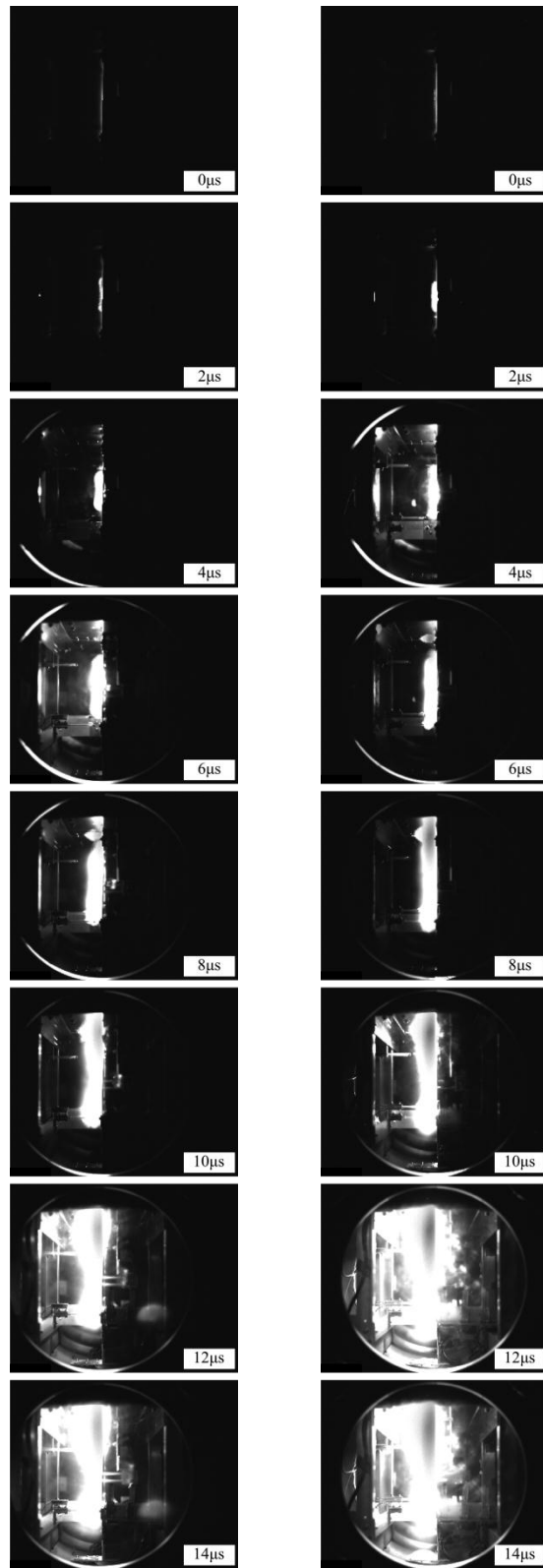


図 3.1-2 高速度カメラで観測した発光雲の伝播：Cu ターゲット
 (左：#18, 厚さ 100 μm , 右：#17, 厚さ 500 μm)

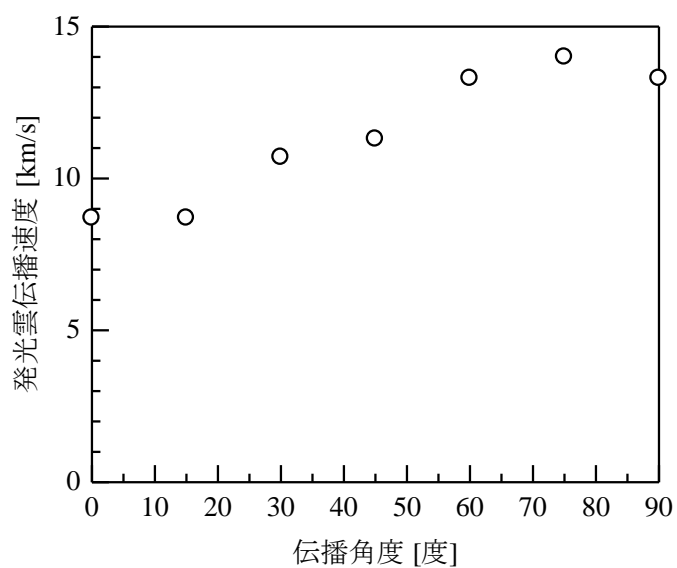


図 3.1-3 衝突発光雲エッジの時間変化から求めた伝播速度：Al ターゲット
(#6, 厚さ 500 μ m)

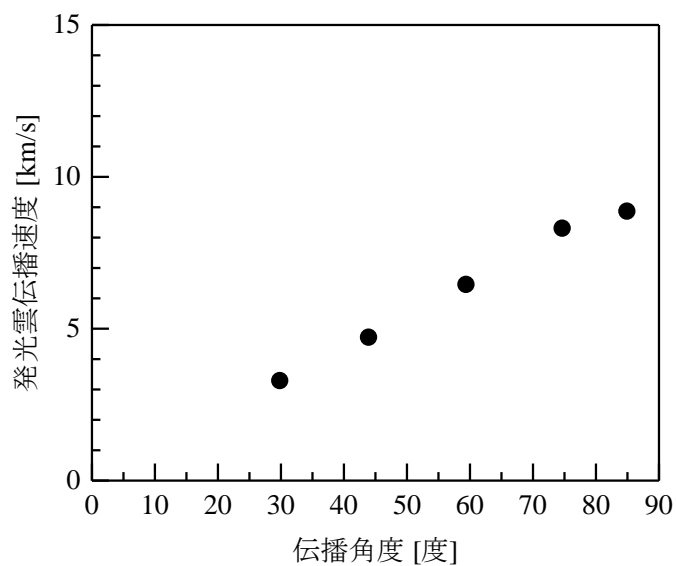


図 3.1-4 衝突発光雲エッジの時間変化から求めた伝播速度：Cu ターゲット
(#12, 厚さ 500 μ m)

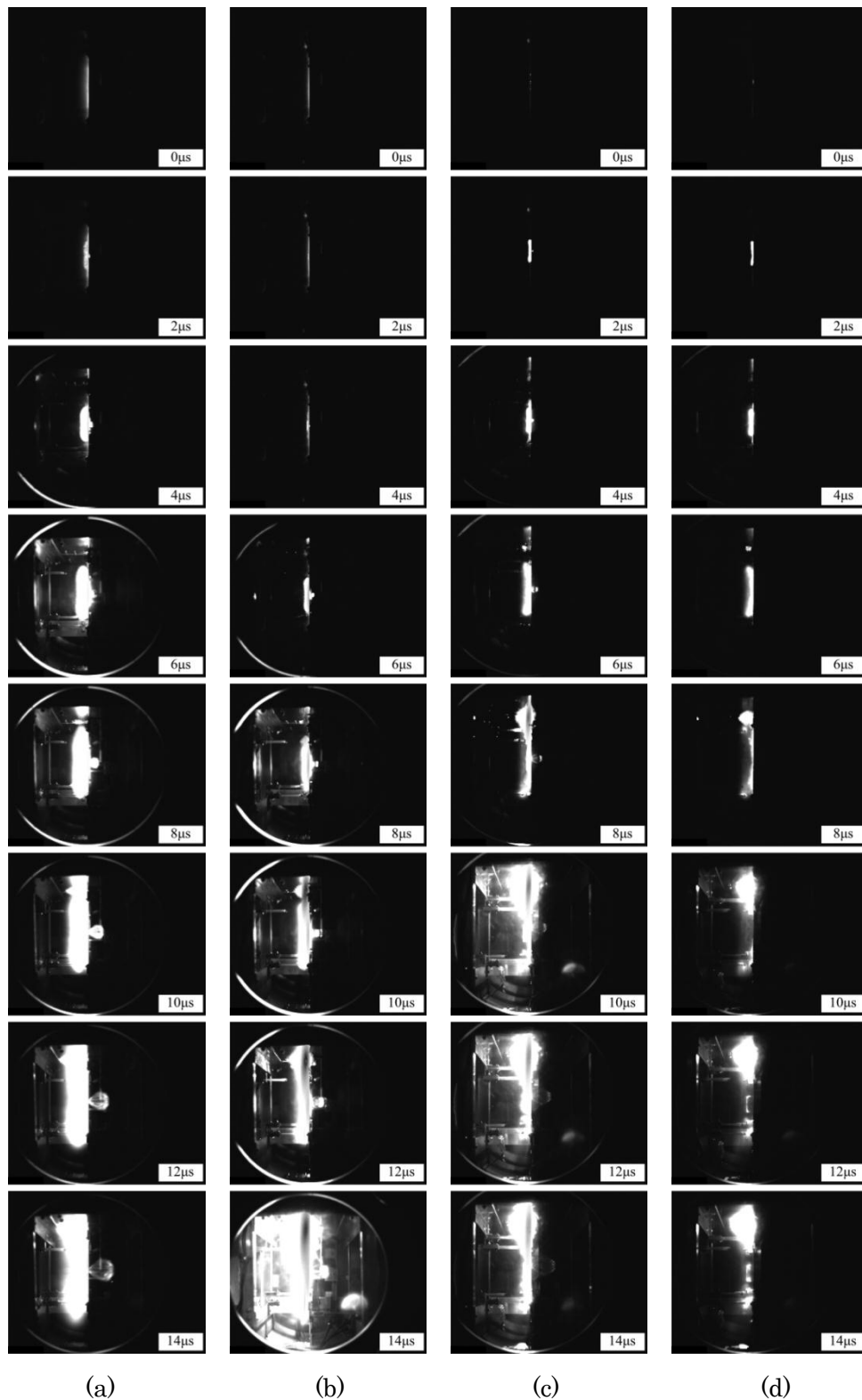


図 3.1-5 高速度カメラで観測した発光雲の伝播：Ti, Ta, W, Ag ターゲット
 (a) #20, Ti ターゲット, 厚さ 100 μm , (b) #22, Ta ターゲット, 厚さ 100 μm , (c) #15, W
 ターゲット, 厚さ 100 μm , (d) #16, Ag ターゲット, 厚さ 100 μm

3.2 フォトダイオードによる温度計測結果

本研究では、中心波長 500nm, 700nm, 900nm (バンド幅 40nm) のバンドパスフィルターを取り付けたフォトダイオードを用いて衝突発光の光強度を計測し、3波長の強度を(3.2-1)式の黒体輻射の式で、温度を 1000K ずつ変えてフィッティングすることにより高温ガスの温度を算出した。§ 2.2.2 で述べたように、3つのフォトダイオードは衝突位置を向くように設置されており、直径 150mm の広い範囲からの光が入射する構造となっている。ここで、発光雲の伝播速度を 10km/s とすると、視野の半径が 75mm であるので、衝突後 7.5 μ s の時間内 (75[mm] / 10[km/s] = 7.5 μ s) では、観測視野内に光が広がっていき、それ以降の時間帯では、視野よりも発光雲が広がっていく。そのため、本計測では、全体の平均的な温度として高温ガスの温度を計測している。

$$B(\lambda) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \left\{ \exp\left(-\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1 \right\} \quad (3.2-1)$$

ここで、 h はプランク定数 6.626×10^{-34} [J · s]、 c は光速 2.998×10^8 [m/s]、 λ は光の波長 [m]、 k_B はボルツマン定数 1.38×10^{-23} [J/K]、 T は黒体の温度 [K] である。Al ターゲットと Ti ターゲットにおける波長ごとの光強度の時間変化を図 3.2-1 (計測点の時間間隔：0.4 μ s) と図 3.2-2 (計測点の時間間隔：0.04 μ s) に示す。縦軸の衝突発光の計測値は、フォトダイオードの分光感度 [A/W] とバンドパスフィルターの透過率で換算した光の強度である。Al ターゲットの場合では、各データ点の強度比から温度を算出し、Ti ターゲットの場合では、オシロスコープ自体のノイズによる影響を除くため、数点のデータで時間平均を取って温度を算出した。発光雲の温度は、図 3.2-1 に示した Al ターゲット (#19：厚さ 500 μ m) の場合では、発光の立ち上がり後 1.2 μ s では、15000K であり、1.6~2.4 μ s では、温度が下がる傾向にあった。2.8~3.6 μ s 経過した時点で温度が 11000K~18000K となったが、これは、イジェクタ衝突などによる反射光などが入射した影響と考えられる。これにより、Al の場合では、衝突後の高温ガスの温度は 5000K~15000K であったと推定される。また、図 3.2-2 に示した Ti ターゲット (#20：厚さ 100 μ m) の場合では、衝突後の光強度最大時刻で 11000K、その後、衝突から 2 μ s 経過した時点で 8000K となり、4 μ s 経過時点で 7000K 程度となっていた。Ti の場合では、衝突後の高温ガスの温度は 7000K~11000K であったと推定される。

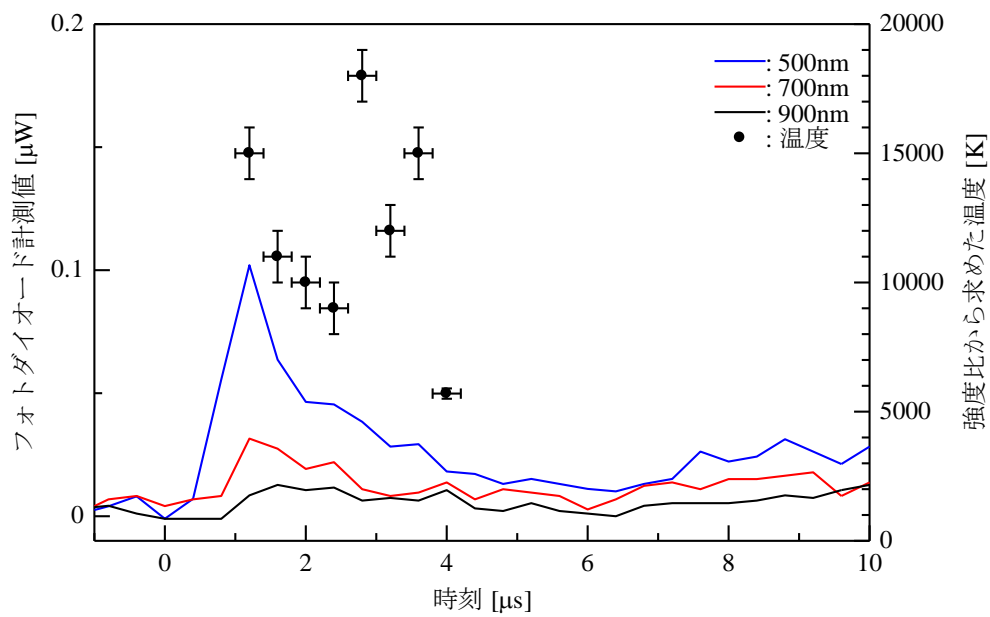


図 3.2-1 波長ごとの光強度の時間変化と温度：Al ターゲット
(#19, 厚さ 500 μ m)

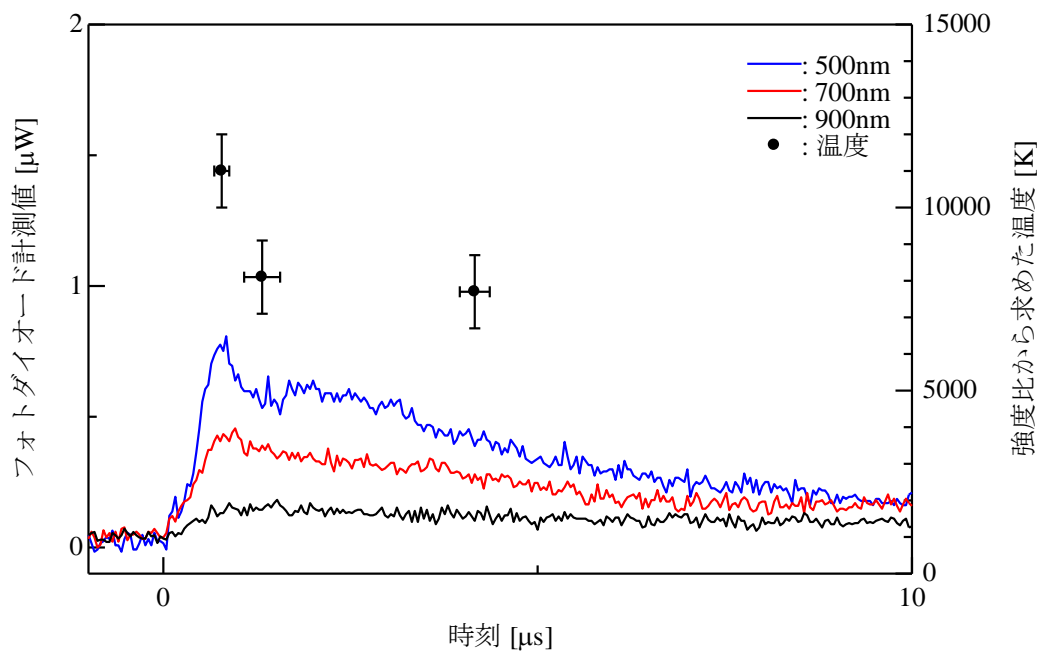


図 3.2-2 波長ごとの光強度の時間変化と温度：Ti ターゲット
(#20, 厚さ 100 μ m)

3.3 衝突側におけるプラズマ計測結果

3.3.1 プローブ電流波形, プラズマ伝播速度と角度の関係

ダブルプローブで計測されたプローブ電流波形の典型例として, Al ターゲットでの計測結果を図 3.3.1-1 に, Ag ターゲットでの計測結果を図 3.3.1-2 に示す。この波形の横軸は, 衝突時刻 (フォトダイオードで計測した衝突発光の立ち上がり時刻) を基準とした時刻である。衝突位置からプローブ設置位置までの距離とプローブ信号から得られるプローブ位置へのプラズマ到達時刻とからプラズマの伝播速度を求めることができる。ここでは, プラズマ密度が最大となる時刻からプラズマ伝播速度を求めた。図 3.3.1-3 (a) にアルミニウム (#7, #27, #11, #6, 厚さ 100 μ m~500 μ m), 図 3.3.1-3 (b) に銅 (#13, #18 厚さ 100 μ m, 500 μ m), 図 3.3.1-4 にチタン (#20, 厚さ 100 μ m), 図 3.3.1-5 に銀 (#9, 厚さ 200 μ m), 図 3.3.1-6 にタンタル (#22, 厚さ 100 μ m) をターゲットとした場合のプラズマ伝播速度と伝播角度の関係を示す。60 度よりも小さな角度では, プローブ電流が小さく S/N が悪いため, ピークの時間を正確に同定すること (即ち伝播速度を正確に求めること) が困難であった。そのため, ここでは 60 度以上の角度に設置したプローブから求めた伝播速度を示している。これらの結果から, プラズマの伝播速度は, 90 度に近くなるほど大きくなる傾向があった。また, アルミニウム (#6, 厚さ 300 μ m) の場合における衝突発光雲とプラズマの伝播速度を比較した結果を図 3.3.1-7 に示す。この図に示すように衝突発光雲とプラズマの伝播速度は同じ程度であったため, 高速度カメラにより撮影された衝突発光はプラズマ密度が高い部分を表していると考えられる。

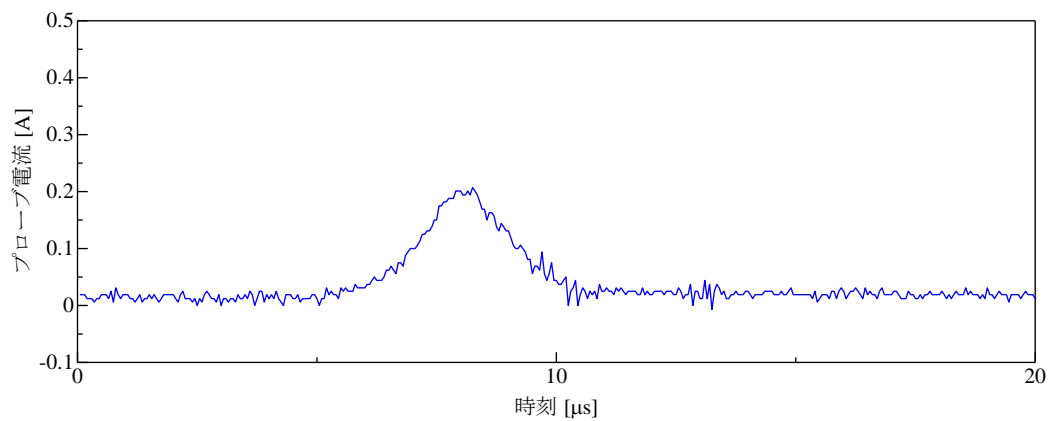
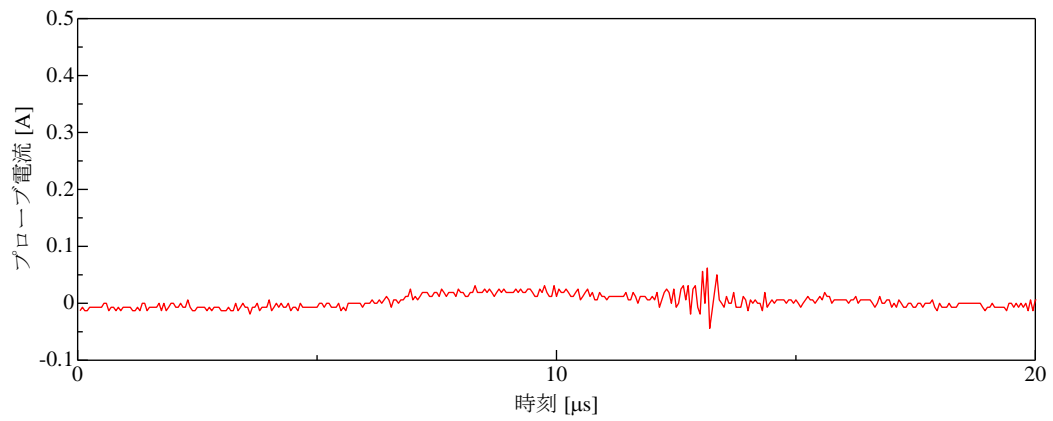
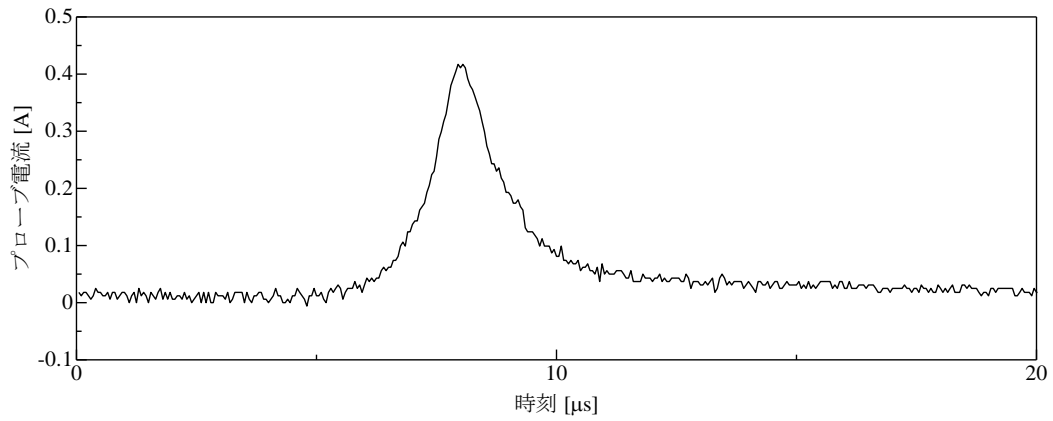
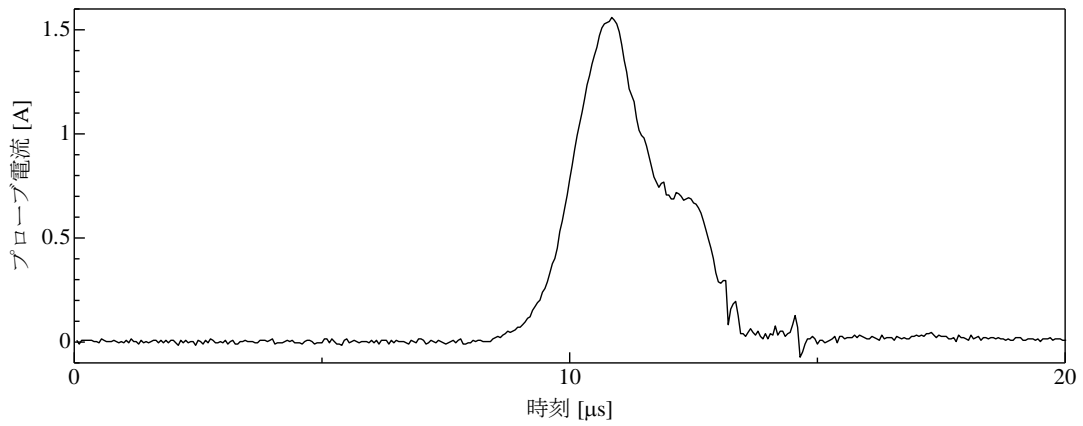
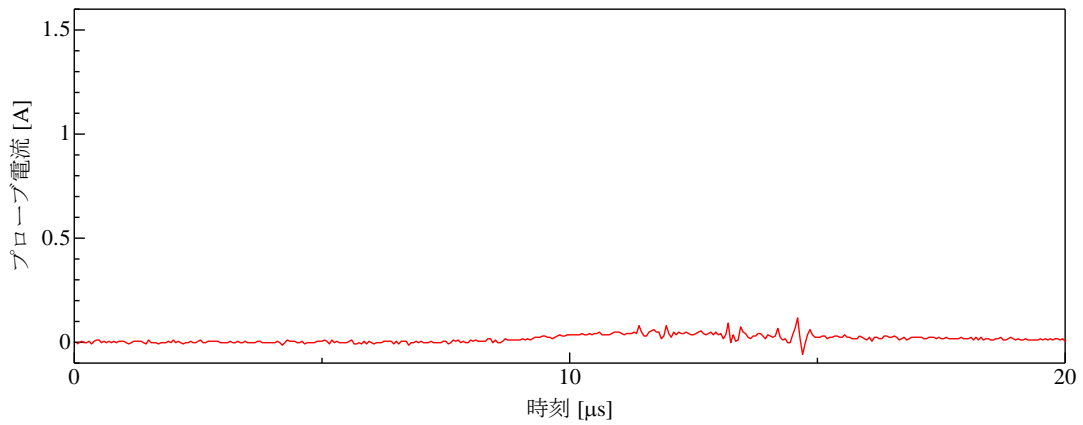


