

平成18年度
—修士論文—

題目

超高速衝突に伴うマイクロ波放射の
特性と波形解析

指導教員 高野 忠

東京大学大学院 工学系研究科 電子工学専攻

56442 千葉茂生

内容要旨

1. 目的 軌道上の宇宙ごみや微小隕石が人工衛星に衝突する速度は、数 km/s の超高速である。加速器を用いた地上実験によって、超高速衝突に伴い、マイクロ波が放射されることを確認している。この現象に関する報告例は他に無く、放射メカニズムも明らかにされていない。また、物体の破壊がマイクロ波放射に寄与することが考えられているが、その特性は明らかではない。本研究では、メカニズム解明を目的として、超高速衝突実験結果に基づく放射特性の解明および波形の解析を目的とする。

2. 衝突系・受信系 電磁飛翔体加速装置および二段式軽ガス銃により、飛翔体を速度 1-7km/s まで加速させ、真空チェンバ内の標的に衝突させる。観測周波数帯は、22GHz、2GHz、300MHz、1MHz 帯であり、マイクロ波受信系を使用して約 1ms 間の信号波形を記録し、観測を行う。

3. マイクロ波放射特性 衝突実験より、マイクロ波放射の波形の特徴分類を行った。また、以下の依存性が明らかにされた。(a) 標的非貫通と貫通時の衝突速度依存性を明らかにし、非貫通時に 4.7 乗に比例、貫通時に -2.6 乗に比例し、非貫通と貫通時に異なる特性がある。(b) 周波数特性を議論し、標的材質が Al の場合に 22GHz 帯がピーク、標的材質が SUS304 の場合に 2GHz 帯がピークをもつ。(c) 標的非貫通と貫通時の標的厚さ依存性はほぼ無い。(d) 密度依存性は、密度が高いほど放射電力が少ない。(e) 加速器のチェンバ内の真空度依存性は無い。(f) 放射の遅延特性は、300MHz 帯という低周波で遅延が起きる傾向をもつ。(g) 放射継続時間は、標的材質 Al の場合、7.5ms 程度をもつ。

4. 波形解析 衝突実験の結果より、物体の破壊と放電現象による電磁波放射を結び付けるマイクロクラックモデルを仮定できる。しかし、そのモデルの妥当性は十分に示されていない。そこで、モデルに基づいた出力波形解析によって、受信系の出力波形をシミュレートした。実験結果の振動周期、パルス幅、形状を比較し、一致した。よって、マイクロクラックモデルの妥当性を示すことができた。

また、プラズマ放射はランダムな位相を持つことが知られている。物体の破壊とプラズマ放射の非関連性は、十分に議論されていないため、実験結果の極短パルスのスペクトルを検査するスペクトル解析を行った。これにより、パルスのスペクトル強度は受信系の帯域内でほぼフラットであり、位相はコヒーレントであるため、プラズマからの放射ではないことを示した。

目次

第1章 まえがき	9
1.1 研究背景	9
1.2 超高速衝突に伴うマイクロ波放射	9
1.3 研究目的	12
第2章 実験系の構成	14
2.1 全体構成	14
2.2 加速装置	15
2.3 真空チェンバ・トリガ装置	18
2.4 飛翔体・標的	20
第3章 マイクロ波受信系の較正	22
3.1 受信系較正の必要性	22
3.2 受信系の構成	22
3.3 受信系の周波数特性	23
3.4 受信系の入出力特性	28
3.5 パルス発生器による較正	29
3.6 受信系使用機器	32
第4章 マイクロ波放射特性	35
4.1 実験結果	35
4.2 振幅変調のような波形	47
4.3 マイクロ波電力推定法	49
4.4 衝突速度依存性	51
4.5 周波数特性	53
4.6 標的厚さ依存性	53
4.7 密度依存性	61
4.8 真空度依存性	63
4.9 放射遅延	65
4.10 放射継続時間	66

第 5 章 波形解析	73
5.1 マイクロクラックモデル	73
5.2 出力波形解析	76
5.3 スペクトル解析	84
第 6 章 マイクロ波放射信号と熱雑音	94
6.1 ガウス性雑音と電圧信号瞬時値	94
6.2 雑音包絡線分布による信号検知	98
第 7 章 マイクロ波放射メカニズムの検討	100
7.1 マイクロ波放射のスペクトル	100
7.2 物体の破壊によるマイクロ波放射	101
7.3 今後の展望	103
第 8 章 まとめ	104
参考文献	107
発表文献	110
謝辞	113

目 次

2-1	実験系の全体構成.	14
2-2	電磁飛翔体加速装置「レーलगン」の外観.	15
2-3	レーलगンの構造.	16
2-4	二段式軽ガス銃の概観.	17
2-5	ガス銃の加速部分の構造.	17
2-6	レーलगンの真空チェンバの構造.	18
2-7	チェンバにおける標的、トリガ用ワイヤの設置方法.	19
2-8	ガス銃の真空チェンバの構造.	19
2-9	レーलगンに用いる飛翔体の形状.	20
2-10	ガス銃に用いる飛翔体の形状.	20
2-11	衝突後の標的写真.	21
3-1	受信系の構成.	24
3-2	22GHz 帯受信系の周波数特性.	25
3-3	2GHz 帯受信系の周波数特性.	26
3-4	300MHz 帯受信系の周波数特性.	26
3-5	1MHz 帯受信系の周波数特性.	27
3-6	22GHz 帯と 1MHz 帯受信系の入出力特性.	28
3-7	2GHz 帯と 300MHz 帯受信系の入出力特性.	29
3-8	パルス発生器による 22GHz 帯受信系の較正.	30
3-9	パルス発生器による 2GHz 帯受信系の較正.	31
3-10	パルス発生器による 300MHz 帯受信系の較正.	31
3-11	パルス発生器による 1MHz 帯受信系の較正.	32
4-1	22GHz 帯の実験波形の代表的な波形.	37
4-2	2GHz 帯の実験波形の代表的な波形.	38
4-3	300MHz 帯の実験波形の代表的な波形.	40
4-4	1MHz 帯の実験波形の代表的な波形.	41
4-5	22GHz 帯の第 69 回目の実験波形.	43
4-6	2GHz 帯の第 69 回目の実験波形.	45

4-7	300MHz 帯の第 69 回目の実験波形.	46
4-8	1MHz 帯の第 29 回目の実験波形.	48
4-9	矩形型包絡線として近似された波形.	50
4-10	22GHz 帯の衝突速度依存性 (標的材質 Al).	52
4-11	22GHz 帯の衝突速度依存性 (標的材質 SUS304).	52
4-12	2GHz 帯の衝突速度依存性 (標的材質 Al).	54
4-13	2GHz 帯の衝突速度依存性 (標的材質 SUS304).	54
4-14	300MHz 帯の衝突速度依存性 (標的材質 Al).	55
4-15	300MHz 帯の衝突速度依存性 (標的材質 SUS304).	55
4-16	周波数依存性 (標的材質 Al).	56
4-17	周波数依存性 (標的材質 SUS304).	56
4-18	22GHz 帯の標的厚さ依存性 (標的材質 Al).	58
4-19	22GHz 帯の標的厚さ依存性 (標的材質 SUS304).	58
4-20	2GHz 帯の標的厚さ依存性 (標的材質 Al).	59
4-21	2GHz 帯の標的厚さ依存性 (標的材質 SUS304).	59
4-22	300MHz 帯の標的厚さ依存性 (標的材質 Al).	60
4-23	300Hz 帯の標的厚さ依存性 (標的材質 SUS304).	60
4-24	22GHz 帯の密度依存性.	61
4-25	2GHz 帯の密度依存性.	62
4-26	300MHz 帯の密度依存性.	62
4-27	22GHz 帯の真空度依存性.	63
4-28	2GHz 帯の真空度依存性.	64
4-29	300MHz 帯の真空度依存性.	65
4-30	各周波数帯の放射遅延.	66
4-31	22GHz 帯の 1 回目の放射継続時間の実験結果.	68
4-32	2GHz 帯の 1 回目の放射継続時間の実験結果.	69
4-33	300MHz 帯の 1 回目の放射継続時間の実験結果.	71
4-34	継続時間の衝突速度に対する依存性.	72
5-1	マイクロクラック間を流れる火花放電電流によるマイクロ波放射モデル.	74
5-2	火花放電電流の時間波形.	75
5-3	22GHz 帯受信系の出力波形解析結果 (矩形型フィルタ).	79
5-4	2GHz 帯受信系の出力波形解析結果 (矩形型フィルタ).	79
5-5	300MHz 帯受信系の出力波形解析結果 (矩形型フィルタ).	80
5-6	1MHz 帯受信系の出力波形解析結果 (矩形型フィルタ).	80
5-7	22GHz 帯受信系の出力波形解析結果 (ガウス型フィルタ).	82

5-8	2GHz 帯受信系の出力波形解析結果 (ガウス型フィルタ).	82
5-9	300MHz 帯受信系の出力波形解析結果 (ガウス型フィルタ).	83
5-10	1MHz 帯受信系の出力波形解析結果 (ガウス型フィルタ).	83
5-11	22GHz 帯実験波形のスペクトル.	86
5-12	22GHz 帯解析結果の位相跳び補正結果.	87
5-13	22GHz 帯解析結果の位相特性の傾き補正結果.	88
5-14	2GHz 帯実験波形のスペクトル.	89
5-15	2GHz 帯解析結果の位相特性の傾き補正結果.	90
5-16	300MHz 帯実験波形のスペクトル.	91
5-17	300MHz 帯解析結果の位相特性の傾き補正結果.	91
5-18	1MHz 帯実験波形のスペクトル.	92
5-19	1MHz 帯解析結果の位相特性の傾き補正結果.	93
6-1	22GHz 帯における観測波形の確率分布.	97
6-2	2GHz 帯における観測波形の確率分布.	97
6-3	300MHz 帯における観測波形の確率分布.	97
7-1	放射パルス.	100
7-2	放射パルスのスペクトル.	101
7-3	マイクロ波放射の系.	102

表 目 次

3-1 受信系特性.	27
3-2 受信系使用機器 (共通).	33
3-3 受信系使用機器 (22GHz 帯).	33
3-4 受信系使用機器 (2GHz 帯).	34
3-5 受信系使用機器 (300MHz 帯).	34
3-6 受信系使用機器 (1MHz 帯).	34
4-1 材質の密度.	61
4-2 放射の継続時間.	72
5-1 実験と解析出力波形のパルス幅.	84

第1章 まえがき

1.1 研究背景

人工衛星軌道上には、ロケット打ち上げの際などに発生し、軌道上に放出される大量の部品が、大気圏に突入せずに周回している。その大きさは数十 cm から数 mm までに及び、材質も金属や絶縁体まで様々である。これらを総称して宇宙ごみ (スペースデブリ) といい、微小なものを含めると、一千万個以上が現在も軌道上をさまよっている。宇宙ごみは、人工衛星に衝突する危険性を持っており、その衝突速度が $1\sim 16\text{km/s}$ の超高速衝突に相当する。この場合、衛星に大きな損傷を与えることも否定できず、スペースシャトルや宇宙ステーション等、有人の宇宙器については、人命に危害を与える可能性もある [1]。従って、衝突を回避することを目的とした、レーダによる宇宙ごみの遠隔観測が行われている [2] [3]。また、デブリの被害把握などの研究も行われている [4] [5]。さらに、衝突する場合の被害把握や、システム維持のために超高速衝突現象のメカニズムを解明することも重要であると考ええる。

物体の超高速衝突に伴い発生する諸現象について、観測による発生特性の研究、理論的な発生機構の解明等に関する研究が多く行われている。超高速衝突とは、秒速数 km 以上の速度で衝突することに相当し、特殊な加速装置で実現することが可能である。超高速衝突に伴う現象は、破壊、光放射、高温プラズマ、磁界変動が報告されている [6] [7] [8] [9]。しかし、電波放射現象に関する報告例は少なく、数百 kHz の電波検出の報告がある限りである [10]。

近年になり、超高速衝突に伴うマイクロ波領域の電磁波放射が実験的に確認されている。質量 1g 程度のナイロン製飛翔体を 4km/s でアルミニウム板の標的へ衝突させると、22GHz 帯の電波放射が、衝突から数十 μs という短い時間に、断続的なパルス信号として検出される [11]。

1.2 超高速衝突に伴うマイクロ波放射

1.2.1 マイクロ波放射の観測と関連事項

本研究の対象である超高速衝突に伴うマイクロ波放射に関連して、マイクロ波もしくはそれに近い周波数帯の観測例として以下のような報告がある。ここでは、マイクロ波の周

波数を、1M-22GHz 帯というように解釈してまとめる。

- 加速器を用いた実験で、超高速衝突時に発生するマイクロ波を安定的に検出することに成功している。具体的には、1g 程度の小物体が、4km/s の超高速でアルミニウム板へ衝突するとき、22GHz のマイクロ波の放射が観測されている [11]。これは新しい現象であり、マイクロ波放射の観測例は上記以外無い。
- 観測信号は数十 s の時間に断続的な極短パルスとして現れる [11]。
- マイクロ波受信系の検討により、周波数帯が 22GHz 帯に加えて、2GHz、300MHz、1MHz 帯の信号が観測された [12]。
- kHz 帯の電磁波の放射も観測されている [13]。しかし、実験があいまいで不確定な部分が多い。また仮に発生していたとしても、マイクロ波放射の方が波長が金属チェンバーの寸法に対して十分長いので信頼性がない。
- 超高速衝突に伴う現象は、衝突痕の研究、衝突による破片の研究が報告されている。

1.2.2 超高速衝突に伴う発光

超高速衝突に伴う発光に関する研究について以下のような報告例がある。

- 光検出器による衝突に伴う連続的な光放射の観測報告があり、その理論的解釈に関する研究が行われている [14]。
- 金とタングステンの標的への衝突で光の放射を観測している例があり [15] [16]、種々の材質による飛翔体と標的の組み合わせにより、光放射を観測している。その結果より、飛翔体の衝突速度と質量の推定においては、光学観測が適していると報告されている。
- 分光計を用いた衝突発光のスペクトル観測が行われている [17] [18] [19]。

1.2.3 超高速衝突に伴うプラズマ発生

超高速衝突現象に伴うプラズマ発生に関連する報告があり、以下に示す。下記のように、超高速衝突時にプラズマが発生し、プラズマから放射が起きることから、マイクロ波放射とプラズマからの放射の区別に関する検討が必要である。