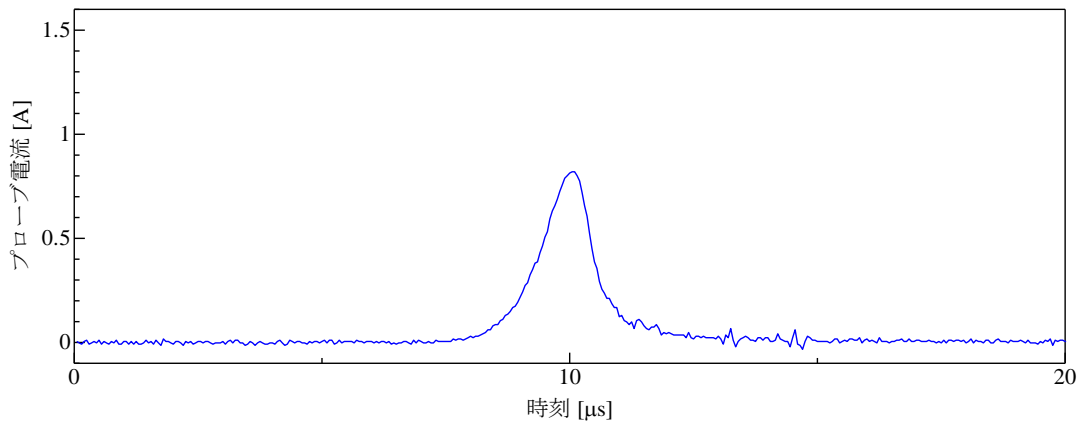
図 3.3.1-1 各方向に設置したプローブ電流の時間変化 : Al ターゲット (#6, 厚さ 500 μ m)



Ch1 : 角度 : 73.3 度, 距離 : 69.8mm

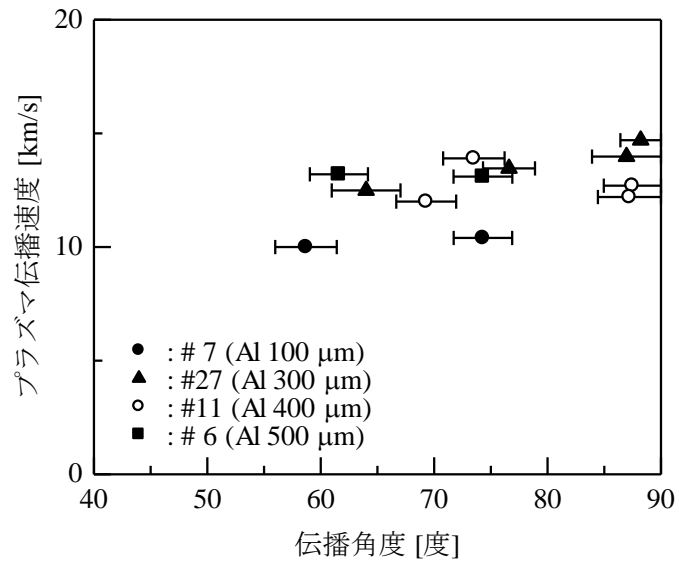


Ch2 : 角度 : 45 度, 距離 : 73.5mm

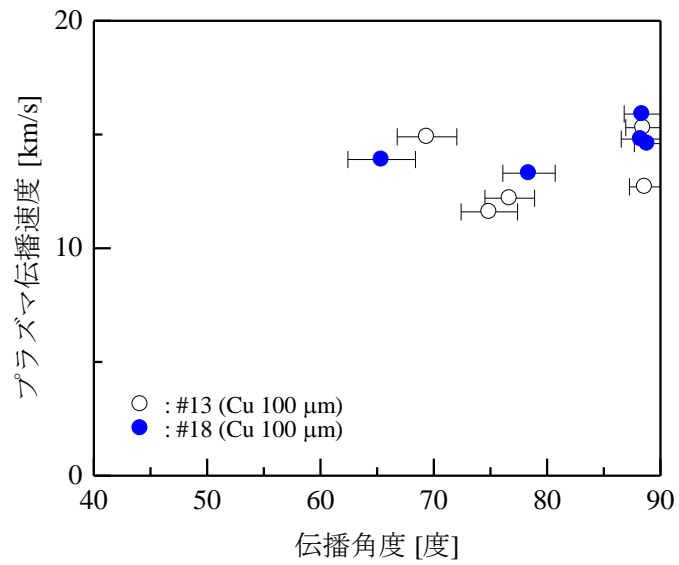


Ch3 : 角度 : 61.4 度, 距離 : 56.4mm

図 3.3.1-2 各方向に設置したプローブ電流の時間変化 : Ag ターゲット (#9, 厚さ 200μm)



(a) Al ターゲット



(b) Cu ターゲット

図 3.3.1-3 プラズマ伝播速度と伝播角度の関係 : Al, Cu ターゲット

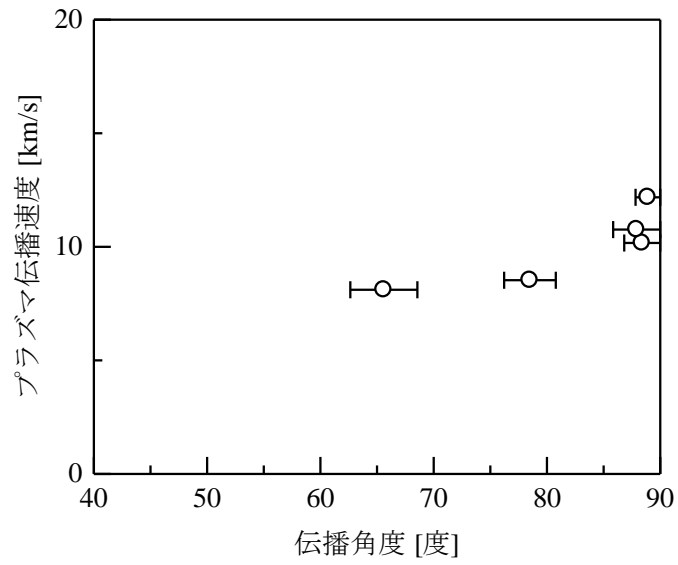


図 3.3.1-4 プラズマ伝播速度と伝播角度の関係：Ti ターゲット
(#20, 厚さ 100 μ m)

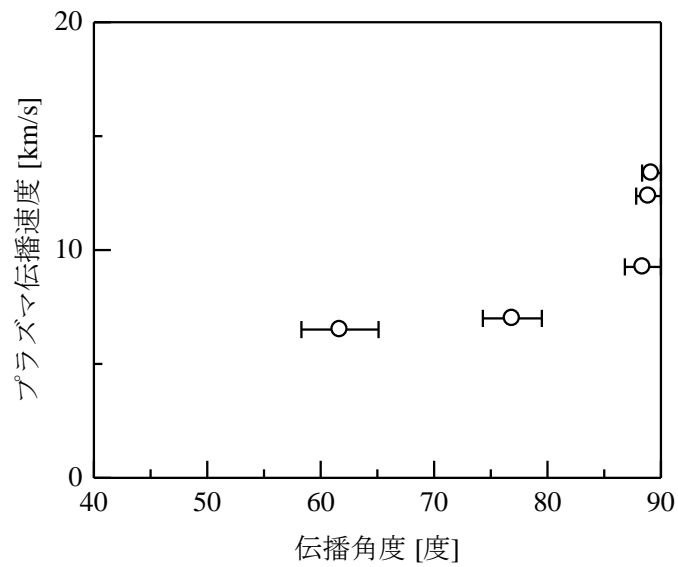


図 3.3.1-5 プラズマ伝播速度と伝播角度の関係：Ta ターゲット
(#22, 厚さ 100 μ m)

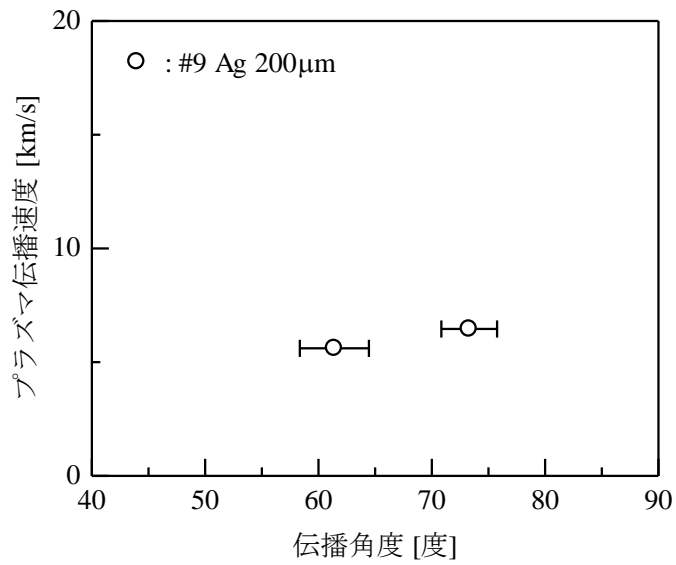


図 3.3.1-6 プラズマ伝播速度と伝播角度の関係 : Ag ターゲット (#9, 厚さ 100μm)

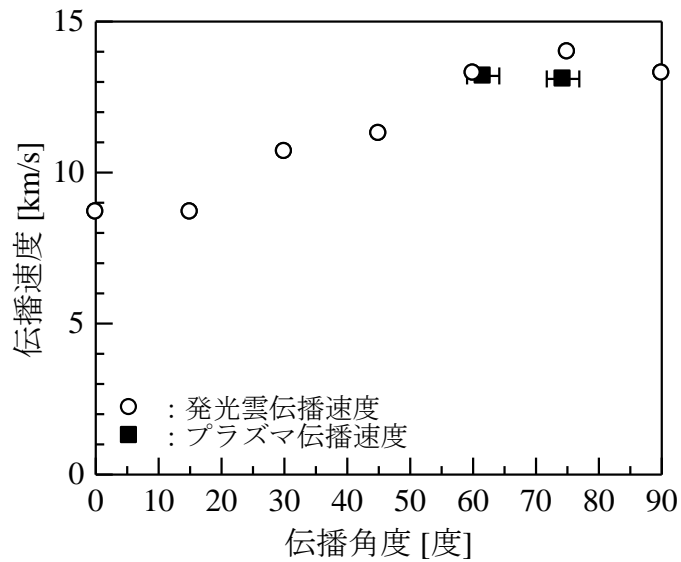


図 3.3.1-7 衝突発光雲と衝突プラズマの伝播速度の比較 : Al ターゲット (#6, 厚さ 500μm)

3.3.2 プローブ電流からのプラズマ密度の算出

通常、プローブ法では、電圧に対するプローブ電流の関係である電流-電圧特性のデータを取得して、電子温度 T_e とイオン飽和電流 I_{i0} を求め、プローブに流入するイオン電流を表す (3.3.2-1) 式から電子密度 N_e を求める。

$$I_{i0} = \kappa N_e e \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2} S \quad (3.3.2-1)$$

ここで、 I_{i0} はイオン飽和電流[A]、 κ は比例定数 0.6、 e は素電荷 1.602×10^{-19} [C]、 k_B はボルツマン定数 1.38×10^{-23} [J/K]、 m_i はイオンの質量[kg]、 T_e は電子温度[K]、 S はプローブの電極面積[m²]である。しかし、本実験のような超高速衝突で生じるプラズマ伝播では、プローブへの印加電圧を掃引して電流-電圧特性を取得することが難しいため、イオン飽和電流を計測するのに十分と考えられる 9.6V の大きさの一定電圧を電極間に印加してプローブ電流 (イオン飽和電流) の時間変化を計測した。つまり、プラズマの空間分布は、この式のうち、イオン飽和電流 I_{i0} はプローブ電流から求まるが、電子温度 T_e はプローブ計測から直接求めることができない。プロジェクタイトルがターゲットに衝突して一部電離状態にある高温ガス (中性ガスとプラズマ) が生成されるが、生成直後の衝突位置近傍では、生成された気体が非常に高密度であるため、中性ガスとプラズマの衝突が頻繁に起こり、中性ガスとプラズマは局所熱平衡状態になると考えられる。そこで、§ 3.2 で得られた衝突後の高温ガスの温度が 5000~10000K の範囲であるという計測結果から、電子温度も 5000~10000K の範囲にあると仮定して計算した。また、プラズマはターゲットとプロジェクタイトルの材質から構成されていると考えられるため、本計算では、プラズマ粒子がプロジェクタイトル材質のみから構成される場合とターゲット材質のみから構成される場合についてプラズマ密度を算出した。また、プラズマ伝播過程では、両極性拡散を仮定しているため、プラズマの温度には電子温度を用い、プラズマ粒子の質量には、イオンの質量を用いた。

§ 3.3.1 の図 3.3.1-1 と図 3.3.1-2 に示したプローブ電流波形の電流値は、電子温度が一定であると仮定すると、プラズマ密度に比例した量を表している。これらのグラフに示したように、プラズマ密度はある時刻で最大となり、その後は減少していく。

3.3.3 プラズマ密度と伝播距離の関係

プラズマ密度が伝播距離とともにどのように減衰するかを調べるために、90度方向では、距離を変えて3箇所にプローブを設置してプラズマの計測を行った。代表例としてAlターゲット(#27:厚さ300 μm)に対する衝突実験で得られたCh4~Ch6のダブルプローブ電流波形を図3.3.3-1に示す。

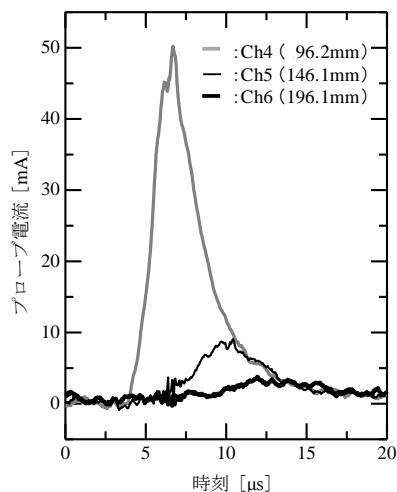
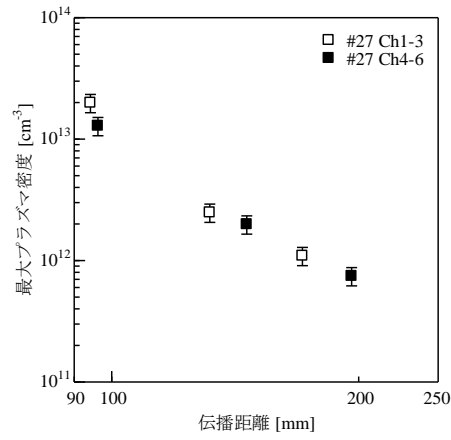


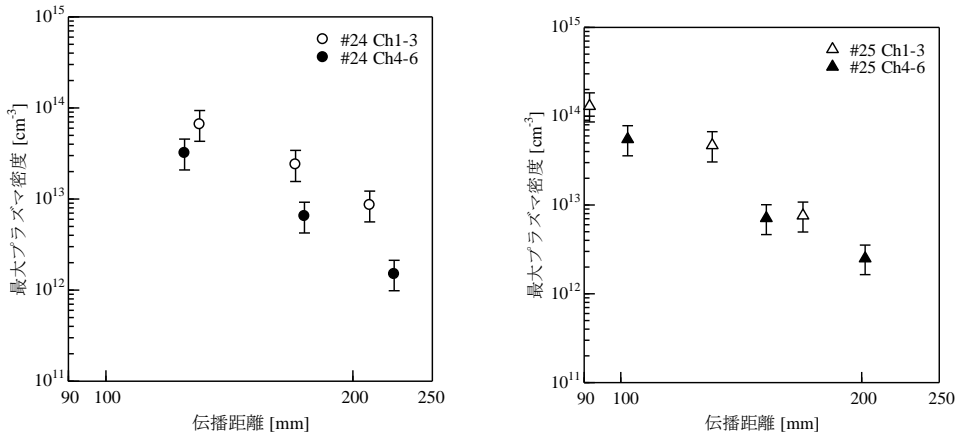
図 3.3.3-1 90度方向における伝播距離とプローブ電流の関係

各プローブにおける衝突点からの距離を図中の()内に示す。(#27 : Alターゲット, 厚さ300 μm)

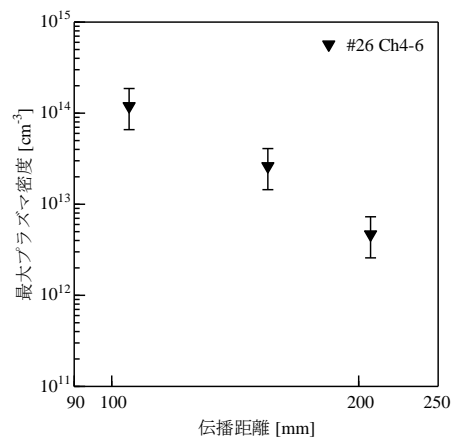
本計算では、§3.3.2で説明したとおり、プラズマ粒子がプロジェクトイル材質のみから構成される場合とターゲット材質のみから構成される場合についてプラズマ密度を算出した。ターゲット材がAl, Cu, Agの場合について、90度方向に伝播するプラズマの各プローブ位置におけるプラズマ密度の最大値を図3.3.3-2(a)~(c)に示す。この図でのエラーバーは、同一パラメータでの計測値のばらつきを示すものではなく、電子温度の想定幅(5000~10000K)及びプロジェクトイルとターゲットの材質(質量)の差によるプラズマ密度の算出幅を示したものであり、データ点はその中央値を示したものである。これらの図に示すように、最大プラズマ密度は空間に伝播すると共に減衰し、伝播距離のマイナス4乗から5乗で減衰する。最大プラズマ密度と伝播距離の関係は、プラズマの伝播モデルから得られた結果を踏まえて、§4.1.2でより詳細な解析を行う。



(a) Al ターゲット (#27 : 厚さ 300 μ m)



(b) Cu ターゲット (#24, 25 : 厚さ 500 μ m)



(c) Ag ターゲット (#26 : 厚さ 500 μ m)

図 3.3.3-2 最大プラズマ密度と伝播距離の関係 : Al, Cu, Ag ターゲット (両軸対数表示)

3.4 超高速衝突による電位変動の計測結果

本セクションでは、衝突時のターゲット電位の計測結果について述べる。衝突時の電位計測は、Al, Cu, Ag のターゲットに対して計5回行った。図3.4-1～5に各実験で観測されたターゲット電位の波形を示す。波形の時刻ゼロは、衝突発光の立ち上がり時刻であり、プロジェクトイルがターゲットに衝突した時刻を示している。ターゲットへの衝突が生じる100 μ s程度前から計測電圧が上昇しており、衝突前の電圧は+1V程度となっていた。そのため、衝突による電圧の変化分は、衝突直前の電圧を基準として読み取った。表3.4-1に各衝突実験の実験条件（衝突速度、ターゲットとグラウンド間の静電容量）と立ち上がりのピークで電圧及び立ち上がり時間を示す。計測波形は、衝突後100nsで最大電圧となり、その後2～3 μ s程度の時間で緩やかに電圧が減少していく。また、立ち上がり以降では、いずれの場合でも計測系の影響により振動的な波形となっており、周波数は6.0 \pm 0.2MHzの範囲であった。本実験のように、金属薄板ターゲットの対地容量が200～350pF程度で、直径3.2mm、質量47mgのアルミ球が速度6km/s程度で衝突した場合では、+7～+12V程度の電位変動が計測された。

表 3.4-1 電位計測結果のまとめ

#	衝突速度 [km/s]	ターゲット		ターゲットとグラウンド間の静電容量 [pF]	衝突後のピーク電圧 [V]	立ち上がり時間 [ns]
		材質	厚さ [μ m]			
25	6.16	Cu	500	198	11.8	67
26	5.83	Ag	500	200	9.5	118
27	5.94	Al	300	200	6.8	100
28	6.07	Al	3000	349	8.5	115
29	5.72	Al	1000	221	7.3	114