- 衝突により標的の結晶が破壊されるとプラズマが発生する [20]。プラズマ雲は時間経過と共に形状を変えずに膨張する。プラズマ雲は飛翔体が標的へ貫通する深さによって形状や発生する位置が異なることがわかっている。
- 衝突点付近のプラズマから発生した電流に誘発されて衝突点付近に磁界が生じる [21]。プラズマが発生しているどのタイミングで磁界が発生し終了するかや発生する磁界

の持続時間も示された。飛翔体が $2 \times 10^4 \text{ kg}$ の場合、 10^{-9} T の磁界が発生することがわかっている。また、岩石中の残留磁界を調べることにより、過去の衝突の様子を知ることが可能である。

- 高温物体からの黒体輻射や、プラズマからのプラズマ振動によって、マイクロ波が放射されることが知られている [22] [23]。

1.2.4 物体の破壊に伴う物理現象

物体の破壊に伴う物理現象として、以下のような報告例がなされている。下記のように、物体の破壊によって放射が確認されたが、超高速衝突において、プラズマからの放射が寄与している可能性も捨てきれず、その区別が必要である。

- 超高速衝突は、物体の破壊、高温プラズマ、そしてマイクロ波放射の 3 種類の現象を伴う [24]。
- 加熱やプラズマ生成は連続的に生じると推測されるのに対して、衝突に伴うマイクロ波は断続的放射という点で、それらをマイクロ波の放射メカニズムとして考えるに
くい。
- マイクロ波放射が、破壊と高温プラズマのどちらに関連しているかを明らかにするため、物体の圧縮破壊に伴うマイクロ波放射を観測している。これには、高温プラズマが伴わないことから、物体の破壊のみを起こすことが可能である [24]。
- 岩石圧縮破壊実験によって、プラズマがマイクロ波放射現象に関係しないことを実験的に確認し、静圧破壊によるマイクロ波放射現象の応用が検討された [24]。

1.2.5 マイクロ波放射のメカニズム

また、超高速衝突に伴うマイクロ波放射のメカニズム解明に関連して、以下のような報告および進展がなされている。しかし、観測された波形の特徴分類やパルスに関する検討、マイクロ波放射現象の再現性やマイクロ波放射のメカニズムの更なる検討も必要とされている。

- 破壊対象におけるマイクロクラック発生と放電が挙げられる [25] [26]。
- マイクロクラックモデルからのマイクロ波放射が提案されている [27]。
- さらに各周波数帯での衝突速度依存性、周波数特性、材質依存性も示され、放射強度の定量的評価も行われた [28] [29]。しかし、標的の破壊の程度による区別がなく放射電力が比較されているため、衝突速度依存性、周波数特性、材質依存性には疑問が残る。

- 衝突に伴うマイクロ波放射のメカニズムも検討され、各周波数帯においてマイクロ波放射の理論波形が計算され、実験結果と共通点がみられることが示された [29]。

1.3 研究目的

1.3.1 メカニズム解明にあたる問題点

研究の主目的は、マイクロ波放射のメカニズムを解明することである。第 1.2 節の報告およびこれまでの研究の進展より、以下の問題点が挙げられる。

- (1) 受信された波形の特徴分類。
- (2) マイクロ波受信系の特性が、出力波形に大きく影響されるが、そのパルスの振動周期やパルス幅と受信系の関係についての検査。
- (3) マイクロ波信号の放射電力について、標的の破壊の程度を区別した際の、衝突速度依存性、周波数特性、材質依存性および関連する依存性の更なる検討。
- (4) 物体の破壊に関連して、標的材質を変更した際の上記の依存性。
- (5) 物体の破壊と放電による電磁波放射を記述するマイクロクラックモデルの妥当性。
- (6) プラズマによる放射と観測されたマイクロ波信号の差別化。
- (7) マイクロ波放射メカニズムの検討。

1.3.2 本論文の構成

よって、本論文では、超高速衝突に伴うマイクロ波放射のメカニズム解明に関連して上記の内容を達成することを目的とした。本論文の具体的内容を以下に列挙する。

第 2 章では、超高速衝突を実現するための、加速装置を含む衝突システムの構成、特徴について説明し、飛翔体、標的の使用法について述べる。

第 3 章では、マイクロ波放射を観測するためのマイクロ波受信系を較正する。受信系の周波数特性、入出力特性を取る意義、方法を述べ、実際に 22GHz、2GHz、300MHz、1MHz 帯受信系の特性を測定する。また、パルス発生器による較正も含む。

第 4 章では、超高速衝突実験を行い、実験条件と、各周波数帯における受信系の電圧波形の特徴をまとめる (第 1.3.1 節の (1),(2) に相当)。また、その電圧波形から、衝突実験で放射された波形の電力推定方法をまとめ、実際に推定を行う。そして、その放射電力を物体の破壊に着目して依存性を検討する。依存性は、衝突速度、周波数特性、材質厚さ、標的材質の密度、チェンバ内の真空度についてまとめる。また、マイクロ波放射の放射遅延および継続時間についても検討する (第 1.3.1 節の (3),(4) に相当)。

第 5 章では、2つの波形解析について検討する。1つは、出力波形解析であり、もう1つはスペクトル解析である。出力波形解析には本マイクロ波放射メカニズムの仮定の1つで

あるマイクロクラックモデルが土台として用いられるため、章の最初にマイクロクラックモデルについて説明する。出力波形解析では、衝突の際に放射され、アンテナで受信されるマイクロ波を元に、受信系の周波数特性、周波数変換を数値計算的に解析して、受信系の出力で得られる時間波形をシミュレートする。実験波形との比較によって、土台となったマイクロクラックモデルの妥当性を示すことが目的である (第 1.3.1 節の (5) に相当)。

スペクトル解析では、実験波形のスペクトルを検討することによってマイクロ波放射によるパルス波形の周波数特性、位相特性を明らかにする。これによって、プラズマからの放射との区別を裏付ける (第 1.3.1 節の (6) に相当)。

第 6 章では、信号と雑音との区別を行うため、ガウス性雑音の特徴を検討し、マイクロ波放射の観測波形に適用して、その性質を述べる。

第 7 章では、超高速衝突に伴うマイクロ波放射のメカニズムについて考察を行う (第 1.3.1 節の (7) に相当)。

第 8 章では、上記の内容をまとめる。

第2章 実験系の構成

2.1 全体構成

Fig. 2-1 に実験系の全体構成を示す。実験系は、消耗品を含めて、加速装置 (ACCELERATOR)、真空チェンバ (VACUUM CHAMBER)、飛翔体 (PROJECTILE)、標的 (TARGET)、トリガ装置 (TRIGGERING DEVICE)、マイクロ波受信アンテナ (ANTENNA)、マイクロ波受信系 (RECEIVING SYSTEM)、記録装置 (RECORDER) から構成される。チェンバ窓 (WINDOWS) は真空チェンバの両側面に在る窓である。加速装置から発射された飛翔体は、真空チェンバ内を通り、チェンバ内に設置された標的に衝突する。標的の横にある1つのチェンバ窓近傍にマイクロ波受信アンテナを設置する。衝突点とアンテナ間の距離は0.3~0.4 mである。受信されたマイクロ波の信号は受信系へ入力され、増幅・周波数変換された信号が記録装置へ入力される。

以下では、加速装置、真空チェンバ・トリガ装置、飛翔体・標的について説明される。マイクロ波を受信するための装置である、マイクロ波受信アンテナ、マイクロ波受信系、記録装置については第3章で説明される。

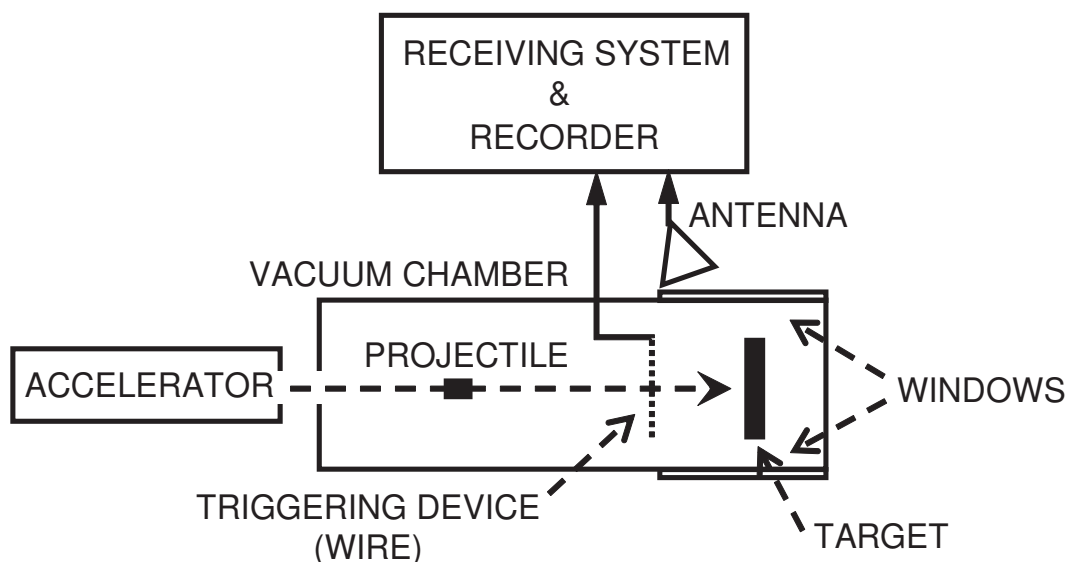


Fig. 2-1: 実験系の全体構成.

2.2 加速装置

2.2.1 レールガン

秒速数 km の超高速衝突を実現するために、電磁飛翔体加速装置を用いる。加速装置の全体写真を Fig. 2-2 に示す。宇宙航空研究開発機構・宇宙科学研究本部が所有する設備であり、「レールガン」と呼ばれている。加速原理を Fig. 2-3 の構造図で説明する。銅でできた 2 本の平行レール、電機子、大容量コンデンサで主に構成される。金属の電機子が挟まれたレール間に、大電圧を印可すると、レールと電機子に数百 kA の大電流が環状に流れる。この電流によってレールに垂直な方向の磁場が発生する。すると、フレミングの左手の法則に従い、電機子が、電流、磁場両方に垂直な方向へ力を受ける。電機子の前方に飛翔体を挿入しておくと、飛翔体は電機子に押され、加速し、射出される。この時、電機子は大電流によって蒸発、ガス化する。飛翔体が金属の場合、電機子と同様に電流が流れ、ガス化してしまうため、絶縁体の飛翔体に限って使用される。レールガンの射出口近くに、弾道を挟んで、X 線発生装置、X 線検出装置がそれぞれ 2 組設置されている。飛翔体がその間を通過すると、検出装置で信号が得られ、2 つの信号の時間差と、装置の間隔から、飛翔体の速度が測定できる。

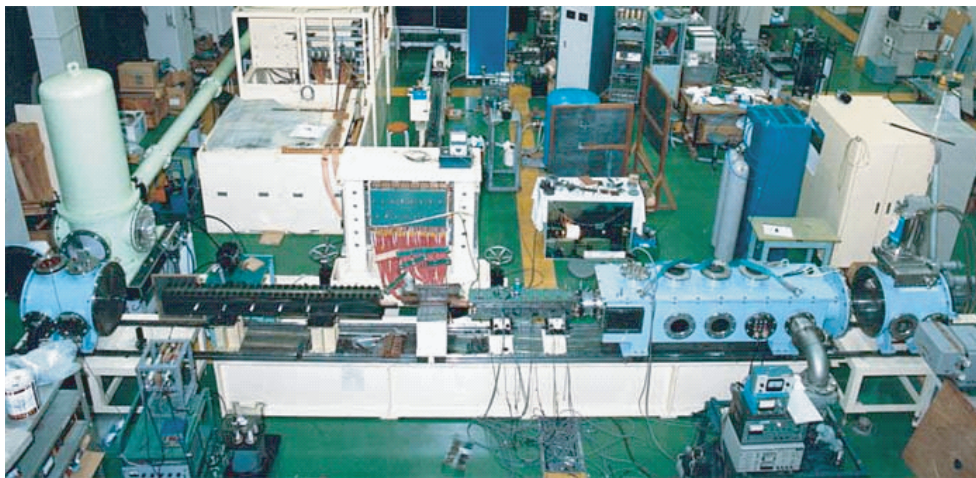


Fig. 2-2: 電磁飛翔体加速装置「レールガン」の外観.

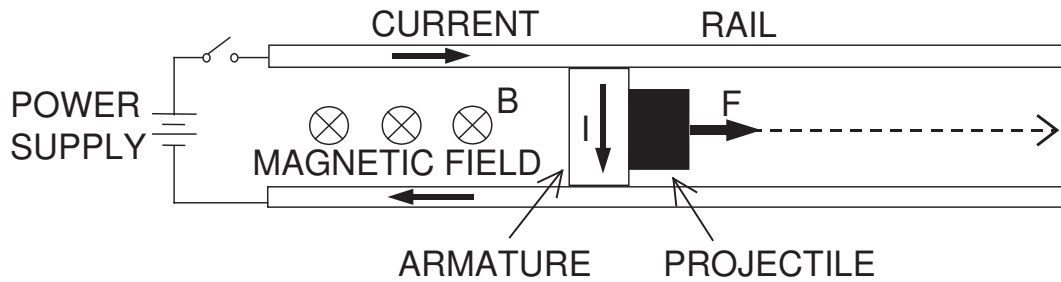


Fig. 2-3: レールガンの構造.