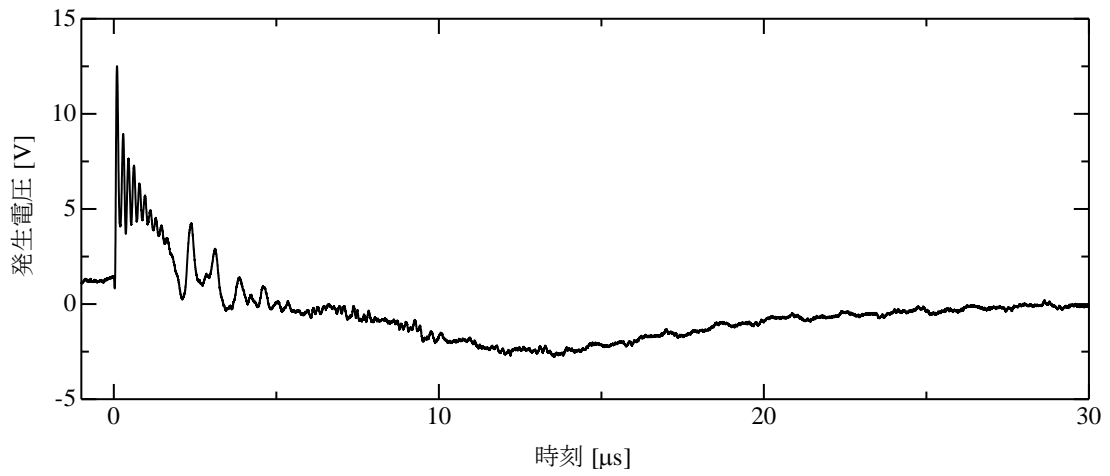


図 3.4-1 ターゲット電圧の計測結果：Cu ターゲット
(#25, 厚さ 0.5mm)

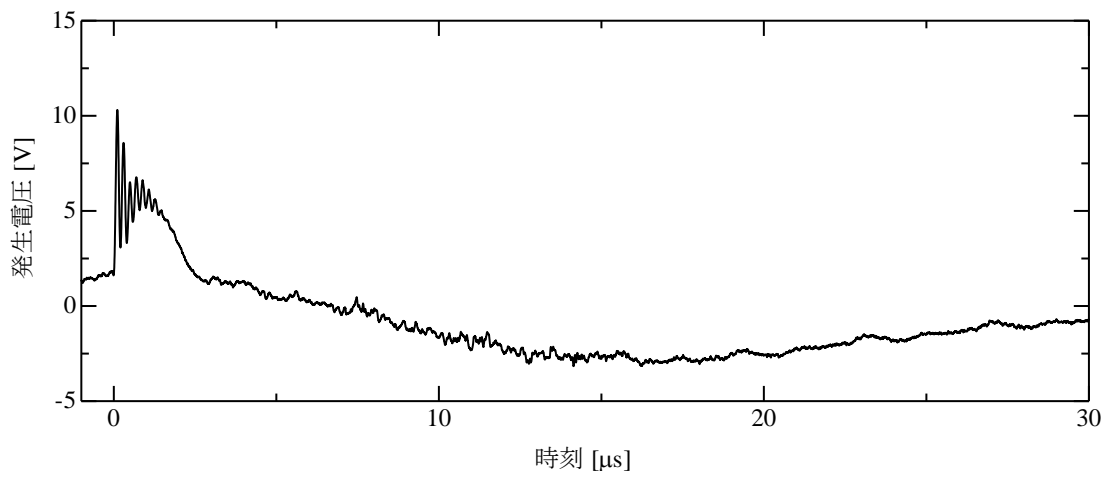
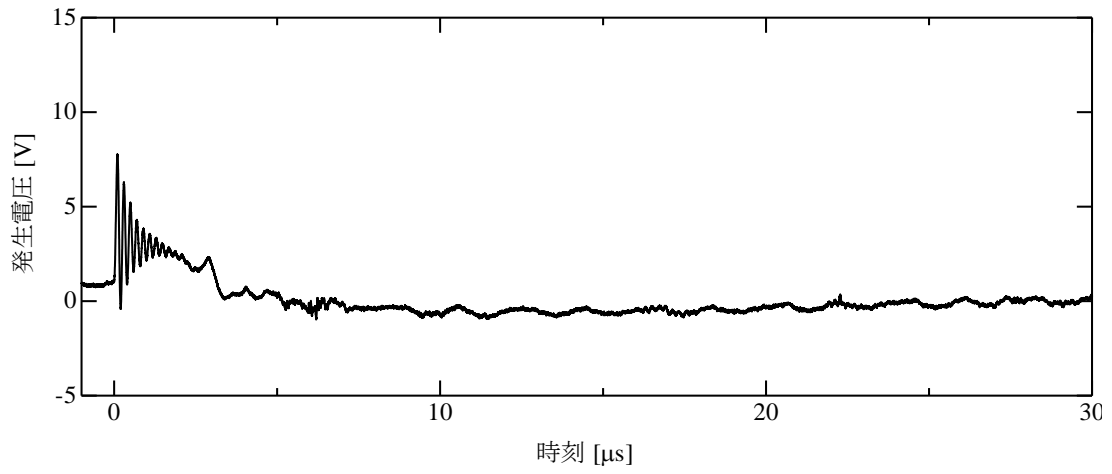
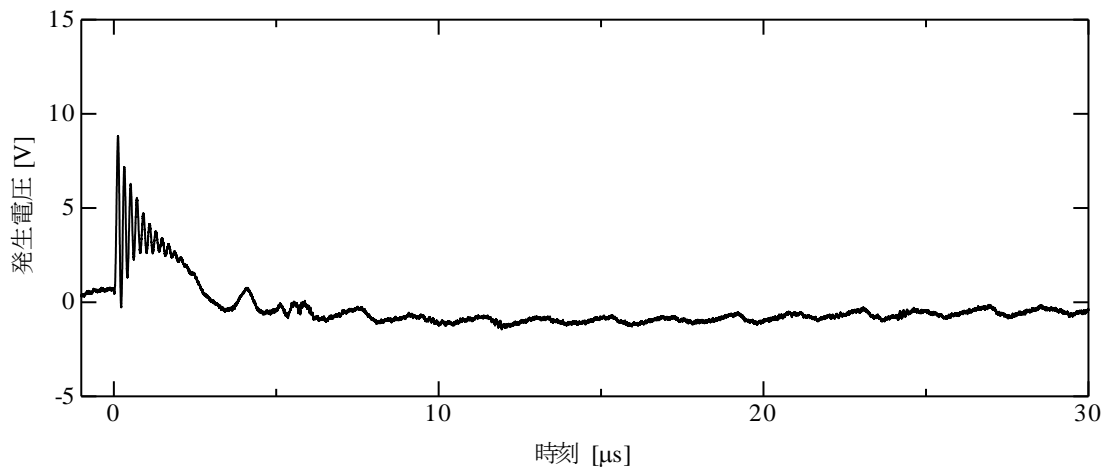


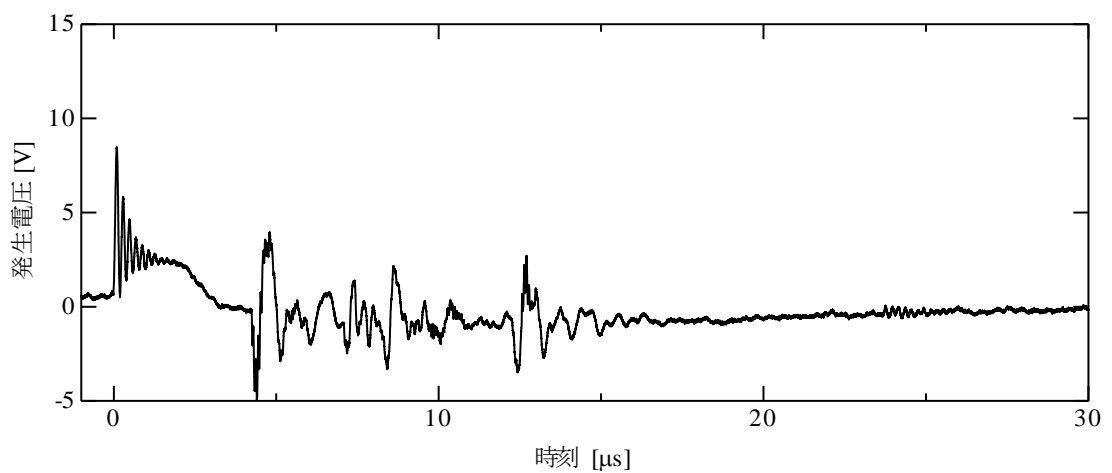
図 3.4-2 ターゲット電圧の計測結果：Ag ターゲット
(#26, 厚さ 0.5mm)



(a) # 2 7, Al ターゲット, 厚さ 0.3mm



(b) # 2 8, Al ターゲット, 厚さ 3.0mm



(c) # 2 9, Al ターゲット, 厚さ 1.0mm

図 3.4-3 ターゲット電圧の計測結果 : Al ターゲット

3.5 SEM/EDSによるイジェクタの元素分析

3.5.1 ターゲット表面の観察

SEM/EDSを用いて、ターゲット表面とCu捕捉板表面に付着・衝突したイジェクタの元素分析を行った。ここでは、#26（ターゲットAg, 厚さ500 μ m）の実験結果について説明する。光学顕微鏡による観察結果を図3.5.1-1に示す。



図 3.5.1-1 実験後のターゲットに生じた貫通孔：Agターゲット
(厚さ500 μ m, #26)

元素分析は、Agターゲットの貫通孔のリム表面と貫通孔周囲のターゲット表面で行った。ここで、リムとは、ターゲットにできた貫通孔周囲のめくれ上がった部分のことを指す。リムとターゲット面の間には0.1mm程度の隙間があり、リムの厚さは0.1mm程度である。リムの観察結果を図3.5.1-2, 図3.5.1-3に示す。図3.5.1-2に示すように、リム表面（ターゲットの銀がめくれ上がった部分の表面）には、熔融したプロジェクタイト材のアルミニウムが付着していた。また、リムの外側ではプロジェクタイト材（アルミニウム）が付着していない部分があり、ターゲット材の銀が確認され、その表面は熔融していた。リムの大部分はターゲット材であり、アルミニウムはリムの表面に付着していると考えられる。また、図3.5.1-4, 図3.5.1-5, 図3.5.1-6, 図3.5.1-7, 図3.5.1-8に貫通孔周辺（図3.5.1-2の隣りに位置する部分）のターゲット表面の様子を示す。Agターゲットの表面には、ターゲット材のAgとプロジェクタイト材のAlの熔融物が付着していた。これらの熔融物は衝突位置から放出されたと考えられる。図3.5.1-8のクレータ状の衝突痕跡は、ターゲットからの放出物が面と斜めに衝突して生じたものであるが、この図に示すようなイジェクタによる斜め衝突によるクレータの痕跡は非常に少なく、大部分が熔融物の付着したものであった。

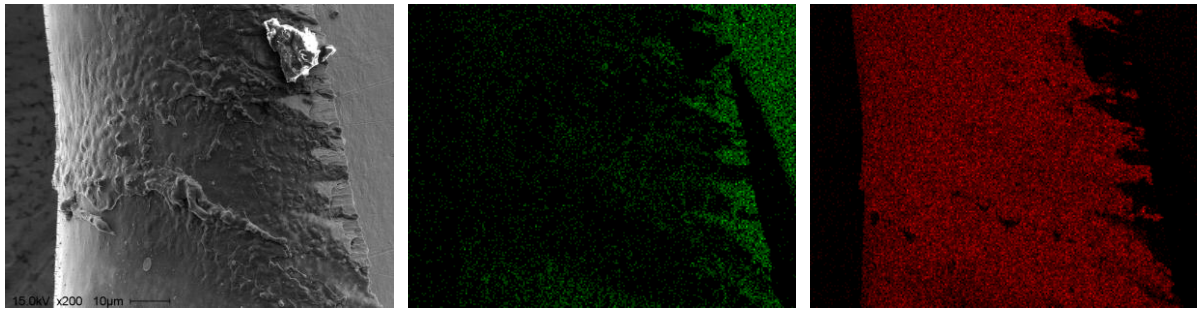


図 3.5.1-2 Ag ターゲットのリムにおける元素分析結果 (1)

左 : Ag ターゲット (#26, 厚さ 500 μm) の貫通孔周辺の SEM 画像, 中 : ターゲット材の Ag を緑で表示, 右 : プロジェクタイト材の Al を赤で表示した。画像の左側はターゲットの貫通部分である。中の画像・右側の黒い部分は, リムの影となって特性 X 線が計測されなかった部分である。

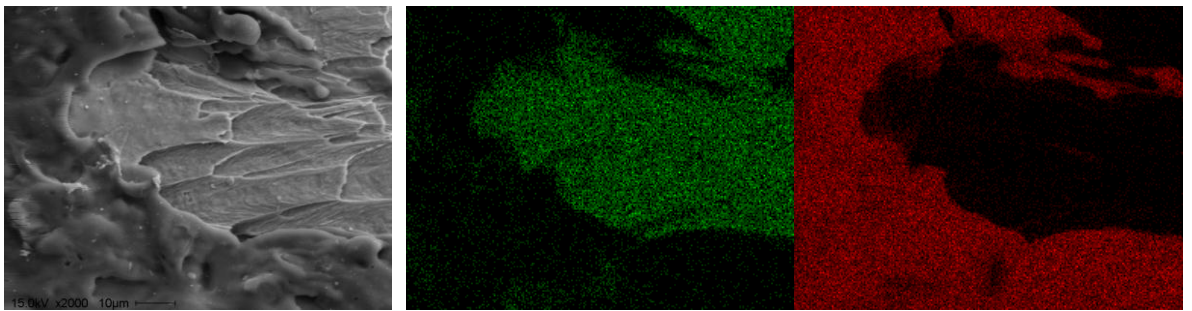


図 3.5.1-3 Ag ターゲットのリムにおける元素分析結果 (2)

左 : Ag ターゲット (#26, 厚さ 500 μm) の貫通孔周辺の SEM 画像, 中 : ターゲット材の Ag を緑で表示, 右 : プロジェクタイト材の Al を赤で表示した。図 3.5.1-2 に示したリムの Al と Ag の境界部分を 2000 倍の倍率で観察した結果である。

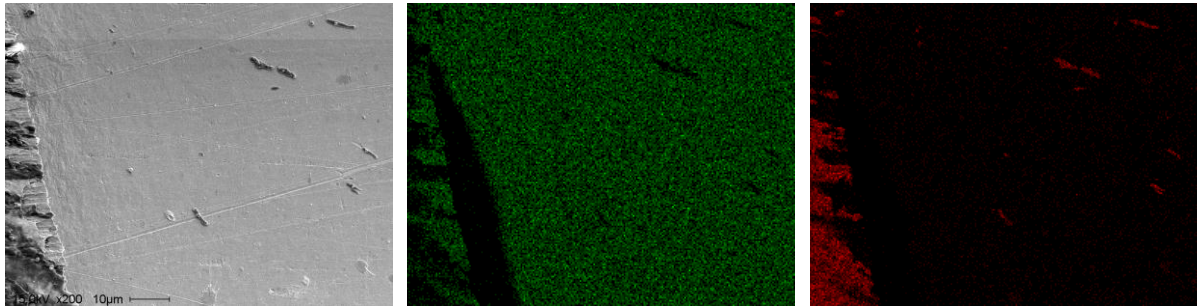


図 3.5.1-4 貫通孔周辺におけるイジェクタの元素分析結果（1）

左：Ag ターゲット表面の SEM 画像，中：ターゲット材の Ag を緑で表示，右：プロジェクタイト材の Al を赤で表示した。貫通孔のリム周辺にはアルミニウムが存在した。SEM 画像の黒っぽい部分がアルミニウムの存在箇所を示している。

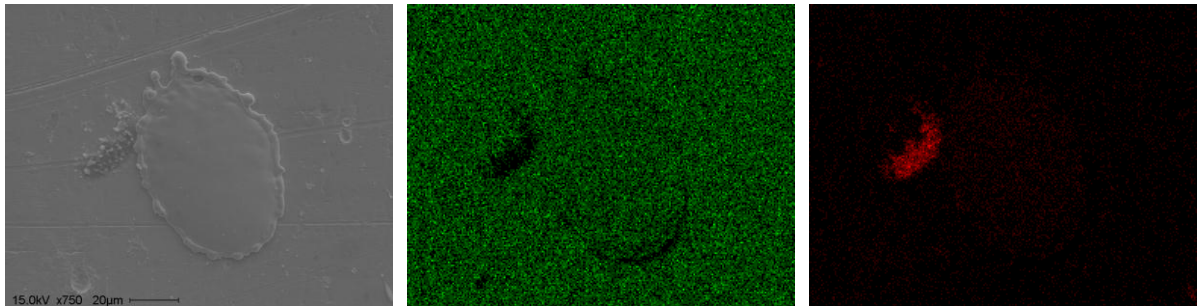


図 3.5.1-5 貫通孔周辺におけるイジェクタの元素分析結果（2）

左：Ag 表面の SEM 画像，中：ターゲット材の Ag を緑で表示，右：プロジェクタイト材の Al を赤で表示した。アルミニウムほど多くはなかったが，熔融して付着した銀も存在した。

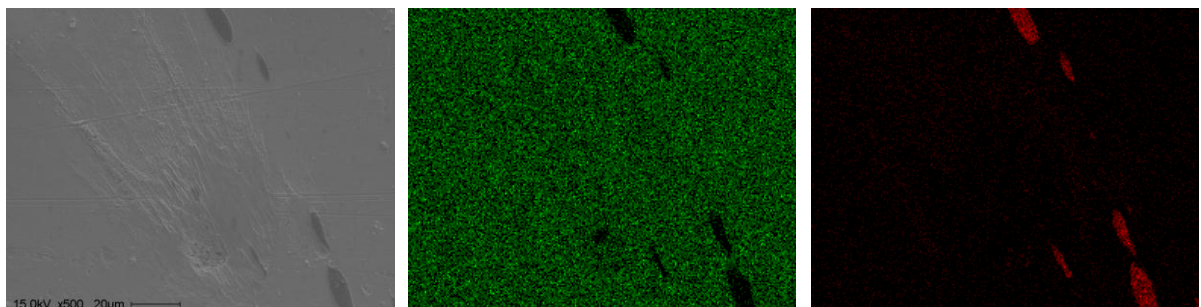


図 3.5.1-6 貫通孔周辺におけるイジェクタの元素分析結果（3）

左：Ag 表面の SEM 画像，中：ターゲット材の Ag を緑で表示，右：プロジェクタイト材の Al を赤で表示した。貫通孔のリム周辺にはアルミニウムが存在した。SEM 画像の黒っぽい部分がアルミニウムの存在箇所を示している。

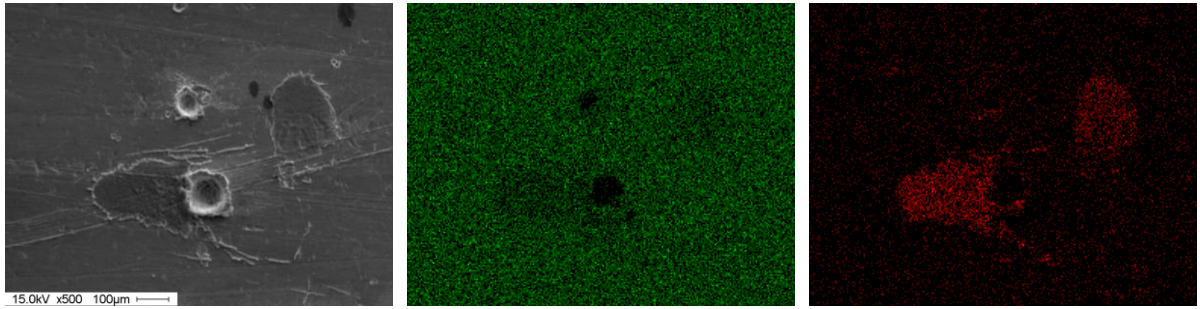


図 3.5.1-7 貫通孔周辺のイジェクタ衝突によるクレータの元素分析結果（1）
 左：Ag 表面の SEM 画像，中：ターゲット材の Ag を緑で表示，右：プロジェクタイトル材の Al を赤で表示した。熔融物は Al である。

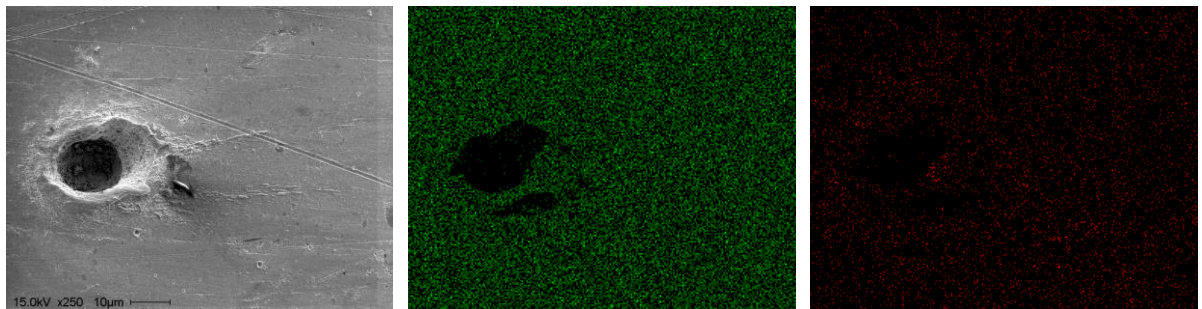


図 3.5.1-8 貫通孔周辺のイジェクタ衝突によるクレータの元素分析結果（2）
 左：Ag 表面の SEM 画像，中：ターゲット材の Ag を緑で表示，右：プロジェクタイトル材の Al を赤で表示した。

3.5.2 イジェクタ捕捉板表面の観察

衝突プラズマの解析では、プラズマ粒子の成分に関する知見を得ることが重要である。通常、プラズマの電離度は低いので衝突で発生するのは大部分が高温ガスであり、プラズマの発生量は少ないと考えられるが、両者はおおよそ似通った成分であると考えられる。そこで、衝突位置から放出された高温ガスの組成を調べることを目的に、ターゲットと垂直方向に銅の捕捉板を設置して板面上の高温ガスの衝突痕を分析した。高温ガスの伝播速度は秒速 10km 程度であるので、捕捉板に衝突すれば衝突したガスの元素が検出されると考えられる。高温ガスの衝突痕跡を調べるために、イジェクタ衝突が少ない部分を元素分析した。具体的には、図 3.5.2-1 に示すような固体イジェクタの衝突によるクレータが存在する部分（白くなった部分）ではなく、クレータ痕跡が少ない部分（銅の色をしている部分）を観察した。図中に示した 1～8 の 8 か所で表面の観察と元素分析を行った。衝突点からの放出角度は、89.5 度、89.4 度、88.9 度、88.3 度、87.7 度、86.5 度、83.5 度、80.5 度である。図 3.5.2-2 に示すように、捕捉板表面で特徴的な形状を示している部分での元素分析を行った。

図 3.5.2-3 (b) に示した+印の部分点を点分析した。特性 X 線の計測結果の代表例として、図 3.5.2-3 (b) 中の 2 と 14 における分析結果を図 3.5.2-4、図 3.5.2-5 に示す。図 3.5.2-4、図 3.5.2-5 の横軸は X 線のエネルギー[keV]で、縦軸はカウント値[cps]で X 線の強度を表している。縦軸のカウント値は、試料への電子線照射で発生した X 線が単位時間あたりに Si 半導体検出器中に生成する電子-正孔対に比例した数値であり、カウント値が大きいほど、観察領域に存在する元素が多いことを示している。使用した素子での適切なカウント値は 1000～4000cps の範囲であり、本研究で行った観察では、おおよそこの範囲に収まるようにして適宜、電子線の照射スポット径などを調整した。