2.2.2 二段式軽ガス銃

レールガンの他に、宇宙科学研究本部が所有する「二段式軽ガス銃」と呼ばれる加速装置を用いる。二段式軽ガス銃の全体写真を Fig. 2-4 に示す。左上部分が加速部分で右下部分がチェンバである。加速原理を Fig. 2-5 の構造図で説明する。火薬によって駆動されたピストンがヘリウムガスを高圧状態にまで圧縮する（一段目）。高圧に圧縮されたガスは飛翔体手前のダイヤグラムを突き破る。この高圧ガスのエネルギーを飛翔体に解放することで飛翔体を加速させる（二段目）。銃のそばに飛翔体進行方向に直交するような三本のビームの発生装置がある。ビームラインを横切る時間をオシロスコープで測定することで、飛翔体の速度を見積もることができる。加速された飛翔体は、真空管内を加速し、真空チェンバに到達する。真空チェンバ付近に設置されたフォトマルでも飛翔体の速度の見積もりを確認している。

2つの加速装置の違いを述べる。レールガンは 7km/s ほどの超高速衝突実験が可能であるが、高速に加速すればするほど銃身が傷みやすい。そのため、飛翔体を水平に加速することが難しく、実験回数も限られる。二段式軽ガス銃は水平に加速でき、十分な実験回数が実現できる。しかし、最大速度が 5km/s とレールガンに比べてやや遅く、また、飛翔体の形状も小さくなり、衝突の際の運動エネルギーが小さくなる。なお、Fig. 2-1 において、加速装置がガス銃である場合は、アンテナは反対側のチェンバ窓に設置される。



Fig. 2-4: 二段式軽ガス銃の概観.

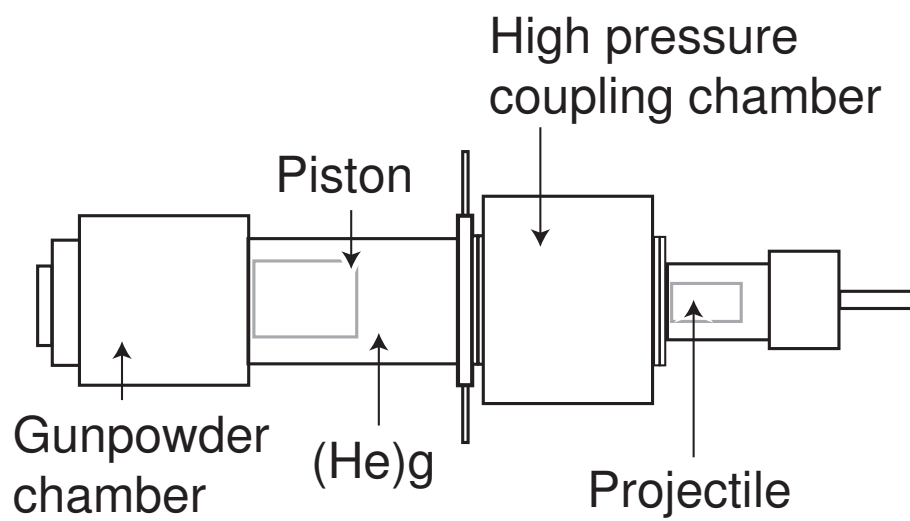


Fig. 2-5: ガス銃の加速部分の構造.

2.3 真空チェンバ・トリガ装置

まず、レールガン使用時の真空チェンバ・トリガ装置について説明する。レールガンから発射された飛翔体は、Fig. 2-6 に示されている真空チェンバを通過し、チェンバ内に設置される標的へ衝突する。上流、中流、下流のチェンバで構成される。上流チェンバ内にはガス除去板が、下流チェンバ内には標的とトリガ発生用ワイヤが挿入される。ガス除去板は金属でできており、等間隔に 4 枚設置されている。弾道付近に穴が開けられており、飛翔体はこの穴を通過する。飛翔体が射出されると、元が電機子である高温ガスを引き連れて飛翔する。飛翔体が穴を通過すると、引き連れるガスの一部が除去板で遮られ、標的に到達する時には、ガスはほとんど伴わない。また、チェンバ内はポンプによって約 5Torr の真空で保たれる。これにより、飛翔体はチェンバ内で空気抵抗を受けることはなく、射出から衝突まで速度が下がることはない。衝突の瞬間におけるマイクロ波放射を観測するために、装置への記録開始信号（トリガ）をワイヤで発生させる。

Fig. 2-7 に下流チェンバの側面図を示す。標的前方に、15cm 四方の枠全体に、 $\phi 0.1\text{mm}$ のエナメル線を横方向に 5mm 間隔で張る。この間の距離は $d=20\text{-}30\text{cm}$ である。ワイヤ全体は一本であり、飛翔体がワイヤの一部を切断すると、矩形パルスが記録装置へ送られる。X 線で測定された速度 v と、ワイヤ標的間距離 d から、以下のように衝突時刻 T_{impact} が求まる。

$$T_{\text{impact}} = \frac{d}{v} \quad (2-1)$$

標的の厚さが数 mm 以下の場合、飛翔体は貫通して、チェンバ壁へ再衝突する。標的への衝突と壁への衝突を時間的に区別するため、下流チェンバのさらに後部に直径 15cm、長さ 100cm の延長チェンバを増設して、その端部へ飛翔体を衝突させる。

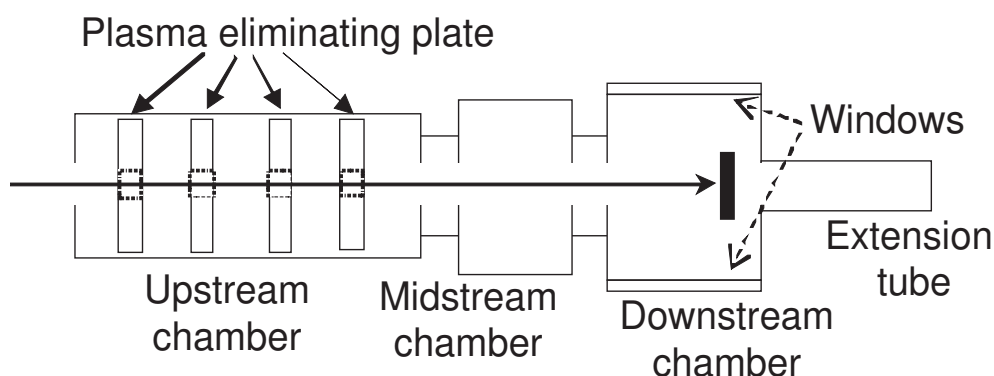


Fig. 2-6: レールガンの真空チェンバの構造.

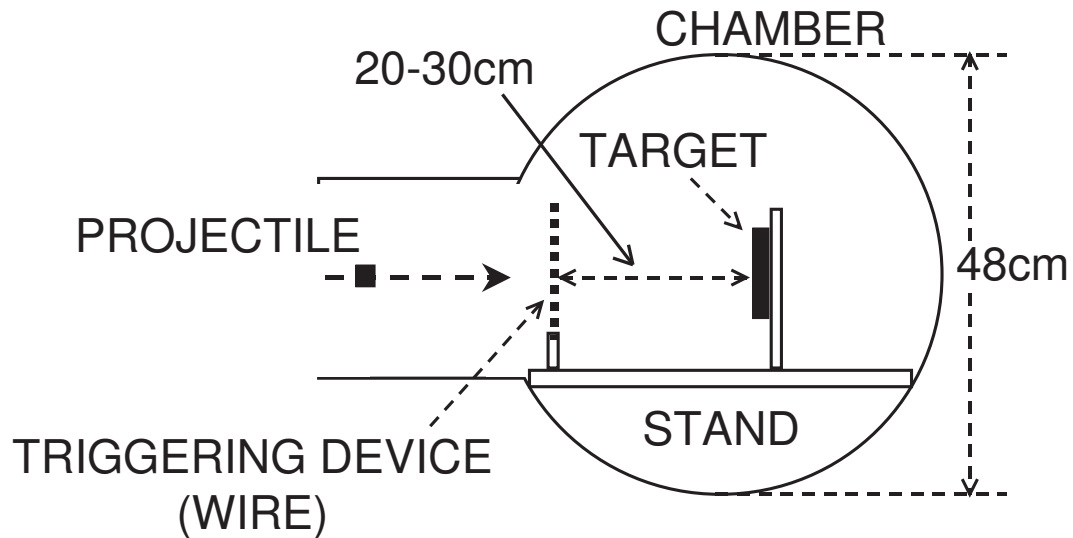


Fig. 2-7: チェンバにおける標的、トリガ用ワイヤの設置方法.

次に、ガス銃使用時の真空チェンバ・トリガ装置について説明する。ガス銃の場合、飛翔体はメインチェンバの中を飛行する。チェンバ内は真空ポンプにより約 0.2 Torr に保たれている。標的を設置するチェンバはレールガンの時と同様のものを用い、同様の枠に太さ 0.1 mm のエナメル線を横方向に 2 mm 間隔で張る。標的が貫通する実験を行う場合には、標的後方にストッパーと呼ばれるステンレス板を設置するがレールガンのように延長チェンバを設置する必要はない。また、下流チェンバとトリガ装置は、レールガン使用時と同じものである。

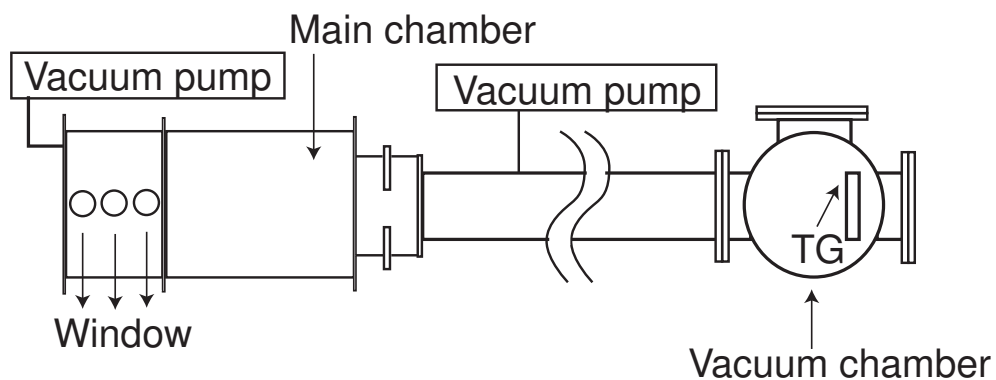


Fig. 2-8: ガス銃の真空チェンバの構造.

2.4 飛翔体・標的

前述したように、レールガンは電氣的導体の飛翔体を射出することはできない。飛翔体の材質には絶縁体であるポリカーボネートを採用する。Fig. 2-9 に飛翔体の形状を示す。質量約 1 g、直径約 14 mm、長さ約 6 mm の円筒形を基準として、円錐のように側面を 2 段階で斜めに加工している。標的は導体、絶縁体を問わず、様々な材質のものを選択することが可能である。

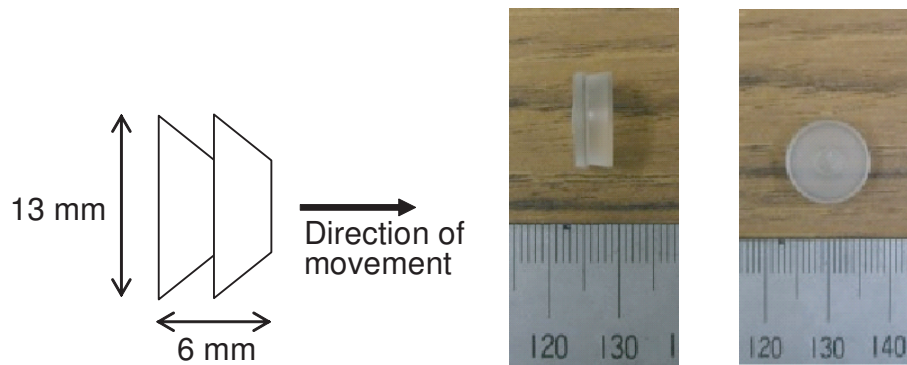


Fig. 2-9: レールガンに用いる飛翔体の形状.

ガス銃では、原則として Fig. 2-10 に示すナイロン製の飛翔体がいられる。質量約 0.2g、直径 7mm 球形である。ただし、ガス銃では、飛翔体として電氣的導体を使用することができる。

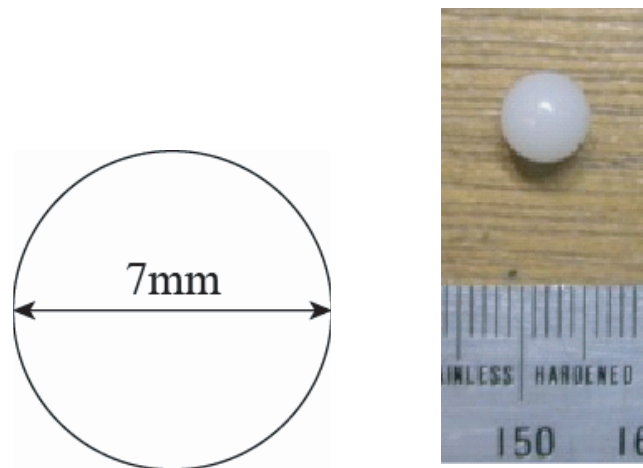


Fig. 2-10: ガス銃に用いる飛翔体の形状.

標的は導体、絶縁体を問わず、様々な材質のものを選択することが可能である。Fig. 2-11

に、レールガンによる実験の衝突後の標的写真を示す。衝突後、標的表面にクレータが形成される。クレータの大きさは、飛翔体の大きさ、速度に依存し、質量 1g、速度 6.7km/s のポリカーボネート製の飛翔体が、標的厚さ 27mm の Al へ衝突した場合、クレータの直径は 43mm である。また、セラミック等の強度が低い材質は、衝突の衝撃で標的全体が破壊・散乱され、その形状を残さない。

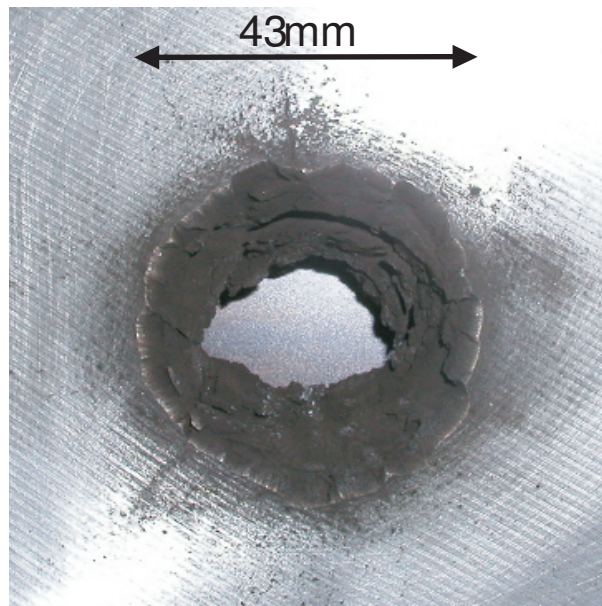


Fig. 2-11: 衝突後の標的写真. 飛翔体は質量 1g のポリカーボネート. 衝突速度 6.7km/s. 標的厚さ 27mm の Al. 標的貫通. クレータの直径は 43mm.