図 3.5.2-4 のグラフには、ほぼ全エネルギーにわたって存在するバックグラウンドノイズと特定の元素が観察領域に多数存在することを示す 4 本のピークがある。バックグラウンドのノイズは、主に照射された電子線が原子核で減速されることで生じる連続 X 線によるものである。4 本のうち、0.932keV、8.044keV、8.904keV の 3 本はイジェクタ捕捉板の銅で発生した特性 X 線であり、残りの 1 本 (1.485keV) は、プロジェクトイル材のアルミニウムによるものである。つまり、2 の部分 (クレータ内部の底面) にはプロジェクトイルから生じたイジェクタが存在していることを示している。同様に 14 の部分 (捕捉板上の溶融物) では、図 3.5.2-5 に示すように銀の特性 X 線である 2.982keV と 3.148keV が確認されており、ターゲット材から放出されたイジェクタが捕捉板に衝突したことが分かる。

8 か所の位置 (放出角度 : 89.5 度、89.4 度、88.9 度、88.3 度、87.7 度、86.5 度、83.5 度、80.5 度) における特性 X 線からの元素分析結果を表 3.5.2-1 にまとめた。その結果、クレータに関しては、86.5 度、83.5 度、80.5 度では、クレータ内部とリムに残っていたのはアルミニウムのみであり、銀が検出されたのは面に近い 89.4 度のみであった。溶融物に

関しては、89.4度、86.5度、83.5度、80.5度では、いずれもアルミニウム、銀ともに検出された。多くの場所で両方同時に検出されており、アルミニウムのみが検出されたのは89.4度、88.9度、80.5度でそれぞれ1か所ずつ、銀のみが検出されたのは89.4度の1か所であった。一方、高温ガスの痕跡が確認されると考えられるCu捕捉板表面では、86.5度、83.5度、80.5度の3カ所でアルミニウムが検出され、銀が検出されたのは1か所もなく、高温ガスは両者のうちで融点が高いアルミニウム（プロジェクトイル材）で構成されていたと考えられる。そのため、衝突プラズマの成分は、大部分がアルミニウムであったと推定される。

タンタルでの衝突側のイジェクタ放出形態を図 3.5.2-6 に示す。この図に示すように、タンタルの場合では、イジェクタ放出は、大部分が放出角度85度の方向に生じていた。

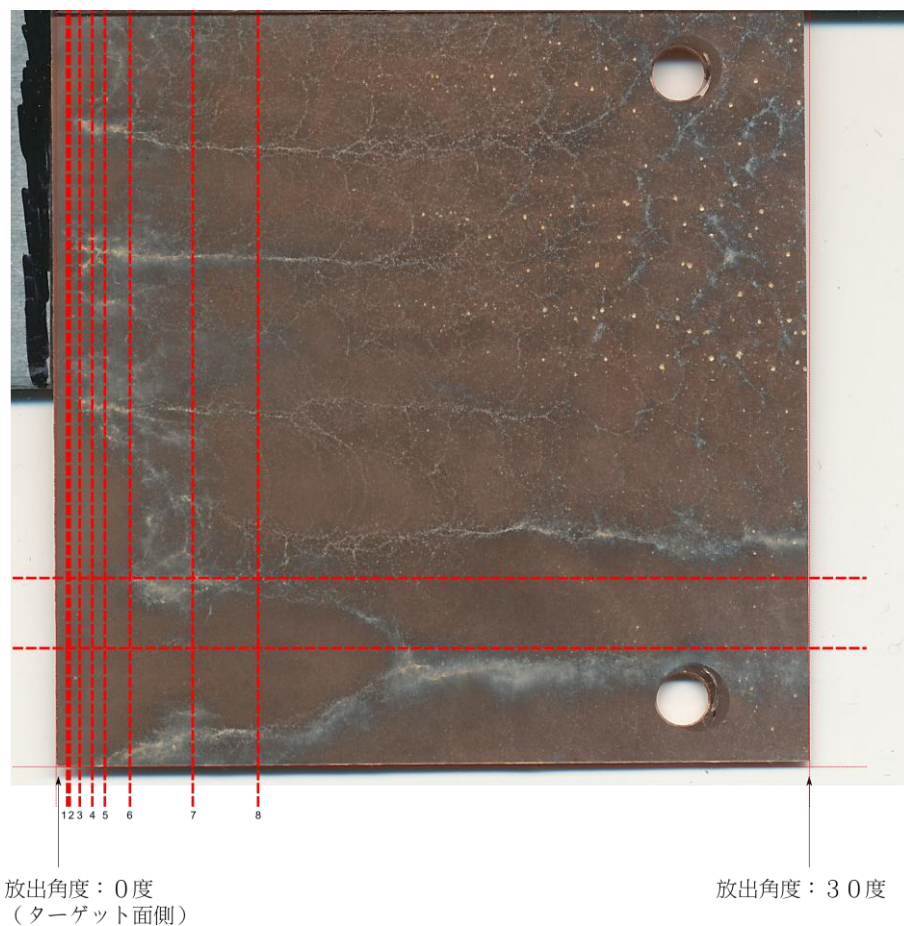


図 3.5.2-1 実験後のイジェクタ捕捉板 (#26 : Ag ターゲット, 厚さ 500 μ m)
捕捉板の材質は Cu で、板の大きさは 60mm \times 60mm である。左側がターゲット側でイジェクタ放出角度は 90 $^{\circ}$, 右側は 60 $^{\circ}$ である。図に示す8カ所で SEM 画像の取得と元素分析を行った。

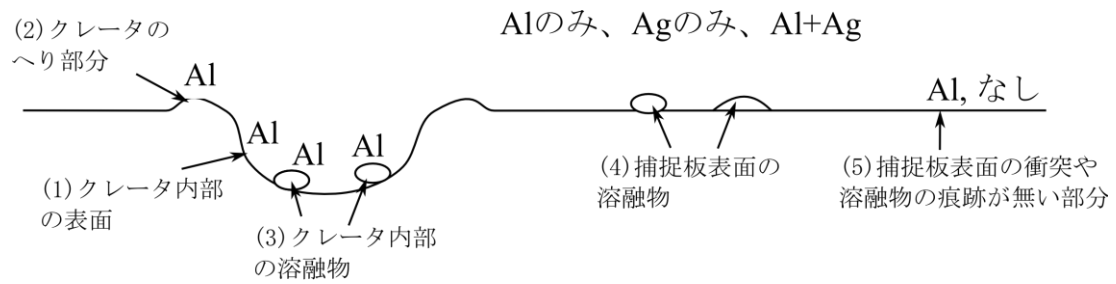


図 3.5.2-2 イジェクタ捕捉板の表面状態の模式図

クレータ（内部の表面，リム部分，クレータ内部の溶融物），捕捉板表面の溶融物，捕捉板表面の観察を行った。

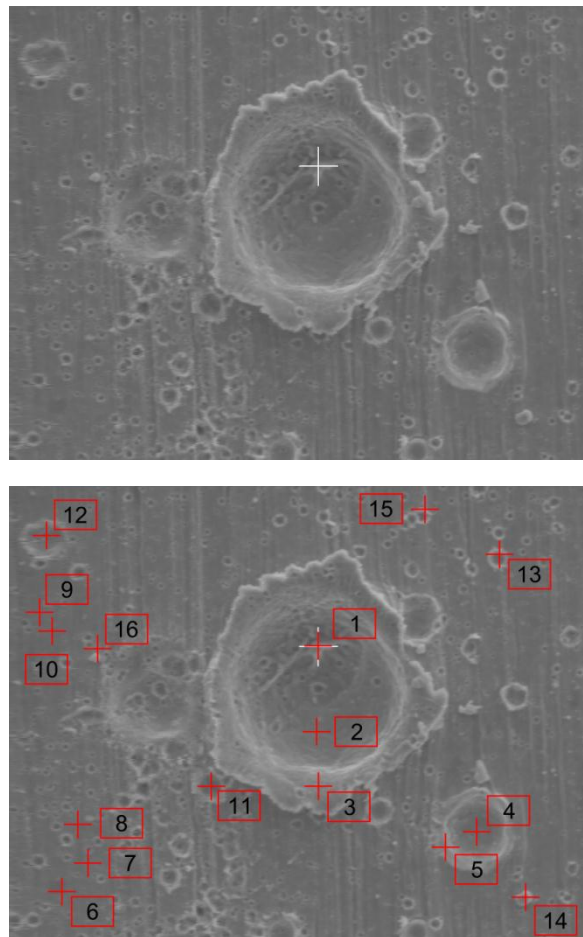


図 3.5.2-3 イジェクタ捕捉板の SEM 画像（放出角度：80.5 度）
（#26, Ag ターゲット，厚さ 500 μ m）

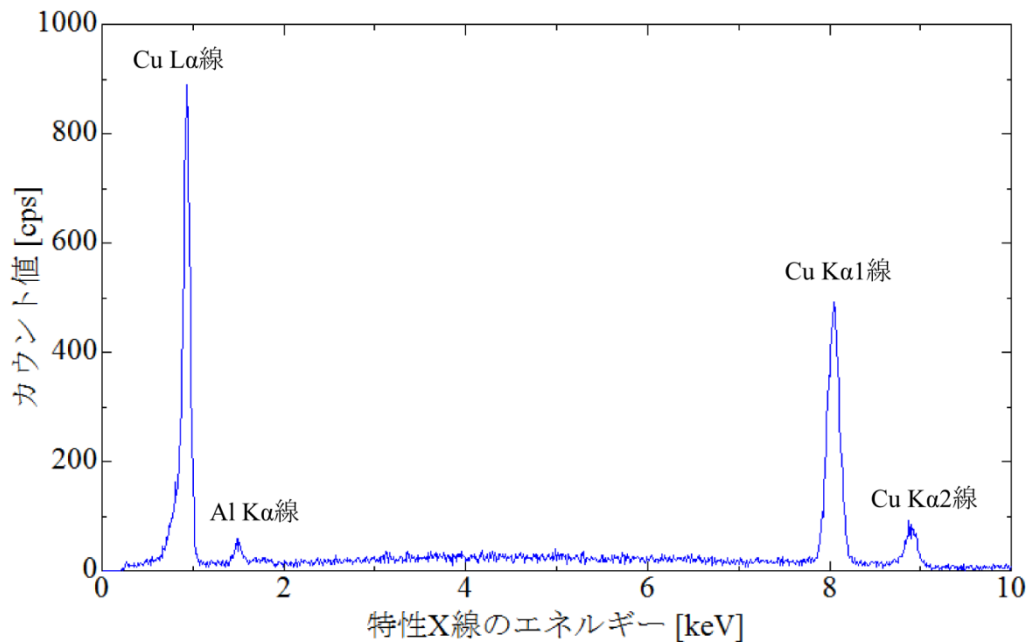


図 3.5.2-4 イジェクタ捕捉板に生じたクレータ内部の溶融物を点分析した結果

図 3.5.2-3, 2 の+印の分析結果。この溶融物からは, Al のみが検出された。(＃26, Ag ターゲット, 厚さ 500 μ m)

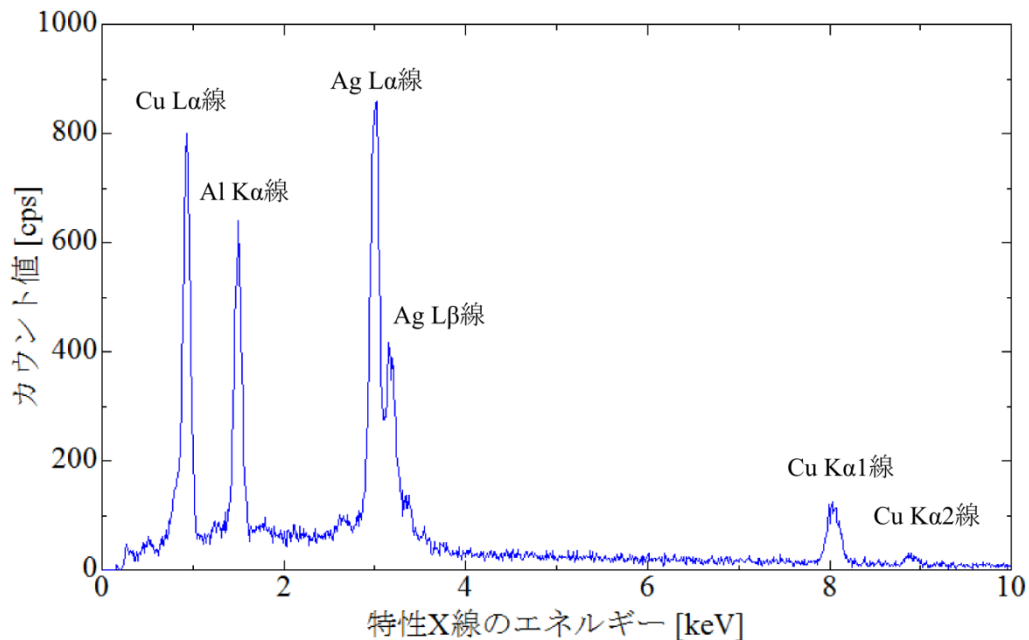


図 3.5.2-5 イジェクタ捕捉板面上の溶融物の点分析結果

図 3.5.2-3, 14 の+印の分析結果。この溶融物からは, Al と Ag が両方検出された。(＃26, Ag ターゲット, 厚さ 500 μ m)

表 3.5.2-1 #26 における捕捉板上での観察結果 (イジェクタ放出角 80.5 度)

		観察点	Al	Ag	Ag
		の形状	KA1	LA1	LB1
1	(3)	クレータ, 溶融物	21	-	-
2	(1)	" , 底面	15	-	-
3	(2)	" , リム	260	-	-
4	(1)	クレータ, 底面	20	-	-
5	(2)	" , リム	126	-	-
6	(5)	板面上, 痕跡無	109	-	-
7	(5)	板面上, 痕跡無	92	-	-
8	(5)	板面上, 痕跡無	95	-	-
9	(5)	板面上, 痕跡無	87	-	-
10	(5)	板面上, 痕跡無	89	-	-
11	(1)	クレータ, 底面	20	-	-
12			16	-	-
13	(1)	クレータ, 底面	112	-	-
14	(4)	板面上, 溶融物	642	859	418
15			76	-	-
16			88	-	-

*12, 15, 16 は形状を判別することが困難であった。

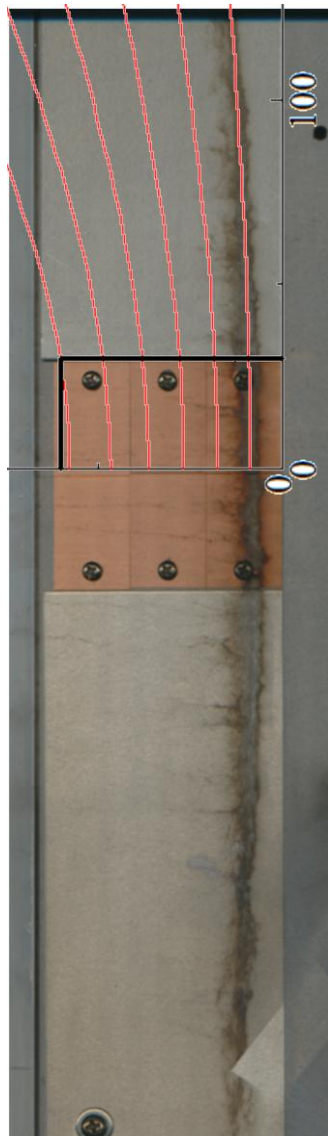


図 3.5.2-6 イジェクタ捕捉板の画像（#22 : Ta ターゲット，厚さ 100 μ m）
赤線は，ターゲット面側から放出角 5 度おきに引いており，ターゲット面側から，それぞれ 85 度，80 度，75 度，70 度，65 度，60 度である。Ta の場合では，主に 85 度方向へのイジェクタ放出が生じていた。

3.6 本章の実験結果のまとめ

1. 衝突プラズマ

(1) ダブルプローブ電流のピーク時刻から算出した衝突プラズマの伝播速度と発光雲のエッジから算出した伝播速度は同じ程度であり、沿面方向に対しては衝突速度の2～3倍程度の速度で伝播していた。

(2) ダブルプローブ計測の電流波形から、衝突で生成されたプラズマは、周囲の空間にリング状に伝播することが明らかとなった。

(3) 中性ガスとプラズマが局所熱平衡状態であると仮定して電子温度にフォトダイオードによる分光計測で求めた温度を適用した結果、最大プラズマ密度と伝播距離の関係に関しては、実験結果からプラズマ密度は、伝播距離のマイナス4乗からマイナス5乗程度で減少することが明らかとなった。

2. 電位変動

(1) ターゲットとグラウンド間の静電容量を 200～350pF とした金属薄板ターゲット（材質：Al, Cu, Ag, 厚さ：0.3mm, 0.5mm, 1.0mm, 3.0mm）に対して、衝突速度 6km/s 程度で直径 3.2mm, 質量 47mg のアルミ球が衝突した場合には、+7V ～+12V 程度の電位変動が計測された。

(2) 計測ケーブルの影響を受けていると考えられるが、最大電圧となるのに要した時間は、およそ 100ns であった。また、立ち上がり以降では、いずれの場合でも計測系の影響により振動的な波形となっており、周波数は 6.0 ± 0.2 MHz の範囲であった。

(3) 最大電圧となった後は、2～3 μ s 程度の時間で緩やかに電圧が減少していく。

3. イジェクタの元素分析

(1) #26・Ag ターゲット、厚さ 500 μ m における解析結果では、衝突により放出されたイジェクタの多くは、プロジェクトイル材のアルミニウムであった。また、イジェクタ捕捉板上のイジェクタの衝突痕跡が無い部分における分析結果から、衝突プラズマと高温ガスの成分は、主にプロジェクトイル材のアルミニウムであると推定された。

第4章 実験結果の解析

ここでは、衝突プラズマの生成と伝播に関する物理モデルと衝突による電位変動現象に関する物理モデルを示し、第3章で述べた実験結果に関する考察を行う。§4.1と§4.2では、それぞれ、衝突プラズマの生成と伝播に関する物理モデルと衝突による電位変動現象に関する物理モデルを提案し、実験結果との比較を行う。

4.1 衝突プラズマの伝播モデル

4.1.1 衝突プラズマの伝播モデル

超高速衝突による高速イジェクタの発生を説明するモデルとしては、固体中を伝播する衝撃波の理論と衝突物体間の幾何学的な位置関係に基づいて導かれるジェット現象が良く知られている[43]。2枚の板が対称に衝突する場合には、物体間のなす角度は一定であるが、衝突物体間のなす角度がある臨界角よりも大きな場合にのみ、板の間のある一方方向にジェットと呼ばれる流体的な物体の放出が発生することが理論的にも実験的にも示されている[44]。ジェットが開始する臨界角の大きさは、プロジェクトイルの衝突速度、ターゲットとプロジェクトイル中を伝播する衝撃波の速度によって表される。物質中を伝播する衝突波の速度は材料に依存し、衝撃圧縮下における各材料のデータは文献[45]などにまとめられている。特に、本研究のように薄板に対して球が垂直に衝突する場合には、衝突物体間のなす角は0度から90度まで時間的に変化するが、この場合でも物体間のなす角がある臨界角より大きくなった時にジェットの発生が開始されることが理論的に示され、実験的にも平板と球との衝突で発生するイジェクタをジェット現象で説明した報告もなされている[46]。しかし、高温ガスやプラズマの伝播についてジェットモデルに基づく臨界角を観測した例はない。

§3.1で示した高速度カメラで撮影した衝突発光雲の画像や§3.3で示したプラズマ密度の計測結果のように、本実験により、ターゲットの衝突面に沿った方向にも大量の高温ガスとプラズマが伝播することが確認された。そのため、高温ガスやプラズマの伝播に関しては上記のようなジェット現象のような放出開始の臨界角が存在しないと考えられる。ここでは、宇宙機への影響を評価する上で、特に重要である衝突側の沿面伝播について超高速衝突で生じるプラズマの生成過程と伝播過程に関する考察を行い、実験結果と比較した。図3.1-3、図3.3.1-3(a)より、衝突直後の画像から求めた高温ガスの伝播速度は、ダブルプローブから求めたプラズマの伝播速度とほぼ同じ程度である。すなわち、発光を担っていると思われる高温ガスの運動とプローブアレイで観測された衝突プラズマの運動は、ほぼ同じであると考えられる。また、高い運動エネルギーを持つプロジェクトイルがターゲットに衝突することにより、プロジェクトイルとターゲットの接触部分

を中心とした温度上昇が生じて物質が融解・気化し、一部電離状態にある高温ガス（中性ガスとプラズマ）が生成されるが、生成直後の衝突位置近傍では、生成された気体が非常に高密度であるため、中性ガスとプラズマの衝突が頻繁に起こり、中性ガスとプラズマは局所熱平衡状態となっていると考えられる（付録1参照）。

本章での解析に用いた薄板に対する球の衝突現象のモデルを図 4.1.1-1 に示す。ここでは、図中の斜線部分の体積に比例する物質がガス化して空間に放出されると仮定した。従って、プロジェクトイルが薄板ターゲットに貫入していく時、プロジェクトイルと板のオーバーラップした部分の時間変化分が毎秒発生するガス量になると仮定する。また、ガス化した部分が、ある一定の割合で電離しているとした。プラズマ伝播とプラズマ粒子の速度分布には、以下の仮定をおく。

(1) 衝突で生じたガスやプラズマは、ターゲットとプロジェクトイルが接触している部分のエッジから周囲の空間へと放出され、幾何学的に許される範囲内（球の接線とターゲット面がなす角度）に一様に伝播する。

(2) プロジェクトイルがターゲットを貫通するまでの間、プラズマの放出部である両者の接触部分の外周はターゲット面上を移動し、それに伴いターゲット面とプロジェクトイルの接線のなす角度も変化する。

(3) 放出部におけるプラズマ粒子の初期速度分布はマクスウェル分布とする。

また、ここでは簡単のため、プロジェクトイルとターゲットの材質が同一であり、プラズマイオンが1種類である場合を解析する。プラズマの生成量がプロジェクトイルとターゲットの交差部分の体積の時間変化に比例し、両者が接している部分のエッジから放出されるとする。

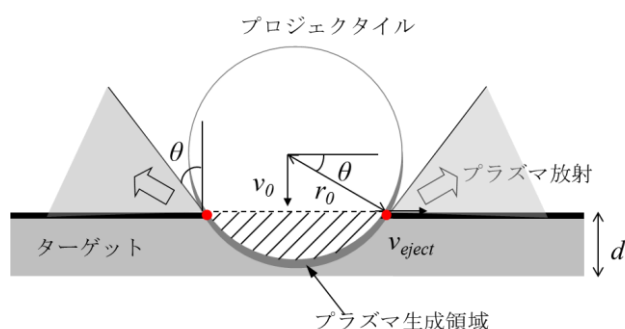


図 4.1.1-1 プラズマ伝播のモデル

本モデルでは、薄板ターゲットに対して球体が垂直に衝突する場合を検討している。衝突で生成されたプラズマは、ターゲットとプロジェクトイルとの接触部分（図中の赤色で示した箇所）から周囲の空間へと放出される。プロジェクトイルの進行方向をz軸としており、プロジェクトイルの中心を原点とした移動座標系である。

衝突プラズマ生成量 $Q(t)$ [個/s] は、図中の斜線部分の体積 $V(t)$ を時間微分することで、以下のように表される。ここで、時刻 t は、プロジェクトイルがターゲットに衝突した時刻を基準としている。

$$\begin{aligned}
 0 &\leq t \leq t_1 \\
 Q(t) &\propto 2\rho \frac{dV(t)}{dt} = 2\rho \frac{dV(t)}{dz} \frac{dz}{dt} \\
 &= 2\pi\rho(r_0^2 - z^2)(-v_0) \\
 &= 2\pi\rho v_0(r_0^2 - z^2) \\
 &= 2\pi\rho v_0\{r_0^2 - (r_0 - v_0 t)^2\}
 \end{aligned} \tag{4.1.1-1}$$

$$\begin{aligned}
 t_1 &\leq t \leq t_2 \\
 Q(t) &\propto 2\rho \frac{dV(t)}{dt} = 2\rho \frac{dV(t)}{dz} \frac{dz}{dt} \\
 &= 2\pi\rho d(-2z - d)(-v_0) \\
 &= 2\pi\rho v_0 d(2z + d) \\
 &= 2\pi\rho v_0 d\{2(r_0 - v_0 t) + d\}
 \end{aligned} \tag{4.1.1-2}$$

ρ : プロジェクトイル及びターゲットの密度

r_0 : プロジェクトイルの半径

v_0 : プロジェクトイルの速度

d : ターゲットの厚さ

ここで、 t_1 はプロジェクトイルがターゲットの裏面に達して貫通しはじめる時刻であり、 $t_1 = d/v_0$ で表される。また、 t_2 はプロジェクトイルがターゲットを完全に貫通した時刻であり、 $t_2 = (r_0 + d)/v_0$ で表される。プラズマ生成量は時刻 t_1 で最大となり、以下のように表される。

$$Q_{max} \propto 2\pi\rho v_0 d(2r_0 - d) \tag{4.1.1-3}$$

プラズマ伝播が可能な範囲を立体角 Ω [rad] で表すと、

$$\Omega = \frac{2\pi\sqrt{r_0^2 - (r_0 - v_0 t)^2}}{r_0} = 2\pi\cos\theta \quad (4.1.1-4)$$

となる。生成されたプラズマが幾何学的に伝播可能な空間（球の接線とターゲット面がなす角度）に対して一様に伝播すると、単位立体角あたりのプラズマ放出量 q [個/s・rad]は、ターゲット面の法線とプロジェクタイトルの接線のなす角度 θ をパラメータとして、(4.1.1-5) 式と (4.1.1-6) 式により表される。

$$\theta_1 \leq \theta \leq 90 \quad q(\theta) \propto \frac{Q(t)}{\Omega} = \rho v_0 r_0^2 \cos\theta \quad (4.1.1-5)$$

$$\theta_2 \leq \theta \leq \theta_1 \quad q(\theta) \propto \frac{Q(t)}{\Omega} = \frac{\rho v_0 d(2r_0 \sin\theta + d)}{\cos\theta} \quad (4.1.1-6)$$

ただし、ここで

$$\theta_1 = \cos^{-1}\left(\frac{\sqrt{r_0^2 - (r_0 - d)^2}}{r_0}\right) \quad (4.1.1-7)$$

$$\theta_2 = \sin^{-1}\left(-\frac{d}{2r_0}\right) \quad (4.1.1-8)$$

である。 θ_1 はプロジェクタイトルがターゲットを貫通し始める角度であり、 θ_2 は完全に貫通した時点（プロジェクタイトルの最大径の部分がターゲットの裏面側に達した時点）の角度である。それぞれの角度になる時刻は t_1 , t_2 である。図 4.1.1-2 に単位立体角あたりのプラズマ放出量の θ 角依存性を示す。プラズマ放出量は衝突直後の $\theta = 90$ 度から徐々に増えていき、貫通直前の θ_1 で最大値となる。貫通開始後の $\theta_1 \sim \theta_2$ では、生成量の減少とともに放出量も減少していき、 θ_2 で 0 となる。また、貫通後は、衝突側のほかに貫通側へのプラズマ放出も生じるようになるため、図 4.1.1-2 に示したよりも衝突側への放出量が少なくなると考えられる。

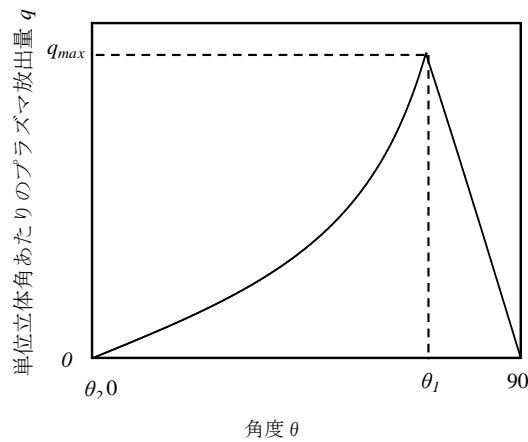


図 4.1.1-2 単位立体角あたりのプラズマ放出量の θ 角依存性
時間の経過に伴い角度 θ は、 90° 、 θ_1 、 0° 、 θ_2 と変化する。

図 4.1.1-1 に示したように、物体間が接している部分のエッジ位置(プラズマ放出部)は、プロジェクタイトルがターゲットへ貫入すると共にターゲット面上を移動する。衝突位置を中心とすると、エッジ位置 $r(t)$ [m] は、 $r(t) = \sqrt{r_0^2 - (r_0 - v_0 t)^2}$ と表すことができる。この式を時間微分するとプラズマ放射部の移動速度 v_{eject} [m/s] となり、次式のように表される。

$$v_{eject} = \frac{dr(t)}{dt} = \frac{v_0(r_0 - v_0 t)}{\sqrt{r_0^2 - (r_0 - v_0 t)^2}} = v_0 \tan \theta \quad (4.1.1-9)$$

この式より、 $\theta > 45$ 度の範囲では、放出部の速度がプロジェクタイトルの衝突速度よりも速くなり、特に θ が 90 度付近(沿面方向)で非常に大きいものとなりうる。プラズマは高速で移動するエッジから放出されるため、熱速度 v_{th} [m/s] のほかに放射方向へのドリフト速度 v_d を持つと考えられる。そのため、実験室系から見たプラズマ粒子の速度分布 $f(v)$ は、極座標系では下記のようなドリフトマクスウェル分布となる。

$$f(v) = 4\pi N_0 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} (v - v_d)^2 \exp\{-\alpha(v - v_d)^2\} \quad (4.1.1-10)$$

ただし、 $\alpha = m/2k_B T = 1/v_{th}^2$ である。ここで、 N_0 はプラズマの発生個数[個]であり、 v_d は v_{eject} のプラズマ放射方向の速度成分で与えられる。続いて、プラズマ密度を求める。放出されるプラズマがマクスウェル分布であるとして、 $t=0$ の時に原点に $v \sim v + \Delta v$ の速度を持つプラズマの量は $f(v)\Delta v$ [個]、体積は $L^2 \Omega(t) t \Delta v$ [m³] であるので、時刻 t における距離 L でのプラズマ密度は、

$$\begin{aligned}
n(t, L) &= \frac{f(v)\Delta v}{L^2\Omega(t)t\Delta v} = \frac{f(v)}{L^2\Omega(t)t} \\
&= \frac{1}{L^2\Omega(t)t} 4\pi N_0 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} (v - v_d)^2 \exp\{-\alpha(v - v_d)^2\}
\end{aligned} \tag{4.1.1-11}$$

ここで、 L は衝突点から観測点までの距離である。プラズマ発生量とプラズマ放出量は等しいので、次式のように表すことができる。

$$\begin{aligned}
Q(\theta) &= \int_0^\infty v f(v) dv \\
&= 4\pi N_0 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} \int_0^\infty v^3 \exp(-\alpha v^2) dv \\
&= 4\pi N_0 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} \left(\frac{1}{2\alpha}\right) = \frac{2N_0\pi^{1/2}}{\sqrt{\alpha}}
\end{aligned} \tag{4.1.1-12}$$

(4.1.1-12)式より、 $N_0 = Q(\theta)\sqrt{\alpha}/2\pi^{1/2}$ である。ターゲットの衝突点を原点とした固定座標系において、ある角度方向 θ に伝播する衝突点から距離 L だけ離れた場所でのプラズマ密度 $n(t, L)$ は、(4.1.1-11)式に(4.1.1-12)式から求まる N_0 を代入すると、以下のように表される。

$$n(t, L) = \frac{2}{\pi} \alpha^2 q(\theta) \frac{1}{L^2 t} \left(\frac{L}{t} - v_d\right)^2 \exp\left\{-\alpha\left(\frac{L}{t} - v_d\right)^2\right\} \tag{4.1.1-13}$$

ここで、 $q(\theta)$ は単位立体角あたりのプラズマ放射量であり、 $q(\theta) = Q(\theta)/\Omega$ である。また、 θ は図 4.1.1-1 で定義した角度である。この式で、 $T = 10000[\text{K}]$ 、 $v_x = 2.5[\text{km/s}]$ 、 $v_d = 10[\text{km/s}]$ の場合における、ある時刻におけるプラズマの空間分布を図 4.1.1-3 に示す。この図に示すように、実験結果と同じくプラズマ密度が最大となる点が存在し、最大プラズマ密度は伝播距離のマイナス3乗に比例して減衰する。また、(4.1.1-13)式に $t = L/(v_x + v_d)$ を代入し、 $n(L)$ の式とすると、次式のように表され、式の上でも距離のマイナス3乗に比例して減衰することが分かる。

$$n(L) = \frac{2}{\pi} \alpha^2 q(\theta) \frac{1}{L^3} (v_d + v_x) v_x^2 \exp(-\alpha v_x^2) \tag{4.1.1-14}$$

ここで、 $v_x = L/t - v_d$ であるので、 v_x はドリフト速度成分を差し引いたマクスウェル分布における粒子の速度を表している。 $q(\theta)$ は時間と共に変化し、プラズマ密度が伝播方向によって変化する要因となる。これに関しては、実験結果と共に § 4.1.3 にて説明する。

また、プラズマ密度の最大値は、(4.1.1-13)式を時間微分して0となる場合であり、

その時の v_d と v_x の関係は、(4.1.1-15)式で表される。

$$3\left(\frac{v_x}{v_{th}}\right) - 2\left(\frac{v_x}{v_{th}}\right)^3 + 2\left(\frac{v_d}{v_{th}}\right)\left\{1 - \left(\frac{v_x}{v_{th}}\right)^2\right\} = 0 \quad (4.1.1-15)$$

(4.1.1-15)式の解を数値的に求めた結果を図4.1.1-4に示す。 v_d がいかなる値であっても、 v_x の値が熱速度 v_{th} の1.0~1.2倍の範囲となることを示している。この結果より v_x はほぼ一定の値となるため、 v_x を定数とみなし、ターゲットの衝突点を中心とした固定座標系で、ある方向に伝播するプラズマ密度の最大値 n_{max} は、(4.1.1-14)式より $n_{max} \propto L^3$ となり、プラズマ密度の最大値は伝播距離のマイナス3乗に比例するという結果が得られる。

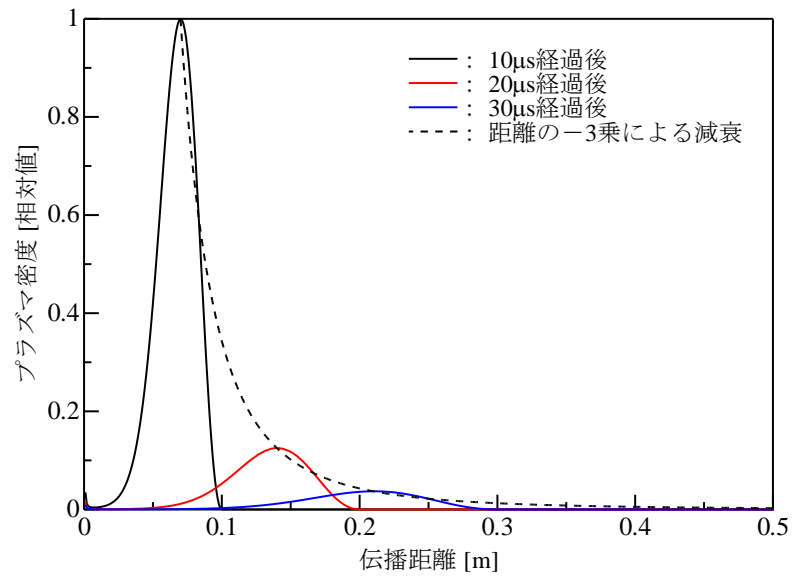


図 4.1.1-3 プラズマ伝播モデルから求めたプラズマの空間的分布

$T=10000\text{K}$, $v_{th}=2.5\text{km/s}$, $v_d=10\text{km/s}$ として計算。横軸はある方向に対する伝播距離であり、縦軸は $10\mu\text{s}$ 経過時におけるプラズマ密度の最大値で規格化した。プラズマ密度の最大値は、伝播距離のマイナス 3 乗で減衰していく。

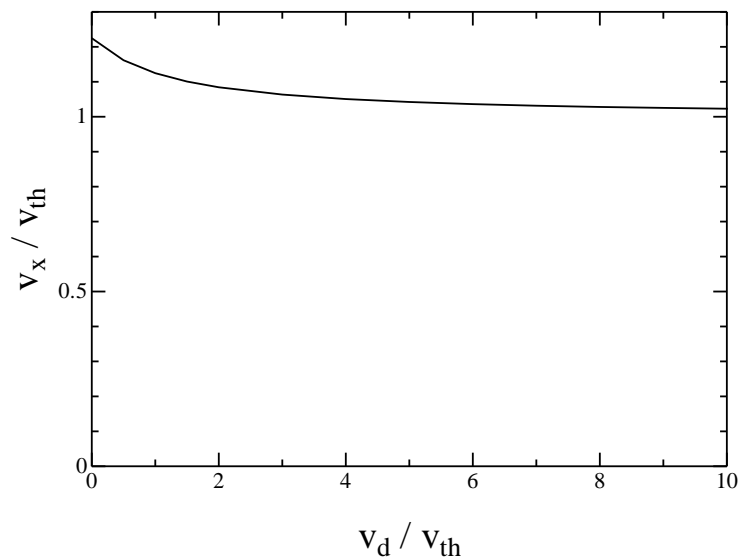


図 4.1.1-4 (4.1.1-15) 式を数値的に解いた結果

4.1.2 プラズマ密度の伝播距離依存性

衝突プラズマの伝播モデルからは、プラズマ密度は伝播距離のマイナス 3 乗に比例して減衰するという結果が得られた。この関係 ($n_{max} \propto L^{-3}$) と実験結果を比較するため、図 4.1.2-1 に示すように、各々の実験データごとに距離と密度で規格化した。衝突点に近い領域では、距離のほぼマイナス 3 乗で減少する傾向 (破線) があるが、衝突点から離れるに従い、より大きな減衰率となる。実験時の背景ガス密度はプラズマの伝播スケールよりもプラズマの平均自由行程の方が長くなる程度まで真空ポンプで排気されているが、銃側と実験領域を隔てて実験領域を高真空とするために使用した PET フィルムがプロジェクタイルの貫通時に一部気化し、プロジェクタイルとともにターゲット面に到達して、実験領域の圧力が上昇した可能性がある。実験後の PET フィルムには、プロジェクタイルの直径と同じ 3.2mm の大きさの穴が空いていた。使用した PET フィルムの厚さは 12 μm 、体積密度は 1g/cm³ であるので、プロジェクタイルの貫通により失われた PET フィルムの重量は

$$V = Sd = \pi r^2 d = \pi \times 0.16^2 \times (12 \times 10^{-4}) = 1.0 \times 10^{-4} [\text{cm}^3]$$

$$m = \rho V = 1.0 \times (1.0 \times 10^{-4}) = 1.0 \times 10^{-4} [\text{g}] = 0.1 [\text{mg}]$$

である。ここで、PET フィルムが気化して生じた物質の原子量を 10g/mol とすると、

$$\frac{1.0 \times 10^{-4} [\text{g}]}{10 [\text{g/mol}]} \times 6.23 \times 10^{23} [\text{個/mol}] = 6.23 \times 10^{18} [\text{個}]$$

原子の個数が求まる。これが、容積 100Litter の実験チャンバー内に一様に拡散したとすると、 $6.23 \times 10^{18} [\text{個}] / 0.1 [\text{m}^3] = 6.23 \times 10^{19} [\text{個/m}^3]$ であり、PET フィルムの蒸発による圧力上昇は 0.25Pa である。また、圧力上昇後の密度から計算すると、平均自由行程は 3.7cm となる。

残留ガスとの衝突でプラズマが消滅することによる減衰項 $\exp(-x/L)$ (L は衝突の平均自由行程) が存在し、実験ではその両効果があるため $x^3 \exp(-x/L)$ で減衰すると考えられる。ここで、残留ガスが多い場合のプラズマの消滅の過程 (中性ガスを介した電子とイオンとの再結合) を前提としている。これにより、ターゲット面近傍のガス密度が上昇し、衝突点から離れるに従い、プラズマの減衰率が大きくなったものと考えられる。プラズマ密度が距離のマイナス 3 乗で減衰することに加え、背景ガスの真空度が 0.1Pa となった場合の衝突減衰を考慮した曲線 (一点鎖線) を図 4.1.2-1 に示した。衝突減衰の効果を加えると伝播距離が長い場合でも距離のマイナス 3 乗則で実験結果を説明することができ、§ 4.1.1 で示したモデルと実験結果は合致する。なお、PET フィルムがプロジェクタイル貫通時に全て気化した場合の実験チャンバー内の平均圧力は、0.25Pa と計算されるので、PET フィルム貫通直後のターゲット付近の圧力を 0.1Pa と仮定するのは不自然ではないと考えられる。

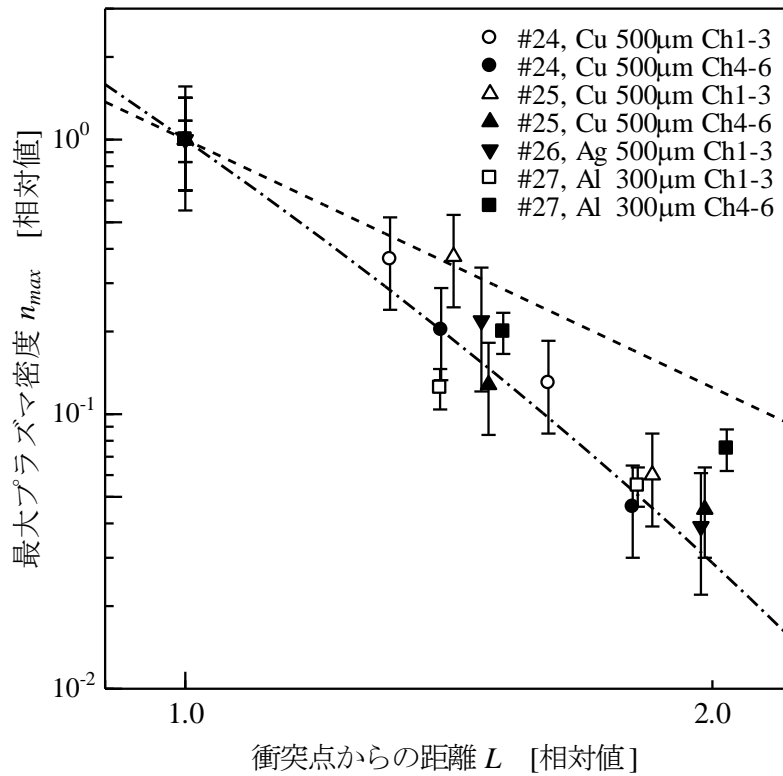


図 4.1.2-1 規格化した最大プラズマ密度と伝播距離の関係

縦軸と横軸は、それぞれ衝突点に最も近いプローブの最大プラズマ密度とプローブ設置距離で規格化しており、両軸とも対数表示である。図中の破線は、距離のマイナス 3 乗則での減衰を示している。また、一点鎖線は、距離のマイナス 3 乗則に加えて、0.1Pa の残留ガスとの衝突の影響を考慮した場合の減衰を示している。

4.1.3 プラズマ密度と伝播角度の関係

図 4.1.3-1 にアルミニウム (厚さ 100 μm ~500 μm), 図 4.1.3-2 に銅 (厚さ 100 μm , 500 μm), 図 4.1.3-3 に銀 (厚さ 100 μm , 200 μm , 500 μm), 図 4.1.3-4 にチタン (厚さ 100 μm), 図 4.1.3-5 にタンタル (厚さ 100 μm) をターゲットとした場合のプラズマ密度と伝播角度の関係を示す。プラズマの密度は, 周囲の空間に拡がっていくと共に低下していくが, 衝突点からそれぞれのプローブまでの距離が異なるため, 先に示したプラズマ密度と実験から得られた伝播距離の関係 (距離のマイナス 4~5 乗で減衰) を用いて, 各プローブ位置におけるプラズマ密度のデータを衝突点から距離 100mm におけるプラズマ密度に換算し, 伝播角度による違いを比較した。

いずれの実験の場合でも, 60 度から 90 度の方向に, プラズマ密度が最大となる角度が存在し, プラズマ密度は伝播角度に依存することが明らかとなった。これは, § 4.1.1 で示したように, 図 4.1.1-2 に示した単位立体角あたりのプラズマ放射量 $q(\theta)$ が角度 θ により変化することの影響である。ターゲット面に沿った方向 (90 度方向) は, 宇宙機表面との相互作用を考える場合重要であるが, この方向には衝突位置から距離 100mm でいずれの場合も, $10^{13} \sim 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 以上の高密度のプラズマが伝播したことが分かる。