第3章 マイクロ波受信系の校正

3.1 受信系校正の必要性

マイクロ波受信系の校正は以下の目的で必要とされる。

- (1) 受信機器の調整を行い、アンテナで受信された信号を記録装置で観測できるようにするため
- (2) 観測された信号に含まれる周波数成分を知るため
- (3) 得られた受信系出力波形から、放射された電力を見積もるため

(1) は、受信系に信号を入力させた際に出力されるかといった初歩的な確認から、周波数変換に使用されるローカル信号はどのように決められるかといった具体的な内容を含む。(2) に関して、超高速衝突によるマイクロ波放射信号は、アンテナによって受信された後、受信系を通り、記録装置に記録される。そのため、記録装置における信号は放射の特性そのものを表しているわけではなく、間接的に放射を観測していることになる。受信系に周波数特性を検査することによって、実験波形に含まれている周波数成分を正しく認識することができる。(3) に関しては、第 4.3 節において詳しく説明される。

3.2 受信系の構成

マイクロ波の観測周波数帯は 22GHz、2GHz、300MHz、1MHz 帯という 4 つの周波数帯である。まず、22GHz 帯受信系について説明する。22GHz 帯の受信系構成を Fig. 3-1(a) に示す。22GHz 帯はヘテロダイン系で構成される。これは、入力信号の周波数ダウンを行い、記録装置のサンプリング周波数に対して十分低い周波数の信号として出力させるためである。衝突地点付近に受信系を設置しておき、マイクロ波の観測を行う。受信アンテナはホーンアンテナであり、次に、受信したマイクロ波の測定感度を高めるため、LNA(Low Noise Amplifier; 低雑音増幅器) を挿入する。さらに、MWA(MicroWave Amplifier; マイクロ波増幅器) によって信号の増幅が行われる。Mixer(ミキサー) は周波数変換のために在り、そのローカル(局部発振) 周波数 f_{LO} を受信系の帯域の外に設定する。このとき、周波数変換は以下のように表される。

$$v_{IF}(t) = v_{RF}(t) \cdot \cos \omega_{LO} t \quad (3-1)$$

ただし、 $\omega_{LO} = 2\pi f_{LO}$ である。また、アンテナで受信する信号 $v_{RF}(t)$ は RF(Radio Frequency; ラジオ周波数) 帯であり、IF(Intermediate Frequency; 中間周波数) 帯の信号 $v_{IF}(t)$ に変換される。最後に、IFA(IF Amplifier; 中間周波数増幅器) により増幅され、記録装置に入力される。記録装置であるデジタルオシロスコープのサンプリング周波数は原則として 4GHz、観測時間は $1000\mu s$ である。

次に、2GHz 帯受信系について説明する。2GHz 帯の受信系構成を Fig. 3-1(b) に示す。22GHz 帯の構成と同様であるが、以下の点で異なる。アンテナはダイポールアンテナである。また、MWA は BPF に変更され、帯域が制限される。

次に、300MHz 帯受信系について説明する。300MHz 帯受信系の構成を Fig. 3-1(c) に示す。受信アンテナはヘリカルアンテナであり、2GHz 帯受信系と同様に LNA、BPF が取り付けられる。周波数ダウンは行われず、そのまま記録装置に取り付けられる。

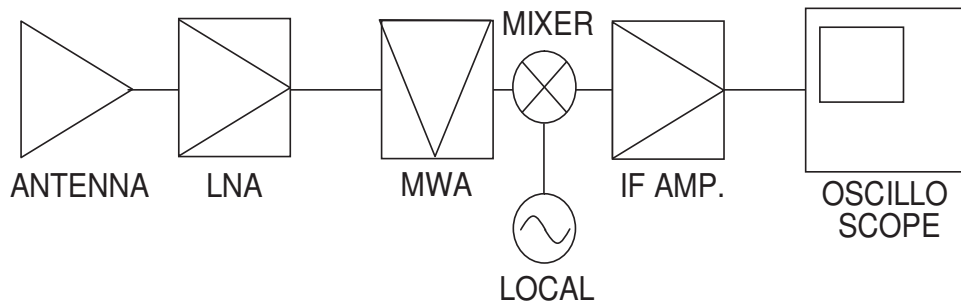
最後に、1MHz 帯受信系について説明する。1MHz 帯受信系の構成を Fig. 3-1(d) に示す。300MHz 帯受信系と同様の構成である。アンテナはコイルアンテナである。また、1MHz 帯の場合、サンプリング周波数が 250MHz の場合がある。

3.3 受信系の周波数特性

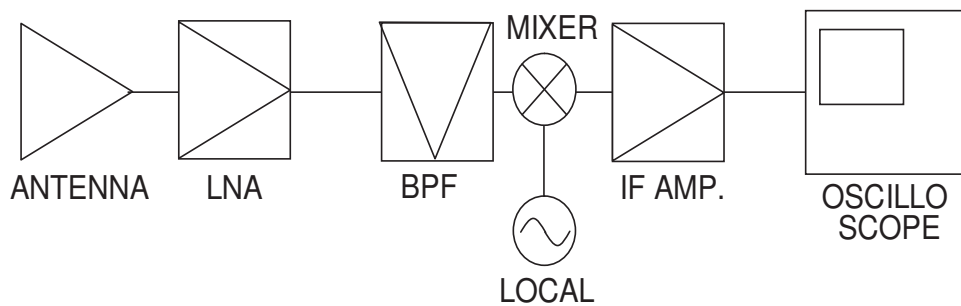
3.3.1 測定方法

超高速衝突に伴うマイクロ波放射の信号は、様々な周波数成分を含むので、受信系の周波数特性を調べるのが重要である。これにより、受信系の帯域を検討し、観測信号に含まれている周波数成分を認知することができる。

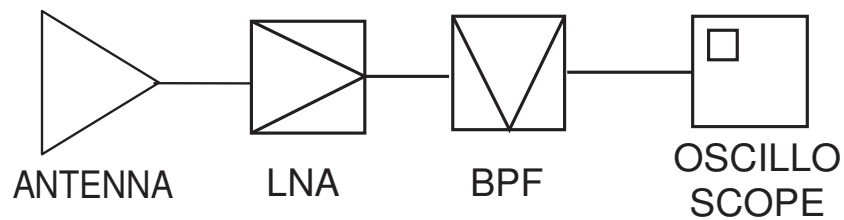
具体的な較正の方法を、22GHz 帯受信系について説明する。まず、Fig. 3-1(a) の構成を変更する。マイクロ波の発生源としてアンテナの代わりに SG(Signal Generator; 発振器) を取り付け、入力可能な周波数の測定のため、Mixer の直後に Spectrum Analyzer(スペクトル・アナライザ) を取り付ける。Antenna で受信するマイクロ波は帯域を持っているが、これを SG による単一周波数である連続波を使用し、RF 帯の周波数特性を検査する。このとき、受信系に対して、一定の入力電力に対する出力電力を測定する。入力電力に対する出力電力がその受信系の利得に相当する。そして、周波数を変化させながらこの利得の変化を測定する。2GHz 帯においては、22GHz 帯の方法と同様に、Fig. 3-1(b) の構成を変更して利得が測定される。300MHz 帯においては、Fig. 3-1(c) の Antenna と Oscillo Scope がそれぞれ SG と Spectrum Analyzer に取り替えられ、利得が測定される。1MHz 帯は、Fig. 3-1(d) において 300MHz 帯と同様の取り替えを行う。