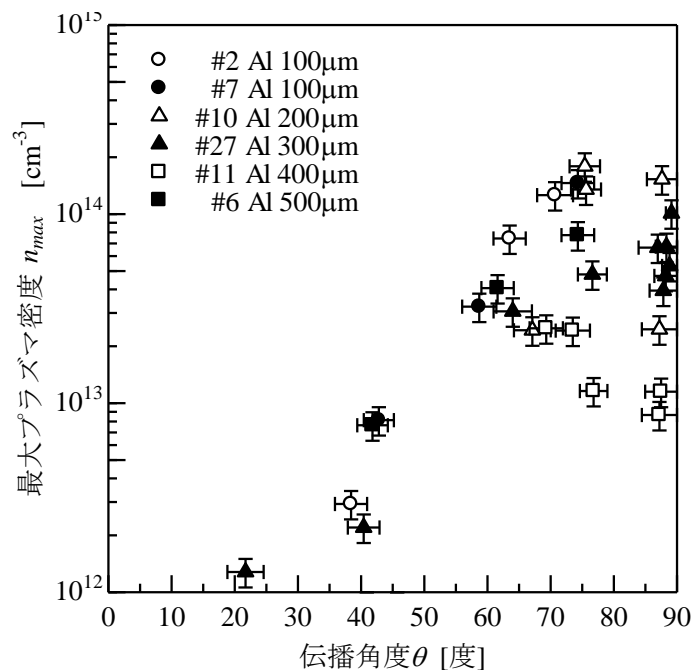


図 4.1.3-1 最大プラズマ密度と伝播角度の関係 : Al ターゲット

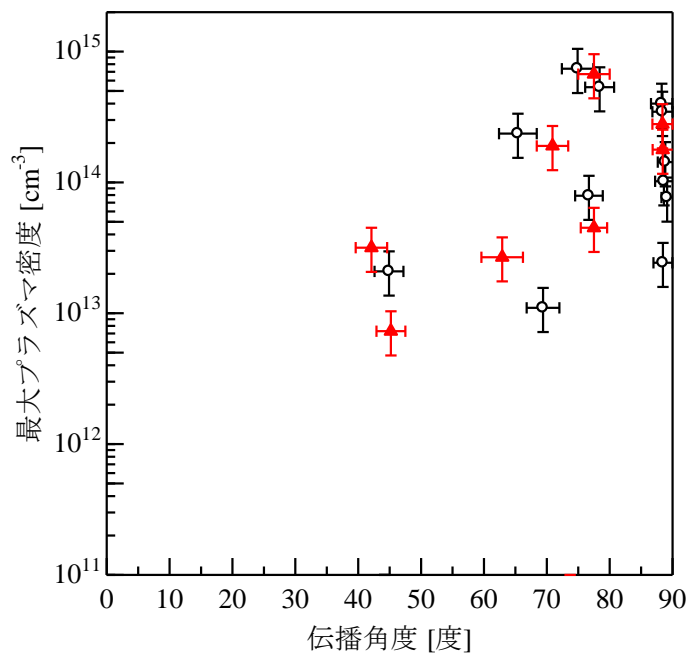


図 4.1.3-2 最大プラズマ密度と伝播角度の関係：Cu ターゲット

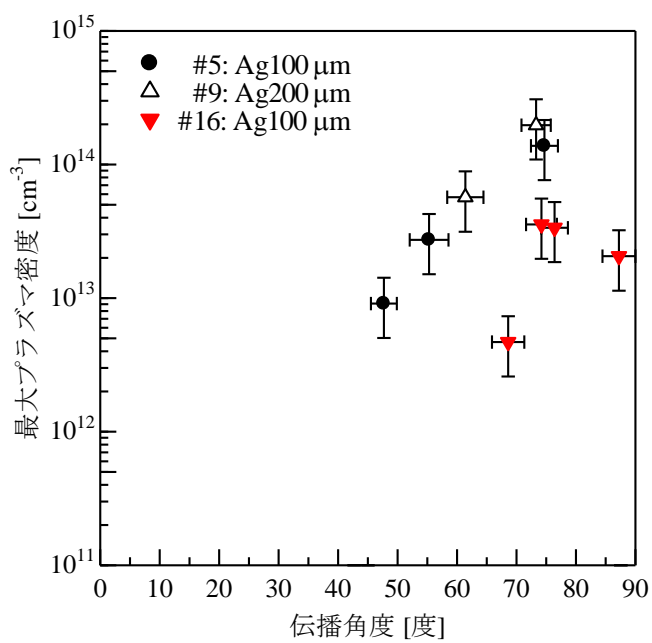


図 4.1.3-3 最大プラズマ密度と伝播角度の関係：Ag ターゲット

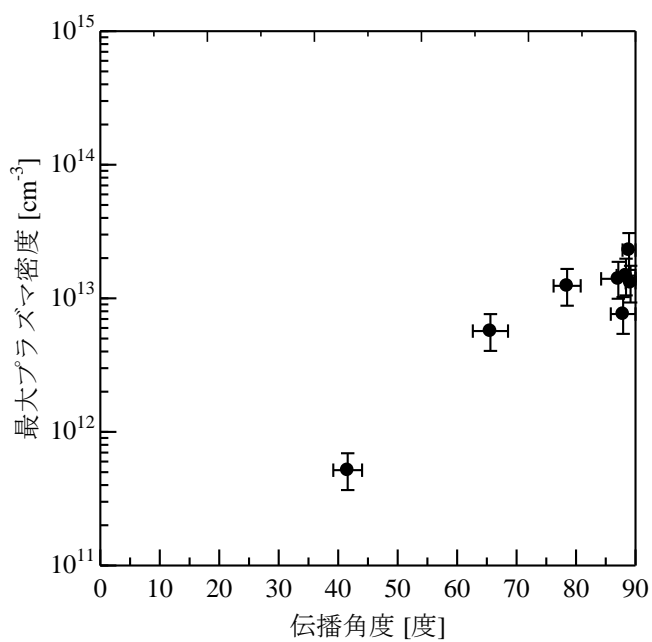


図 4.1.3-4 最大プラズマ密度と伝播角度の関係：Ti ターゲット
(#20, 厚さ 100 μm)

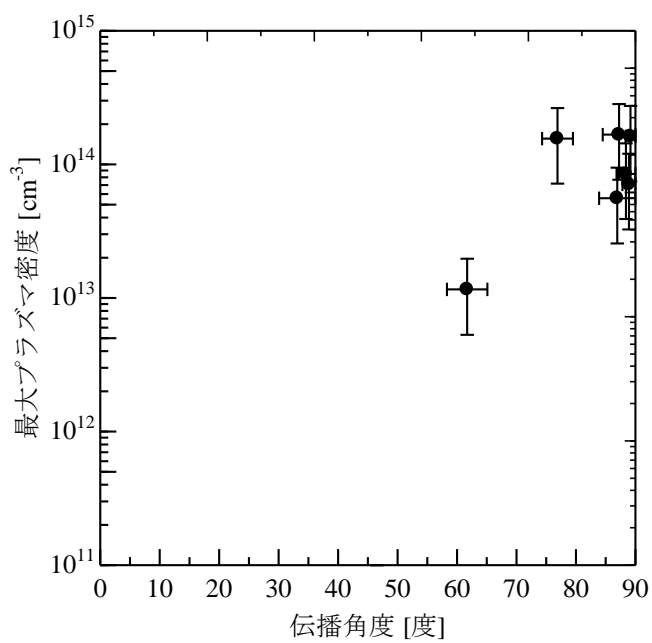


図 4.1.3-5 最大プラズマ密度と伝播角度の関係：Ta ターゲット
(#22, 厚さ 100 μm)

4.1.4 衝突プラズマの伝播モデルと実験結果の比較

以下に本モデルと実験結果と比較して考察した結果を示す。

(1) ドリフトマクスウェル分布を仮定した本モデルは、(4.1.1-13)式よりプラズマ密度が距離のマイナス3乗で減少することが示された。一方、実験結果は、図4.1.2-1に示すように衝突点に近い部分では距離のマイナス3乗で減少したが、距離が離れるとともにより大きな減少を示した。このマイナス3乗則を越える密度の減少は、衝突時の背景真空度を0.1Paと仮定し、プラズマ粒子が背景ガスと衝突して減衰することを考慮することで説明できた。背景真空度の上昇は、銃側と実験領域との仕切りとして設置したPETフィルムをプロジェクタイトルが貫通した際に生じた高温ガスによるものであり、本実験特有のものであると考えられる。そのため、高真空である宇宙空間ではプラズマ密度は距離のマイナス3乗で減少するものと考えられる。

(2) 本モデルでは、プラズマの放出は幾何学的に許される範囲に限られるため、衝突側でプラズマ伝播が可能な範囲は90度から θ_2 の角度である。一方、(4.1.1-3)式で示したようにプラズマの生成量は角度 θ_1 で最大となる。また、(4.1.1-1)式と(4.1.1-2)式で示されるプラズマ生成に対してなす角度への一様伝播を仮定すると、図4.1.1-2((4.1.1-5)式、(4.1.1-6)式)に示した単位立体角あたりのプラズマの放射量は、角度が θ_1 となった時点で最大となる。なす角度が90度 \sim θ_1 で変化する範囲では、時間と共に放射量が増加するためにプラズマ伝播量が高くなり、 θ_1 以降では、時間と共に放射量が減衰することとターゲットの貫通の影響によりプラズマ伝播量が減少する。図4.1.3-1 \sim 図4.1.3-5に示した実験結果からは、90度付近でのピークは必ずしも認められないが、60 \sim 90度の範囲が最も密度が高くなり、それ以下の角度では減少する傾向がある。このように、本モデルは、実験事実と完全には合致しないが、プラズマ伝播の角度依存性の傾向を説明することができる。

(3) 本モデルでは、時間的に外側に移動する衝突エッジ(ターゲット面上のプロジェクタイトル接触面のうち、周囲の空間と接している部分)からのプラズマ放射を仮定している。ドリフト速度は v_{eject} のプラズマ放射方向の速度成分で与えられ、 $\theta_1=90$ 度の時が最大であるが、90 \sim θ_1 の範囲では、時間と共にプラズマ放射量が増加していくため、最大プラズマ密度となる時刻(プラズマ伝播速度)は、角度 θ_1 におけるプラズマ放射の速度の影響を受ける。そのため、90 \sim θ_1 の範囲では、最大プラズマ密度から求めた速度は同じ程度となり、 θ が小さくなるにつれ遅くなる。実験結果は、図3.3.1-3(a)に示すように、60 \sim 90度の範囲でおおよそ同じ程度であり、本モデルは実験事実を概ね説明することができる。

4.2 衝突部の電位変動モデル

4.2.1 電位変動現象のメカニズム

§ 3.4 で示した実験結果から、超高速衝突時には金属ターゲットとグランドとの間に電圧が発生することが明らかになった。ここでは、金属薄板ターゲットと実験領域のグランドの間にキャパシタンスが存在する場合に、超高速衝突で電位変動が生じるメカニズムについて説明する。この場合のモデルを図 4.2.1-1 に示す。§ 4.1 で示したように、ターゲットに対してプロジェクトイルが秒速数 km 以上の超高速度で衝突すると、プロジェクトイルが持つ非常に大きな運動エネルギーの一部が熱エネルギーに変換され、衝突部から高温ガスとプラズマが発生し、周囲の空間に拡散していく。衝突で生じるプラズマは正負等量であり、熱平衡を仮定すれば電子温度とイオン温度はほぼ等しいと考えられる。電子の質量はイオンの質量よりも非常に軽いため、同一温度の同じ程度の速度の粒子で比べると電子はイオンよりも早く衝突位置近傍から離脱することができると考えられる。大部分の電子はイオンとの間に生じた電界により両極性拡散で伝播していくが、一部のエネルギーが高い電子はこれに打ち勝って、衝突位置近傍からより早く離脱することができる。すると、衝突位置近傍では負電荷（電子）よりも正電荷（正イオン）が多くなり、ターゲットが正電位となる。すると、その電位によりグランドから電子が引き寄せられてきて、ターゲットとグランドとの間の容量に蓄えられる。§ 3.4 で計測された電位の変化がこの現象によるものである。その後は、プラズマを介した放電によりグランド電位に戻っていくと考えられる。離脱電子の数とターゲットに電位を誘起させた正電荷の数は等しいので、プラズマ粒子がマクスウェル分布であると仮定するとターゲットに誘起される電位の最大値は (4.2.1-1) 式のように表される。

$$CV = eN_{total} \int_{eV}^{\infty} f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (4.2.1-1)$$

ここで、 C はターゲットの静電容量[F]、 V は発生電位[V]、 e は素電荷であり 1.602×10^{-19} [C]、 N_{total} はプラズマの総発生量[個]、 $\int_{eV}^{\infty} f(\varepsilon) d\varepsilon$ の項は離脱した高いエネルギーを持つ電子の割合[-]を表しており、 N_{total} と $\int_{eV}^{\infty} f(\varepsilon) d\varepsilon$ の積は離脱電子数 ΔN_e [個]となる。(4.2.1-1) 式で右辺に未知数 V を移すと (4.2.1-2) 式のようになる。この式より、ターゲットの静電容量 C 、プラズマの総発生量 N_{total} 、エネルギー分布関数(温度)が決まると、離脱電子の帯電により生じるターゲット-グランド間での発生電位 V が求まる。

$$\frac{C}{eN_{total}} = \frac{\int_{eV}^{\infty} f(\varepsilon) d\varepsilon}{V} \quad (4.2.1-2)$$

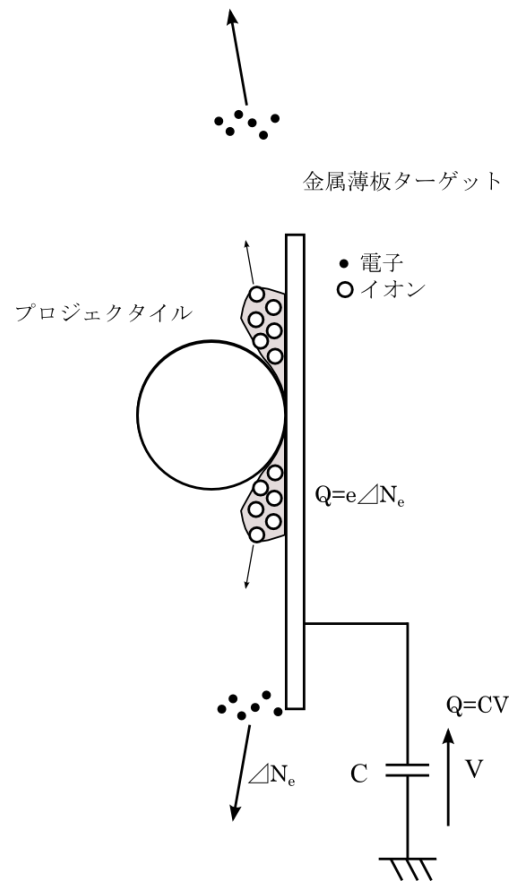


図 4.2.1-1 電位変動現象のメカニズム

4.2.2 実際の発生電位の推定

図 2.2.4-2 の実配置を基にした電位計測系の等価回路を図 4.2.2-1 に示す。ターゲットとターゲット固定具との間で生じるキャパシタンス C_1 [F] とターゲットに接続された計測系のインダクタンス L [H] とキャパシタンス C_2 [F] で表される。ここでは、簡単化のため、計測ケーブルの抵抗成分は無視した。この回路図で実際にターゲットとグラウンド間で生じる電位変動は $V_{c1}(t)$ [V] であるが、オシロスコープにより計測される電圧は $V_{c2}(t)$ [V] である。§ 3.4 に示した電圧波形 (図 3.4-1 ~ 図 3.4-3) は計測回路の影響を受けているため、計測電圧 $V_{c2}(t)$ から実際にターゲットとグラウンド間のキャパシタンスに生じた電位 $V_{c1}(t)$ を推定する必要がある。また、§ 4.2.1 で述べたように、ターゲットの電位変動は衝突で生じたプラズマからの電子離脱によるターゲットの帯電によるものと考えられ、電子の流れとしてパルス電流源 I_c から流れる電流 $i_c(t)$ [A] で表わされる。SW が On となっている状態は電子離脱が生じている状態を表しており、SW が Off になった状態は、ターゲットで生じた電圧により離脱可能な電子が無くなった状態を示している。電流源のパルス幅 T [s] は、プラズマ生成開始時刻からターゲットの電位が最大に達して電子離脱が終了する時刻までの時間であり、電子離脱による全電荷 Q_c [C] は電流波形の積分で表される。

衝突現象で生じたプラズマからの電子離脱によってターゲットが帯電するが、この時、計測回路側の LC_2 直列部分の振動の周期は、 C_1 を充電する時の時定数よりも遅い。ここで、電流パルスの長さ T は、 LC_2 の周期よりも十分に短いと仮定した。そのため、電子離脱により生じた全電荷 Q_c の全てが時定数の早いコンデンサ C_1 のみを充電していると見なせ、 C_1 には $V_{c1}(t) = \int_{-T}^0 i_c(t) dt / C_1$ の電圧が発生する。この時に発生する電圧 $V_{c1}(t)$ に打ち勝てる電子のみが離脱可能である。この電圧より離脱可能なエネルギーを持つ電子がなくなると電圧の上昇が終了し、最終的な電圧に到達する。発生電圧の最大値 V_{max} は、電子離脱による全電荷 Q_c より $V_{max} = Q_c / C_1$ で表される。電子離脱が生じなくなる時刻以降は、SW が Open となり電流源は回路から切り離される。ここで、電子離脱が終了した時刻を基準にとると、 $t=0$ で $V_{c1}(t) = V_{max}$ であり、電子離脱による電荷 Q_c を全て蓄積して両端電圧が V_{max} となっているコンデンサ C_1 と計測側の $L \cdot C_2$ が直列に接続された状態となる。電流 $i(t)$ の流れる向きを図 4.2.2-1 に示すように定義し、電子離脱による全電荷 Q_c で充電されたコンデンサ C_1 と LC_2 の放電現象を考えると、電圧方程式は (4.2.2-1) 式で表される。

$$V_{max} - \frac{1}{C_1} \int_0^t i(t) dt = L \frac{di(t)}{dt} + \frac{1}{C_2} \int_0^t i(t) dt$$

$$V_{max} = L \frac{di(t)}{dt} + \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right) \int_0^t i(t) dt$$

$$V_{max} = L \frac{di(t)}{dt} + \frac{1}{C} \int_0^t i(t) dt \quad (4.2.2-1)$$

この方程式の解は、 $i(t) = I_0 \sin \frac{t}{\sqrt{LC}}$ となる。ここで、 $I_0 = V_{max} \sqrt{C/L}$ 、 $C = C_1 C_2 / (C_1 + C_2)$ である。次に示すように、オシロスコープでの計測電圧 $V_{C2}(t)$ は、

$$\begin{aligned} V_{C2}(t) &= \frac{1}{C_2} \int_0^t i(t) dt = \frac{1}{C_2} \int_0^t I_0 \sin \frac{t}{\sqrt{LC}} dt = \frac{I_0}{C_2} \sqrt{LC} \left[-\cos \frac{t}{\sqrt{LC}} \right]_0^t \\ &= \frac{C}{C_2} V_{max} \left(1 - \cos \frac{t}{\sqrt{LC}} \right) = \frac{C_1}{C_1 + C_2} V_{max} \left(1 - \cos \frac{t}{\sqrt{LC}} \right) \end{aligned} \quad (4.2.2-2)$$

と表される。ここで、(4.2.2-2) 式が最大となる時刻を t_1 とすると、 $t_1 = \pi \sqrt{LC}$ で最大値 $V_{C2}(t_1) = \{2C_1 / (C_1 + C_2)\} V_{max}$ となる。そのため、電位変動の最大値 V_{max} と時刻 t_1 における計測電圧 $V_{C2}(t_1)$ の関係は、

$$V_{max} = \left(\frac{C_1 + C_2}{2C_1} \right) V_{C2}(t_1) \quad (4.2.2-3)$$

と表される。ターゲットとグランド間のキャパシタンス C_1 は 200~350 pF の範囲であり、計測回路側では、計測ケーブルの容量 250pF (測定値)、セラミックコンデンサ 54pF (測定値、公称 50pF)、オシロスコープの入力部の容量 14pF が並列に接続されているため、 C_2 は 318 pF である。(4.2.2-3) 式の関係を用いて計算すると、実際に電子離脱によりターゲットに発生した電圧の最大値 V_{max} は、計測電圧 V_{C2} の最大値の 1.0~1.3 倍程度であったと考えられる。§ 4.2.3 の表 4.2.3-1 に、各々の実験について計算した結果を示す。また、 $L=2\mu\text{H}$ 、 $C_1=200\sim350\text{pF}$ 、 $C_2=318\text{pF}$ から計算すると、電圧波形は 8.7MHz~10.2MHz で振動しており、計測された電圧波形に乗っていた $6.0 \pm 0.2\text{MHz}$ に近い値となっていた。このため、立ち上がり後の振動は、衝突で生じた物理的な現象とは無関係な計測系による振動であると考えられる。

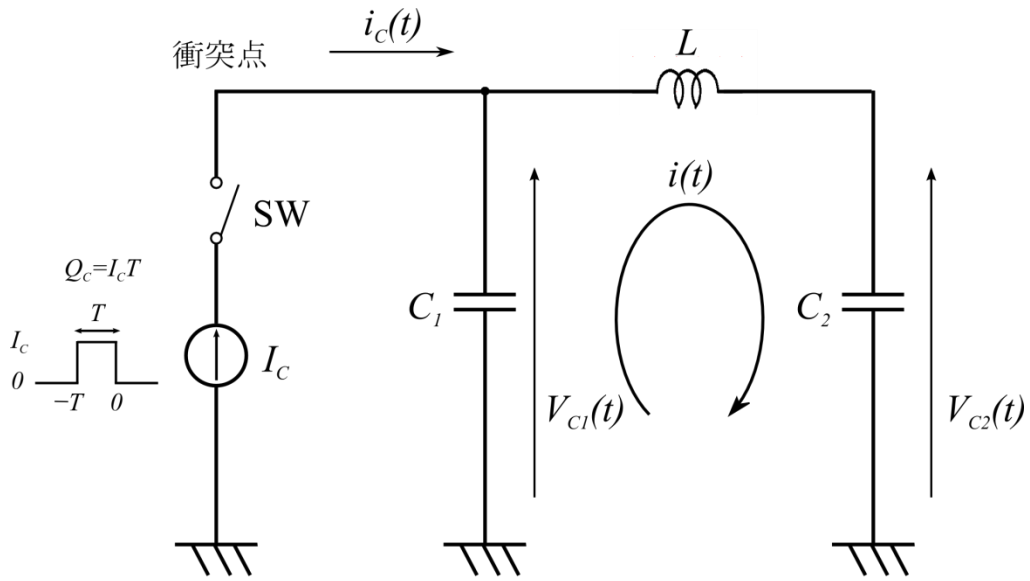


図 4.2.2-1 電位変動計測の等価回路

この回路で電流源 I_c から大きさ I_c 、パルス幅 T の電流が流れている状態（ SW が Close の状態）が衝突プラズマからの電子離脱が生じている状態である。 $t=0$ で電流パルスが終了、つまり、電子離脱が終了し（ SW が Open の状態）、 C_1 が充電され $V_{C1}(t=0) = V_{max}$ となる。

4.2.3 理論との比較

§ 4.2.1 で述べたように、(4.2.1-2) 式から発生電位を求めるには、プラズマ総量に関する情報が必要となるため、はじめにプラズマ総量に関して述べる。プラズマの総量は、電位計測と同時に行ったダブルプローブの計測結果から計算することができる。図 4.2.3-1 に示すプローブ電流波形において、最大プラズマ密度の半分となる時刻を立ち上がり側で t_1 、立下り側で t_2 とすると、プラズマの伝播速度は、それぞれ $v_1=r_p/t_1$ 、 $v_2=r_p/t_2$ と表される。ここで、 r_p は衝突位置からプローブまでの距離である。プローブで計測されたプラズマ密度が最大となった時刻を t_p とすると、時刻 t_p における衝突プラズマの空間分布は図 4.2.3-2 のように表される。このように衝突プラズマの密度が高い部分は、球殻状に存在する。また、プラズマ伝播は、主に面から 30 度の角度範囲に生じることから、時刻 t_p におけるプラズマの体積 V は、 $V=(4\pi/3) \times (r_1^3-r_2^3) \times (30/360)$ として計算することができる。プラズマ体積 V に対して、その時刻におけるプラズマ密度 N_e を掛けることで、プラズマ総量 N_p を推定することができる。一例として、#27 (Al ターゲット、厚さ 300 μm) の場合のプラズマ総量の計算を示す。温度 5000 から 10000 K を仮定とした場合のプラズマ密度は、 $2.2 \times 10^{13} \sim 3.1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ である。また、プラズマの伝播速度は立ち上がりで 17.8 km/s、立下りで 11.6 km/s であるので、プラズマの体積は 403 cm^3 となる。よって、プラズマ総量は、 $9 \times 10^{15} \sim 1 \times 10^{16}$ 個となる。各実験における値を表 4.2.3-1 に示す。電子離脱が生じるのは衝突初期であるので、衝突直後の代表的な温度である 15000K を用いて、(4.2.1-2) 式から発生電位 V の計算を行った。実験データから得られた電位変動の最大電圧 (換算値) をモデルから計算した値と比較すると、銅の場合では実験値の方が理論値よりも大きく、銀とアルミニウムの場合では理論値の方が実験値よりも大きな値となっていた。理論値と実験値との違いは、プラズマ総量の推定の誤差と仮定した温度の誤差の影響によるものと考えられるが、温度とプラズマ総量の値から、プラズマ生成にマクスウェル分布を仮定して離脱電子の電荷量とターゲットの帯電量の関係式を示す (4.2.1-2) 式により、衝突で生じる電位変動量を求めることができた。

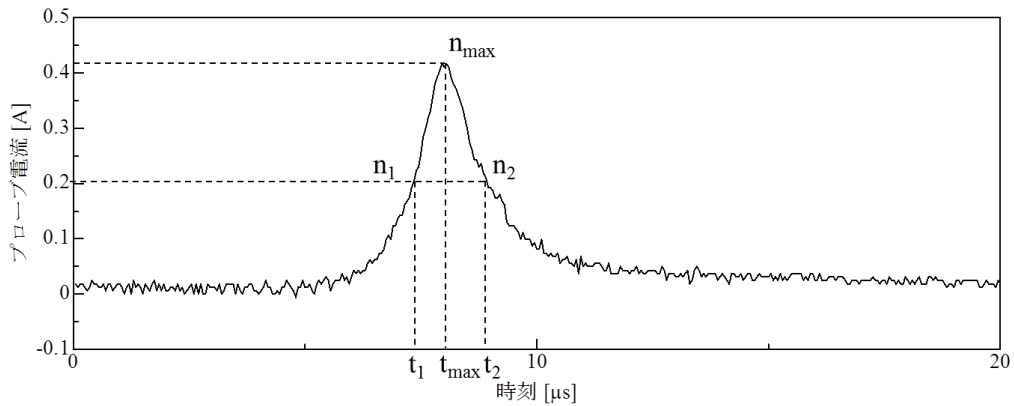


図 4.2.3-1 プローブ電流波形からのプラズマ総量の推定

時刻 t_1 でプラズマ密度 n_1 、プラズマ伝播速度 v_1 であり、時刻 t_2 では、プラズマ密度 n_2 、プラズマ伝播速度 v_2 である。ここで、 $n_1 = n_2 = n_{\max}/2$ である。

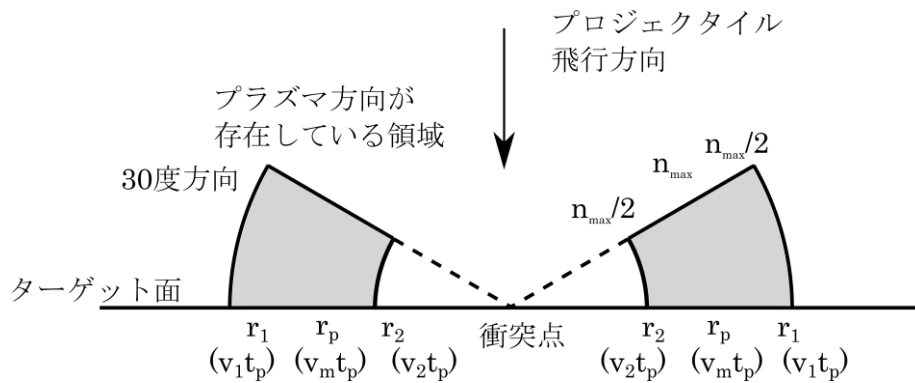


図 4.2.3-2 時刻 t_p における衝突プラズマの空間分布

ダブルプローブ電流波形とプラズマ伝播の角度依存性から、プラズマ密度が高い部分はリング状になる。

表 4.2.3-1 電位計測結果とモデル計算の比較

#	衝突 速度 [km/s]	ターゲット		ターゲット 静電容量 [pF]	発生電圧 (換算値) [V]	離脱電子 の電荷量 [pC]	発生プラズマ 数の総量 [個]	モデルから 計算した値 [V]
		材質	厚さ [μm]					
25	6.16	Cu	500	198	15.4	3044	$5 \times 10^{16} \sim$ 1×10^{17}	12.1~13.0
26	5.83	Ag	500	200	12.2	2448	$2 \times 10^{17} \sim$ 4×10^{17}	13.8~14.7
27	5.94	Al	300	200	8.8	1761	$9 \times 10^{15} \sim$ 1×10^{16}	9.9~10.0
28	6.07	Al	3000	349	7.9	2768	$1 \times 10^{16} \sim$ 2×10^{16}	9.3~10.2
29	5.72	Al	1000	221	9.5	2103	-	-

4.2.4 プラズマ発生に要したエネルギーに関する検討

ターゲット材とプロジェクタイト材がいずれもアルミニウムである場合について、プラズマ生成に要するエネルギーを計算した。§ 4.2.3 で示したように、プローブ計測結果より、ターゲットがアルミニウムの場合に生成されるプラズマの総量は、およそ 10^{15} 個程度と推定されている。Al 原子の質量は $4.5 \times 10^{-26} \text{kg}$ /個であるので、発生したプラズマの総質量 m は $4.5 \times 10^{-11} \text{kg}$ となる。いま、衝突前のターゲットとプロジェクタイトの温度 T_0 が常温 (300K) であるとする、衝突前の温度 T_0 から融点 T_m に達するまでの温度上昇に要するエネルギー E_1 、融解エネルギー E_2 、融点 T_m から沸点 T_v に達するまでの温度上昇に要するエネルギー E_3 、気化エネルギー E_4 、気体の温度上昇 ($T_v \sim T_2$) に要するエネルギー E_5 、イオン化エネルギー E_6 の総和から、プラズマ生成に要するエネルギー E が求まる [47]。

$$\text{固体状態での温度上昇} \quad : E_1 = cm(T_m - T_0)$$

$$\text{融解エネルギー (相変化)} \quad : E_2 = mE_m$$

$$\text{液体状態での温度上昇} \quad : E_3 = cm(T_v - T_m)$$

$$\text{気化エネルギー (相変化)} \quad : E_4 = mE_v$$

$$\text{気体状態での温度上昇} \quad : E_5 = cm(T_2 - T_v)$$

$$\text{イオン化エネルギー} \quad : E_6 = mE_i$$

E_m , E_v , E_i は、相変化に要する融解エネルギー、気化エネルギー、イオン化エネルギーであり、それぞれ $397[\text{kJ/kg}]$, $10889[\text{kJ/kg}]$, $21389[\text{kJ/kg}]$ である [48]。また、 T_m , T_v は、融点、沸点であり、Al の場合ではそれぞれ 933K , 2792K である [48]。 c は熱容量であり、 $300 \sim 2500\text{K}$ の温度範囲におけるアルミニウムの熱容量 c は $0.9 \sim 1.2[\text{kJ/kg} \cdot \text{K}]$ である [48]。

ここでは、 $T_0 = 300\text{K}$, $T_2 = 15000\text{K}$ として計算を行なった。これらの計算の結果、 10^{15} 個の場合では、プラズマ生成に要するエネルギーは、 $E = E_1 + E_2 + E_3 + E_4 + E_5 + E_6 = 0.002[\text{J}]$ である。質量 47mg ・衝突速度 6km/s の場合では、プロジェクタイトの運動エネルギー (847J) のうち、 2.36×10^{-6} が電離に寄与することとなる。

第5章 宇宙機への衝突の影響評価と対策

本章では、第3章で述べた超高速衝突実験の結果と第4章で述べた物理モデルから得られた結果に基づき、超高速衝突によって生じる電気的現象（衝突プラズマの伝播、電位変動現象）が宇宙機へ与える影響評価とその対策について論じる。

その前に、宇宙機への衝突の影響を論じるにあたり、基本的な宇宙機のシステム構成について簡単に説明する。宇宙機システムは、ミッションに直接関係する機器であるミッション部と各衛星に共通な機器であるバス部に大別される。ここでは、各衛星に共通なバス部について述べる。バス部は、表5-1に示すように、テレメトリ・コマンド系、通信系、

表 5-1 人工衛星・バス部の各サブシステムの構成 [49]-[51]

サブシステム名	構成要素	機能
テレメトリ・コマンド系	セントラルユニット，リモートユニット，データバス，データレコーダ，テレメトリ/コマンド処理装置，データ圧縮器，多重化器	衛星の状態を測定し，地上に送信する。地上からの指令を受信し，該当する機器に伝える。
通信系	アンテナ，受信機・送信機，通信系制御回路，増幅器，変復調器など	ミッションデータの送信。
電源系	太陽電池パドル（カバーガラス，太陽電池，パネル，ヒンジ等），電力ケーブル（ケーブル被覆，電線），バッテリー（Liイオン電池，NiH ₂ 電池，NiCd電池等）	電力の発生と貯蔵，搭載機器への電力供給。
姿勢・軌道制御系	センサー（太陽センサー，地球センサー等），姿勢制御系電子回路，アクチュエータ（リアクションホイール等）	姿勢を安定化させ，衛星の軌道を維持する。必要に応じて，姿勢・軌道を変更させる。
推進系	推進剤タンク *一般的に，構体内部に搭載することが多い。	姿勢・軌道制御に必要な推力を発生させる。
熱制御系	MLI : 多層断熱材（アルミ蒸着カプトン，マイラー，ネットなどを多層にして構成される）， OSR （石英ガラス，銀蒸着層），ヒートパイプ，サーマルルーバ，展開ラジエータなど。	受動的・能動的に温度制御を行い，各機器の温度を規定の範囲内に維持する。
構体系	フレーム（アルミニウム合金，CFRPなどの複合材料），パネル（アルミハニカムなど）	各機器を搭載し，衛星を形づくる。打上げ時に各機器への機械的負荷を規定の範囲内に収める。

電源系，姿勢・軌道制御系，推進系，熱制御系，構体系に分類される[49][51]。各バス部の構成要素とそれぞれの材質を表5-1に示す。特に，宇宙機の外側に位置し，デブリ衝突の危険性があるものに関しては，**太字**で示した。電源系の太陽電池パドルは，宇宙機の全面積の30~40%程度を占めているため，デブリ等の衝突確率が高い。また，構体系では，構体系外側に位置するパネル部分に対する衝突確率が高い。パネル部の材料としては，アルミハニカム等が用いられる。また，熱制御の関係により，宇宙機構体の表面はMLI等で覆われていることも多い。

5.1 衝突プラズマ伝播の影響評価と対策

本実験では，質量45mg，直径3.2mmのアルミ球を速度5~6km/sで衝突させた際に生じる衝突プラズマの密度計測を行った。その結果，衝突位置から距離10cmにおけるプラズマ密度は $10^{13} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ であった。LEO（高度400km）のプラズマ密度が 10^5 cm^{-3} であるので， 10^8 倍以上という衝突で生成されるプラズマの密度は，極めて高いものである。また，100V以上の発電電圧を持つ高電圧太陽電池アレイについては，周囲に 10^{10} cm^{-3} 以上のプラズマが存在すると，放電のリスクがあることが知られている[52]。プラズマ密度は，距離のマイナス3乗で減少するという本研究で得られたモデルを適用した場合，本実験のケースでは高電圧太陽電池の放電リスクのあるプラズマ密度以上の密度となる範囲が，パネル面上1~2mの範囲に及ぶ。実運用中では，図1.2-1に示したように，本実験のような直径3mmのデブリの衝突確率は極めて低く，数十年に1回程度である。一方，直径1mmのデブリ衝突は，20kW級の太陽電池パネル（面積50m²）に対しては，5年に1回の頻度で衝突が発生すると想定される。本研究では，衝突物体直径とプラズマ発生量の関係は取得していないが，プラズマ生成量 Q は経験式 $Q \propto m^\alpha v^\beta$ （ $\alpha=1.0$ 程度， $\beta=2.5 \sim 4.5$ 程度）から衝突質量 m にほぼ比例し，衝突物体の質量が1桁小さくなると，プラズマ生成量 Q も1桁小さくなる。衝突物体がアルミニウム，もしくはアルミニウムと同程度の密度であると仮定して，プラズマ密度もプラズマ生成量と同様に1桁小さくなるとし，プラズマ密度が距離のマイナス3乗に比例して減衰するとして計算すると，放電が生じる可能性がある範囲は，衝突点から半径0.5~1.0mとなる。太陽電池に衝突したデブリが貫通する際にセルと太陽電池パネルのフェースシートとの間で発生する短絡破壊は，局所的な場所だけで生じるものであるが，以上のように，本研究では，mm程度の大きさのデブリ衝突でも太陽電池面上にメートルのオーダーで放電リスクが生じる可能性があることを示した。太陽電池面（インターコネクタなどの宇宙空間に露出した部）で放電が発生し，宇宙機グランドとの間で永久短絡に至れば，最悪の場合，放電部を含む太陽電池ストリング（系統）の全てが損失する。太陽電池パネルが独立なN系統で構成されていれば，1系統で永久短絡事故が発生した場合は，1/Nの割合で電力ロスが発生する。そのため，宇宙機の太陽電池パネルの設計にあたっては，衝突プラズマの影響を考慮したモジュール化，配置などの対策が必要であ

る。衝突プラズマの伝播による放電を防ぐ方策としては、(1) 太陽電池パネル上で近接したセル間の電位差が小さくなるように配置する、(2) インターコネクタを露出させないようにする[53][54][55]といったことが挙げられる。

また、プラズマ計測結果より被衝突物体の体積密度が高くなるほど、発生するプラズマ密度が高くなる傾向があった。そのため、衝突プラズマの影響を低減させるという観点からは、衛星構体や太陽電池などに使用する部材には、体積密度が低いものを用いた方が良いと考えられる。当然、体積密度が高い材料の使用は避けるべきであり、やむを得ず使用する場合には、デブリ等の衝突で生じるプラズマが直接伝播しないように配置する必要がある。

5.2 電位変動が電源系に与える影響評価

ここでは、電位変動現象による影響を検討する。衛星構体表面に対する衝突では、衝突する位置によって電位変動の影響が生じる場合と生じない場合が考えられる。まず、衛星構体に衝突する場合として、下記(1)～(3)に対する衝突を想定した場合について述べる。

- (1) 衛星構体(金属)表面に衝突する場合
- (2) 衛星構体(金属)表面上の絶縁体に衝突する場合
- (3) 衛星構体(金属)表面上の絶縁された金属に衝突する場合

(2)については、衛星構体に対する絶縁物の衝突部の電位が変動するのみで衛星構体に電位的な影響は及ばない。また、(3)についても、宇宙機構体に対する衝突部の金属部の電位が変動するのみで、衛星構体に対する影響はほとんどない。(1)で衛星構体(金属)に衝突した場合も衛星構体の宇宙空間に対する電位が変動するが、衛星構体を接地している搭載機器にとっては、グラウンドの変位が悪影響を及ぼす場合があると考えられる。特に、グラウンドの電位変動が極めて速い場合には、二次電源のホット側の系統が応答できず、低電圧インターフェイスのロジック系のエラーをもたらす可能性がある。一般に、図 5.2-1 のような電源系統(1点接地の場合)は伝搬パスが長いため二次グラウンドへの影響は少ないと考えられるが、図 5.2-2 のような二次グラウンドを構体に落とすような場合では、接地点付近で衝突が生じると、該当機器の二次グラウンドは電位変動の影響を受けやすくなる。

この他に、図 5.2-1、図 5.2-2 のいずれの場合でも、太陽電池パネルのホット側のセルやケーブルに衝突があった場合は、衝突部の対地容量に応じた電位が発生し、その電位変動は伝導ラインを通じて、衛星内部に伝播していく可能性がある。本実験で観測された 10V レベルの電圧変動はプラズマ総量 10^{15} 、対地容量 数百 pF の場合であるが、本実験と同レベルの電圧変動が大きくは減衰せず、内部に伝播した場合は、ロジック回路等に悪

影響を及ぼす可能性がある。電源部には LC フィルタが接続されているが、C が誘導性とみなせるほど高速な電位変動が生じる場合では、電位変動がフィルタを通過してしまい、搭載回路等に影響が生じると考えられる。計測結果から電位変動の立ち上がり時間は 100ns 以下であり、10MHz 以下に対して設計したフィルタを用いているような場合では、通過してしまうと考えられる。駆動電圧が低い搭載機器の場合では、10MHz 以上の周波数に対しても回路を保護させる必要がある。これらの現象に対する対応手段としては、衛星表面で発生するアーク放電に対する電磁衝撃の影響を避けると同じ手段である、影響を受けやすい部分へのサージ吸収素子の利用や光ケーブルによるインターフェイスの使用が有効と考えられる。一般には高周波に対する EMC 耐性を高くすることが有効である。

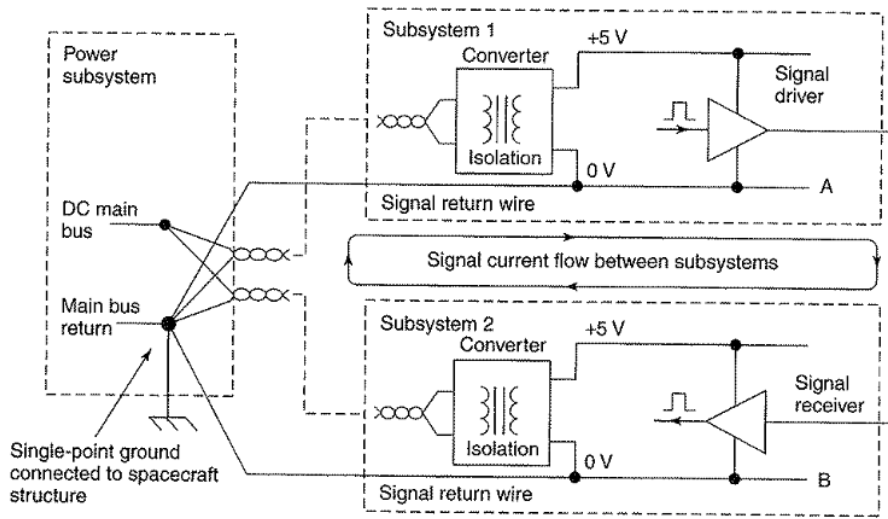


图 5.2-1 1点接地 (SPG: Single-point ground) [57]

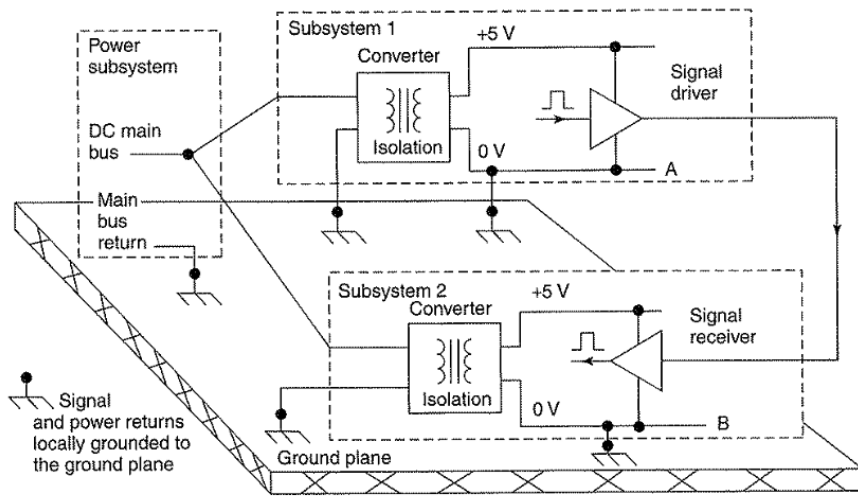


图 5.2-2 多点接地 (MPG: Multipoint ground) [57]

第6章 本研究の結論

地球周回の大型の宇宙機では、数年に1回程度、mmサイズのデブリ衝突が生じる可能性がある。スペースデブリの総量は年々増加する傾向にあるため、デブリ衝突が宇宙機に及ぼす影響を解明することは、今後の宇宙開発にとって必須である。デブリの超高速衝突は宇宙機の運用に多大な影響を及ぼす可能性があるが、それらは、機械的影響（構造的破壊）と電気的影響（衝突プラズマの発生と伝播、衝突部の電位変動、電磁波放射）に分類することができる。機械的影響に関しては、既に多くの研究が行われており、構造的破壊を考慮した衛星設計に有用な多くの知見が得られている。しかしながら、電気的現象が宇宙機に及ぼす影響についての研究は極めて少ないのが現状である。そこで、本研究では、デブリ衝突により生じる電気的な現象のうち、(1) 衝突プラズマの発生と伝播、(2) プラズマ発生に伴う被衝突体の電位変動現象を明らかにするための実験を行い、超高速衝突で生じる電気的現象が宇宙機に及ぼす影響を評価することを目的に研究を行なった。

以下に、本研究で得られた実験結果、それを説明するための物理モデル、更にそれらを基に評価した宇宙機に対するデブリ衝突の電気的現象の影響についてまとめて述べる。

I. 研究で得られた実験結果

本研究では、金属薄板に対して直径 3.2mm のアルミニウム球を秒速 6km 程度で衝突させる実験を行い、超高速衝突で発生する衝突プラズマの伝播及びターゲットの電位変動という2つの主要な電気的現象を調べた。本研究で得られた衝突プラズマと電位変動に関する主な実験結果は、次の5つである。

(1) **プラズマ密度の伝播角度依存性**：ターゲット面から 30 度の角度範囲にプラズマ密度が最大となる角度が存在した。特に、影響評価で重要となる衝突ターゲットの沿面方向に伝播するプラズマの密度は、実験を行った材料の場合では衝突位置から距離 10cm の位置で $10^{13} \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 程度である。

(2) **衝突プラズマと衝突発光雲の伝播速度**：プローブで計測したプラズマ伝播速度と高速度カメラで撮影された画像から求めた発光雲の伝播速度は、おおよそ同じ程度であった。このため、両者の運動状態はほぼ等しいものと考えられる。

(3) **プラズマ密度と伝播距離の関係**：プラズマ密度は周囲の空間への伝播と共に、伝播距離のマイナス 4～5 乗程度で減衰する。

(4) **電位変動の大きさ**：衝突部が持つ静電容量が 200pF 程度の場合、発生する電位変動の最大値は、+7V～+12V 程度であった。

(5) **電位変動の立ち上がり時間**：電位変動の立ち上がり時間は、～100ns 程度と非常に高速であった。

II. 実験結果を説明する物理モデル

薄板ターゲットに対して球形プロジェクタイトルが衝突する場合に引き起こされる電氣的現象の物理モデルを構築した。以下に本研究で考案したモデルを示す。

(1) 衝突プラズマの伝播モデル

・**プラズマ密度と伝播距離の関係**：ドリフトマクスウェル分布を仮定し、ある方向に対するプラズマ密度 $n(t,L)$ を表す式を得て、プラズマ密度は伝播距離のマイナス 3 乗で減少することを示した。実験では、プラズマ密度は伝播距離のマイナス 4～5 乗程度で減衰したが、これは、実験チャンバーの残留ガスとの衝突による影響を受けたためである。

・**プラズマ密度と伝播角度の関係**：プラズマの放出が幾何学的に伝播可能な空間に限られると仮定すると、伝播可能な範囲は時間と共に変化する。実験結果では、プラズマ密度はある角度で最大となったが、モデルからも伝播量が最大となる角度が存在することが定性的に示された。

(2) 電位変動現象の物理モデル

・電子とイオンの移動度の差から一部の電子が衝突位置近傍から離脱することにより、衝突位置近傍での正イオンが過剰になり、衝突部が正に帯電すると考えられる。プラズマ粒子のエネルギー分布がマクスウェル分布であると仮定し、衝突部の電位変動が生じるというモデルを立てた。このモデルでは、離脱電子数の電荷量とターゲットの帯電量が等しいとした。衝突直後の温度として 15000K を仮定し、ダブルプローブによるプラズマ計測から得られた電流波形からプラズマの総量 N_e を推定し、実験時の静電容量の場合で発生する電圧 V を求め、実験結果との比較を行った。その結果、温度測定とプラズマ総量推定での誤差に起因すると思われる数 V の違いがあったが、おおよそ本モデルにより衝突部の電位変動が説明可能であることが示された。

III. 宇宙機への電氣的影響の評価

以上の実験結果と物理モデルから、宇宙機に対する超高速衝突で生じる電氣的影響を予測し、それらに対する対策を論じた。

(1) 衝突プラズマの影響

本実験（直径 3.2mm のアルミ球、衝突速度 6km/s）で計測されたプラズマ密度に伝播距離依存性を仮定すると、発電電圧 100V 以上の場合における放電開始の閾値（プラズマ密度 10^{10}cm^{-3} ）からパネル面上 1～2m の範囲に影響が及ぶと推定される。運用期間中の衝突確率が無視できない直径 1mm のデブリ衝突では、生じるプラズマ密度が本実験で得られたプラズマ密度よりも 1桁程度低いと仮定した場合でも、放電リスクが生じる領域は 1m 程度のスケールとなる。

衝突プラズマの伝播による放電を防ぐ方策としては、(1) 太陽電池パネル上で近接したセル間の電位差が小さくなるように配置する、(2) インターコネクタを露出させないようにするといったことが挙げられる。特に、100V 以上の発電電圧を持つような太陽電池パネ

ルでは、致命的な放電事故に至る可能性がある。

(2) 電位変動現象の影響

太陽電池パネルあるいは宇宙機表面の電気伝導部に衝突が発生した場合は、衝突部の対地容量に応じた電位が発生し、その電位変動は伝導ラインを通じて、衛星内部に伝播していく可能性がある。本実験で観測された 10V レベルの電圧変動はプラズマ総量 10^{15} 個、対地容量 数百 pF の場合であるが、本実験と同レベルの電圧変動が大きくは減衰せず、内部に伝播した場合は、ロジック回路等に悪影響を及ぼす可能性がある。

これらの現象に対する対応手段としては、衛星表面で発生するアーク放電に対する電磁衝撃の影響を避けると同じ手段である、影響を受けやすい部分へのサージ吸収素子の利用や光ケーブルによるインターフェイスの使用が有効と考えられる。一般には高周波に対する EMC 耐性を高くすることが有効である。

第7章 本研究における今後の展望と課題

以下の3項目に関して、本研究における今後の展望と課題、実験手法の改善等について述べる。

(1) 衝突プラズマの温度の伝播方向依存性と伝播モデルの改良

プラズマプローブアレイを用いた計測により衝突プラズマの伝播形態（衝突プラズマのプラズマ密度が伝播方向に依存すること）が明らかとなった。本研究の場合では、全体の平均的な温度を計測し、衝突プラズマの温度が一様であるとして解析を行った。しかし、プロジェタイルがターゲットを貫通する際の現象を考えると、衝突プラズマの温度も一様ではないと予想される。そこで、九工大・赤星らによって行われたトリプルプローブ法などにより、温度と密度を計測することで、温度の角度依存性を明らかにし、それら知見をもとに、より現実の現象に近いモデルを考案することができると考えられる。また、本研究で行った複数のプローブを用いたプラズマ伝播形態の計測に加えて、分光器を用いた衝突発光スペクトル（特に、輝線のデータ）の計測とイジェクタ捕捉板のSEM/EDSによる元素分析により、高温ガスとプラズマを構成する粒子に関する知見が得られる。これらのデータもモデルの改良に役立つと考えられる。

(2) 宇宙機への影響評価を目的としたデータベースの充実

本研究では、衝突速度5~6km/sのアルミ球が、Alなどの金属板に衝突した際に生じる電氣的現象のデータが得られた。宇宙機へのデブリ衝突で生じる衝突プラズマ等の電氣的影響を評価するためにも、今後は、金属板の他に、太陽電池のカバーガラス、パネル材に使用されているCFRPといった実際の宇宙機構体や太陽電池パドルで使用されている材料における衝突プラズマ等の実験データやプロジェタイルにガラスなどの金属以外の材料を用いた実験データを得ることも重要であると考えられる。また、データベースの充実と物理モデルを改良する上でも、衝突速度と衝突質量の依存性を調べることも重要である。

(3) 衝突後の温度計測の改善と電位計測系の改善

電位変動モデルを表す(4.2.1-1)式では、衝突直後の温度計測結果の違いが発生電圧Vの推定値に大きく影響する。より正確に衝突直後の温度を計測するため、今回温度計測に用いた波長よりも、短波長側での計測値を用いて温度推定を行うことが考えられる。これは、黒体輻射の場合では高温になるほど放射のピーク波長が短くなるので、10000Kを越えた温度になると今回選択した強度比から温度を推定することが難しくなるためである。また、高速応答のオペアンプを用いた電流-電圧変換回路によりフォトダイオードの光電流を計測し、計測精度を上げる。電流-電圧変換回路の性能としては、帯域は数十MHz、増幅率

は $10^2 \sim 10^4$ 倍程度の性能が必要と考えられる [58]。

本研究で得られた電位計測結果は、計測系の影響を受けて、振動的な波形となっていた。これは、インピーダンスのマッチングが取れていなかったためである。あえてこのようにした理由は、オシロスコープ本体の入力インピーダンスを 50Ω に設定した場合は、入力電力の関係で計測チャンネルへの最大入力電圧は $5V$ （電力でいうと $0.5W$ ）ためであり、計測装置の破壊を避けるためにオシロスコープの入力インピーダンスを $1M\Omega$ としたことに起因する。計測装置に損傷を与えずにインピーダンスのマッチングを取るためには、本体設定で入力インピーダンスを $1M\Omega$ にした状態で外付けの 50Ω の抵抗をオシロスコープの入力に接続して計測を行うことで問題が解消される。

付録 1. プラズマ粒子の速度分布に関する考察

§ 3.3.2 ではフォトダイオードで計測した温度を用いてプラズマ密度を計算したが、プラズマ発生時は非常に高密度となっているため、粒子間で頻繁な衝突が生じて高温ガス（中性ガス）と電子が熱平衡状態となり、両者の温度が等しいという仮定をおいた。更に、第 4 章で行った解析（§ 4.1.1, § 4.2.1）では、プラズマ粒子の速度分布はマクスウェル分布となっていると仮定した。以下に、電子-イオン間の衝突周波数の計算過程とそれらの仮定が妥当であることを示す。

プラズマ生成領域の体積は、生成領域の面積（プロジェクタイルの直径程度）を $S = \pi r^2 = 8\text{mm}^2$ 、領域の厚さ（ここでは、プロジェクタイルの 1/10 程度と仮定）を $d = 0.01\text{mm}$ を仮定すると、 $V = Sd = 8 \times 10^{-2} [\text{mm}^3] = 8 \times 10^{-5} [\text{cm}^3]$ となる。ここで、実験結果より、プラズマ総量を $N_0 = 1 \times 10^{16} [\text{個}]$ とすると、プラズマ生成領域でのプラズマ密度は、 $n_0 = (1 \times 10^{16}) / 10^{-4} = 10^{20} [\text{cm}^{-3}]$ となる。すると、電子-イオン間の衝突周波数は、次式のように表される。

$$\begin{aligned} v_{ei} &= \frac{Ze^4 n_e}{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v_e^3} \ln\Lambda \\ &= \frac{Ze^4 n_e}{3^{1/2} 12\pi\epsilon_0^2 m_e^{1/2} (k_B T_e)^{3/2}} \quad (5.2-1) \\ &= 2.10 \times 10^{-12} \frac{Z n_e [\text{m}^{-3}]}{T_e^{3/2} [\text{eV}]} \ln\Lambda [\text{s}^{-1}] \end{aligned}$$

ここで、 m_e は電子の質量で $9.1 \times 10^{-31} [\text{kg}]$ 、 ϵ_0 は真空の誘電率で $8.854 \times 10^{-12} [\text{F/m}]$ 、 n_e は電子の密度 $[\text{m}^{-3}]$ 、 $Z = 1$ 、 v_e は電子の速度、 e は素電荷で $1.602 \times 10^{-19} [\text{C}]$ 、 T_e は電子温度 $[\text{eV}]$ である。また、 $\ln\Lambda$ はクーロン対数と呼ばれるもので、

$$\ln\Lambda = 30.7 + \frac{1}{2} \ln \frac{T_e^3 [\text{eV}]}{n_e [\text{m}^{-3}]}$$

である。ここで、電子温度を $T_e = 1 [\text{eV}]$ 、電子密度を $n_e = 10^{26} [\text{m}^{-3}]$ とすると、 $\ln\Lambda = 30.7 + \frac{1}{2} \ln \frac{1^3}{10^{26}} = 30.7 - \frac{26}{2} \ln 10 = 0.77$ であるので、電子-イオン間の衝突周波数は以下のようになる。

$$v_{ei} = 2.10 \times 10^{-12} \frac{Z n_e [\text{m}^{-3}]}{T_e^{3/2} [\text{eV}]} \ln\Lambda [\text{s}^{-1}] = 2.10 \times 10^{-12} \times \frac{1 \times 10^{26}}{1^{3/2}} \times 0.77 = 1.6 \times 10^{14} [\text{s}^{-1}]$$

粒子同士が 10 回衝突すると十分に熱平衡状態とみなせると仮定すると、衝突周波数は $1.6 \times 10^{13} [\text{s}^{-1}]$ である。この逆数をとると、10 回の衝突に要する時間は $10^{-13} [\text{s}]$ であり、電位変

動 (ns のオーダー) や衝突プラズマの伝播 (μs のオーダー) の時間スケールでは, 衝突が十分行われて熱平衡状態となっており, プラズマ粒子の分布がマクスウェル分布であるとみなす事は妥当であると言える。

参考文献

第1章 序論

- [1] 趙孟佑, 藤井治久, “宇宙環境での帯電・放電現象についての研究動向と将来課題, 第1回 宇宙環境と宇宙機の帯電電位”, 日本航空宇宙学会誌, 第51巻, 第591号, 2003年4月
- [2] 岩崎信夫, 的川泰宣, JAXA監修, “図説 宇宙工学”, 日経印刷, 2010
- [3] W. Ley, K. Wittmann, and W. Hallmann, ed., “Handbook of Space Technology (Aerospace Series)”, Wiley, 2009.
- [4] D. J. Kessler, R. C. Reynolds, and P. D. Anz-Meador, “Space Station Program Natural Environment Definition for Design, International Space Station Alpha”, NASA SSP-30425, Revision B. Houston: National Aeronautics and Space Administration Space Station Program Office, 1994.
- [5] D. Rex, “The Role of the Scientific and Technical Subcommittee of the UN-COPUOS for the Space Debris Work of the United Nations”, Proceedings of the 2nd European Conference on Space Debris, ESA SP-393, pp.759-762, 1997.
- [6] M. Oswald, et al., “The MASTER 2005 Model”, Proceedings of the 4th European Conference on Space Debris, ESA SP-587, pp.235-242, 2005.
- [7] H. Klinkrad, “ESA Space Debris Mitigation Handbook second edition”, Issue 1.0, 2003.
- [8] J.-Ch. Liou, et al., “The New NASA Orbital Debris Engineering Model ORDEM2000”, NASA TP-2002-21078, 2002.
- [9] 日本機械学会・編, “機械工学便覧 応用システム編 〈Y11〉 宇宙機器・システム”, 日本機械学会, 2007
- [10] 狼嘉彰, 中須賀真一, 富田信之, 松永三郎, “宇宙ステーション入門 第2版”, 東京大学出版会, 2008
- [11] NASA, “Meteor Damage Assessment”, NASA SP-8042, Washington, DC, May 1970.
- [12] R. H. Fish and J. L. Summers, “The Effect of Material Properties on Threshold Penetration”, Proceedings of the 7th Hypervelocity Impact Symposium, Vol. VI, Feb. 1965.
- [13] J. Sorensen, “Solar Orbiter Environmental Specifications”, Issue 1.3, Rev. 1, ESA/ESTEC.TES-EES, TEC-EES-03-034/JS, Noordwijk, The Netherlands, 5 Jan. 2006.
- [14] Space Environment Information System, “Meteoroids and Debris”, ECSS Secretariat, ESA European Space Research and Technology Centre, Noordwijk, The Netherlands, <http://www.spennis.oma.be/spennis/help/models/packages.html#MET>

- [15] B. Pad Denardo, et al., "Projectile Size Effects on Hypervelocity Impact Craters in Aluminum", NASA TN D-4067, Washington, DC, July 1967.
- [16] F. L. Whipple, "Meteorites and Space Travels", *Astronautical Journal*, Vol.52, No.1161, pp.131, 1947.
- [17] H. F. Swift, "Hypervelocity Impact Mechanics, Impact Dynamics", edited by Zukas, Wiley, New York, 1982.
- [18] E. L. Christiansen, "Meteoroid/Debris Shielding", NASA TP-2003-210788, Washington, DC, Aug. 2003.
- [19] R. Kinslow, ed., "High-Velocity Impact Phenomena", New York/Academic Press, 1970.
- [20] E. L. Christiansen and J. H. Kerr, "Mesh Double Bumper Shield: A Low-weight Alternative for Spacecraft Meteoroid and Orbital Debris Protection", *International Journal of Impact Engineering*, Vol.17, pp.477-486, 1995.
- [21] R. Destefanis and M. Faraud, "Testing of Advanced Materials for High Resistance Debris Shielding", *International Journal of Impact Engineering*, Vol.20, pp.209-222, 1997.
- [22] R. J. Turner, et al., "Cost-effective Debris Shields for Unmanned Spacecraft", *International Journal of Impact Engineering*, Vol.26, pp.785-796, 2002.
- [23] K. Maki, T. Takano, A. Fujiwara, and A. Yamori, "Radio-wave emission due to hypervelocity impacts in relation to optical observation and projectile speed", *Advances in Space Research*, Vol.35, pp.1085-1089, 2004.
- [24] A. Flecher and S. Close, "Model of Plasma Dynamics and Electromagnetic Pulses Associated with Hypervelocity Particle Impacts on Satellites", General Assembly and Scientific Symposium 2011 XXXth URSI, pp.1-4, 2011.
- [25] J. F. Friichtenicht and J. C. Slattery, "Ionization associated with Hypervelocity Impact", NASA TN D-2091, 1963.
- [26] H. Iglseider and E. Igenbergs, "Measured Charge Generation by Small Mass Impact at Velocities between 1 and 45 km/s", *International Journal of Impact Engineering*, Vol.5, pp.381-388, 1987.
- [27] H. Dietzel, G. Eichhorn, H. Fechtig, E. Grün, H.-J. Hoffmann, and J. Kissel, "The HEOS 2 and HELIOS Micrometeoroid Experiments", *Journal of Physics E. Scientific Instruments*, Vol.6, No.209, pp.209-217, 1973.
- [28] N. McBride and J. A. M. McDonell, "Meteoroid impacts on spacecraft: sporadics, streams, and the 1999 Leonids", *Planetary and Space Science*, Vol.47, Issues 8-9, pp.1005-1013, 1999.

- [29] S. Close, P. Colestock, . Cox, M. Kelley, and N. Lee, “Electromagnetic pulses generated by meteoroid impacts on spacecraft”, *Journal of Geophysical Research*, Vol.115, A12328, 2010.
- [30] D. A. Crawford and P. H. Schultz, “Laboratory Investigations of Impact-generated Plasma”, *Journal of Geophysical Research*, 96, pp.18807-18817, 1991.
- [31] M. C. Kelley, S. Pancoast, S. Close, and Z. Wang, “Analysis of electromagnetic and electrostatic effects of particle impacts on spacecraft”, *Advances in Space Research*, Vol.49, pp.1029-1033, 2012.
- [32] Z. Wang and W. S. Kurth, “Characteristics of dust particles detected near Saturn’s ring plane with the Cassini Radio and Plasma Wave instrument”, *Planetary Space Science*, 54(9-10), pp.957-966, 2006.
- [33] 川北史朗, 仁田工美, 瀬上剛, 舛分宏昌, 高橋真人, 松本晴久, 岐部公一, 豊田裕之, 長谷川直, “太陽電池パネルのデブリ衝突による電氣的影響”, 平成 17 年度スペースプラズマ研究会, 2006, pp.120-123
- [34] S. Fukushige, Y. Akahoshi, K. Watanabe, T. Nagasaki, K. Sugawara, T. Koura, and M. Cho, “Solar-Array Arcing Due to Plasma Created by Space-Debris Impact”, *IEEE Transactions on Plasma Science*, Vol.36, No.5, pp.2434-2439, Oct. 2008.
- [35] 福重進也, “スペースデブリ衝突による太陽電池アレイの放電に関する実験”, 博士論文 (九州工業大学大学院), 2008
- [36] 長崎俊和, “スペースデブリの衝突により発生する持続放電の閾値に関する研究”, 修士論文 (九州工業大学大学院), 2009
- [37] H. Brandhorst, “Hypervelocity Impact Studies of High Voltage Solar Array Segments”, 53rd IAC, IAC-02-R.P.06, 2002.
- [38] H. Brandhorst, D. C. Ferguson, M. F. Piszczor, B. V. Vayner, and M. J. O’Neill, “Impact of Solar Array Designs on High Voltage Operation in Space”, 56th IAC, IAC-06-C3.1.5, 2006.

第 2 章 超高速衝突実験装置と計測手法

- [39] 高山和喜, “衝撃波ハンドブック”, シュプリンガー・フェアラー東京, 1995
- [40] T. Kadono and A. Fujiwara, “Observation of Expanding Vapor Cloud Generated by Hypervelocity Impact”, *Journal of Geophysical Research*, Vol.101, No.E11, pp.26097-26109, 1996.
- [41] 堤井信力, “プラズマ基礎工学 増補版”, 内田老鶴圃, 1995
- [42] 日本顕微鏡学会関東支部・編, “新・走査電子顕微鏡”, 共立出版, 2011

第4章 実験結果の解析

- [43] B. Jean and T. L. Rollins, “Radiation from Hypervelocity Impact generated Plasma”, AIAA Journal, Vol.8, No.10, pp.1742-1748, 1970.
- [44] J. M. Walsh, R. G. Shreffler, and F. J. Willig, “Limiting Conditions for Jet Formation in High Velocity Collisions”, Journal of Applied Physics, Vol.24, No.3, pp.349-359, 1953.
- [45] Stanley P. Marsh, ed., “LASL Shock Hugoniot Data”, University of California Press, 1980.
- [46] James A. Ang, “Impact Flash Jet Initiation Phenomenology”, International Journal of Impact Engineering, Vol.10, pp.23-33, 1990.
- [47] R. A. サーウェイ, “科学者と技術者のための物理学 II 熱力学”, 学術図書出版社, 1998
- [48] 日本熱物性学会・編, “新編 熱物性ハンドブック”, 養賢堂, 2008

第5章 宇宙機への衝突の影響評価と対策

- [49] 日本航空宇宙学会, “航空宇宙工学便覧 第3版”, 丸善, 2005
- [50] 塩谷義, “航空宇宙材料学”, 東京大学出版会, 1997
- [51] J. R. Wertz and W. J. Larson, ed., “Space Mission Analysis and Design (Space Technology Library)”, Microcosm, 1999.
- [52] N. J. Stevens, “Summary of PIX-2 Flight Results over the First Orbit”, AIAA 24th Aerospace Sciences Meeting, 1986.
- [53] C. Winslow, “Space Station Freedom Solar Array Design Development”, Proceedings of the 27th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference, 289, P-259, Vol.1, pp.1289-1294, 1992.
- [54] 日本ポリイミド・芳香族系高分子研究会, “最新ポリイミド 基礎と応用”, エヌ・ティイー・エス, 2010
- [55] 趙孟佑, “SPS2000 高電圧太陽電池アレイのアーク放電防止技術について”, 宇宙科学研究所報告 第43号, pp.15-21, 2001年3月
- [56] Mukund R. Patel, “Spacecraft Power Systems”, CRC Press, 2005.
- [57] P. Fortescue, G. Swinerd, and J. Stark, “Spacecraft Systems Engineering Forth Edition”, Wiley, 2011.

第7章 本研究における今後の展望と課題

- [58] アナログデバイセス, “OP アンプ大全 (第2巻) —OP アンプによる信号処理の応用技術—”, CQ 出版, 2005

謝辞

佐々木進先生，田中孝治先生には，6年間に渡り，ご指導・ご鞭撻いただき，誠にありがとうございました。今後は，先生方にこれまでご指導いただいた内容を活かし，宇宙工学の研究者として微力ながら日本の宇宙開発の発展に貢献していく所存です。

本研究は，宇宙航空研究開発機構・宇宙科学研究所のスペースプラズマ共同利用設備の二段式軽ガス銃を用いて行われました。日々，銃運用を改善し，実験時の作業を滞りなく行ってくださった，宇宙研・プラズマ実験室の長谷川直さんらに深謝いたします。また，本研究で高真空状態での衝突実験を実施することができましたのは，実験装置の準備にあたり長谷川さんから多くの助言をいただいたことによるところが大きいと感じており，大変感謝しております。

川合伸明先生（宇宙研，熊本大学）と総研大の先輩である松永哲也さん（現・東北大学・助教）からは，表面観察に使用した電子顕微鏡の操作方法をご教授いただき，有益な分析手法を身に付けることができました。

本実験に使用した実験治具・計測装置の機械工作は，宇宙研の工作室で行いましたが，工作室・職員の篠崎さんには，機械工作に関する技術的な指導と的確なアドバイスをいただきました。また，河本さんからは，電気回路製作に関するアドバイスをいただき，大変参考になりました。

また，本論文の審査を担当してくださいました，船木一幸先生（宇宙研），阿部琢美先生（宇宙研），田中真先生（東海大），東出真澄さん（JAXA）からは，博士論文の審査とともに，今後の研究を進めるにあたり大いに価値のあるご指摘・ご助言をいただきました。大変お忙しいところ，お付き合いいただき，誠にありがとうございました。

最後に，八戸高専・専攻科で2年間ご指導いただき，宇宙研の佐々木・田中研究室をご紹介くださった，矢守章先生（宇宙研・技術職員，八戸工業高等専門学校・教授）に感謝の意を述べさせていただきたいと思います。