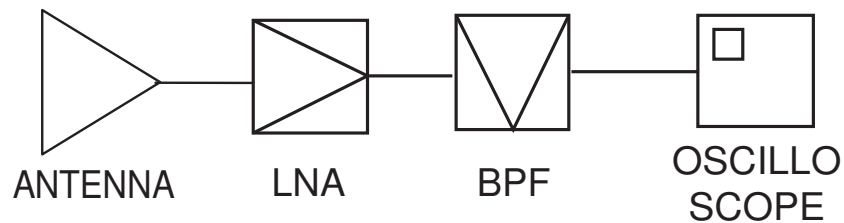
(a) 22GHz 帯



(b) 2GHz 帯



(c) 300MHz 帯



(d) 1MHz 帯

Fig. 3-1: 受信系の構成.

3.3.2 測定結果

22GHz 帯の周波数特性測定結果を Fig. 3-2 に示す。3dB 落ちの周波数幅を RF 帯域として、22.3-22.8GHz を得る。よって、帯域幅 B は 0.5GHz である。また、その帯域の中心周波数 f_c として、22.6GHz と定義する。このとき、周波数変換のための基準信号であるローカル周波数 f_{LO} を、帯域の外側の周波数として 23.3GHz と決める。ローカル周波数が帯域よりも高い周波数なので、出力される信号の周波数は反転する。ここで、中心周波数に対する帯域幅の比を帯域幅比と呼ぶことにして、以下のように定義する。

$$r \equiv \frac{B}{|f_c - f_{LO}|} \quad (3-2)$$

22GHz 帯では、 $r=0.71$ である。そのときの IF 帯のみの周波数特性は、1-1000MHz である。Table 3-1 に受信系の周波数特性を示す。

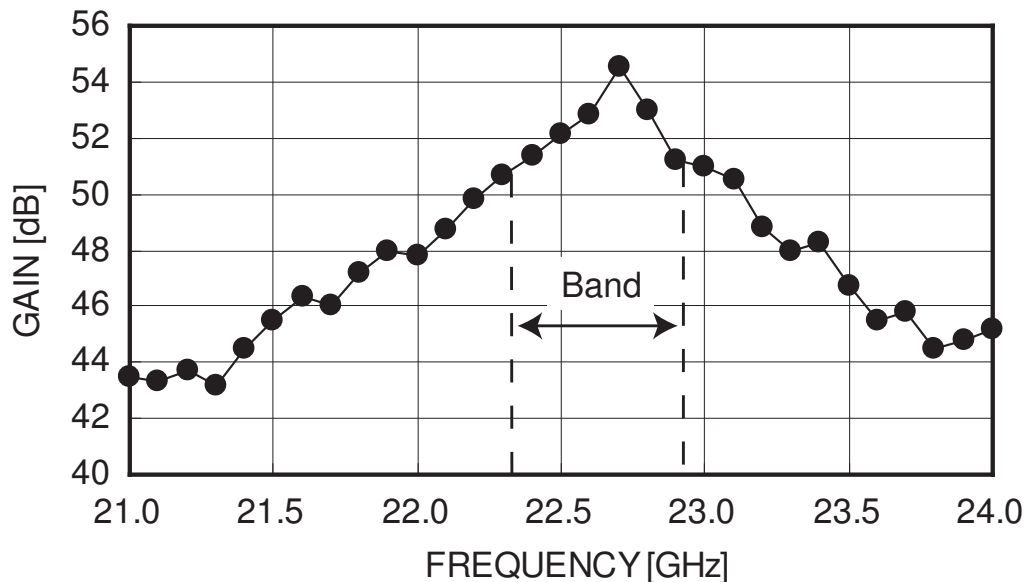


Fig. 3-2: 22GHz 帯受信系の周波数特性.

2GHz 帯の周波数特性測定結果を Fig. 3-3 に示す。22GHz 帯と同様に RF 帯 1850 - 2110 MHz、帯域幅 $B=260$ MHz、中心周波数 $f_c = 1980$ MHz、ローカル周波数 $f_{LO} = 2350$ MHz、帯域幅比 $r=0.70$ 、IF 帯 1-1000MHz を得る。 f_{LO} を決定する際、帯域よりも余裕を持たせてさらに帯域から離す。このとき、IF 帯は、RF 帯を考慮せずに、IF 帯の入力に対する出力の伝達関数を考えている。また、2GHz 帯 Mixer の規格値として、ローカル周波数は 2GHz 以上であることから、帯域よりも高い周波数として設定する。そのため、Mixer の出力は 2350MHz が基準 0MHz となって、周波数反転が行われる。

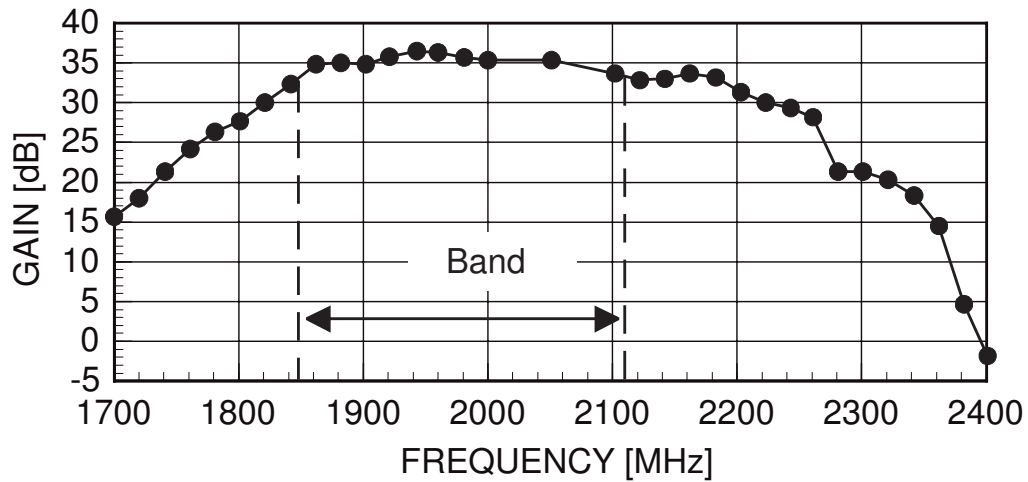


Fig. 3-3: 2GHz 帯受信系の周波数特性.

300MHz 帯の周波数特性測定結果を Fig. 3-4 に示す。22GHz 帯と同様にして、RF 帯 294-311MHz、帯域幅 $B=17\text{MHz}$ 、中心周波数 $f_c=303\text{MHz}$ 、帯域幅比 $r=0.056$ を得る。周波数変換が無い場合、ローカル周波数は設定せず、IF 帯も存在しない。

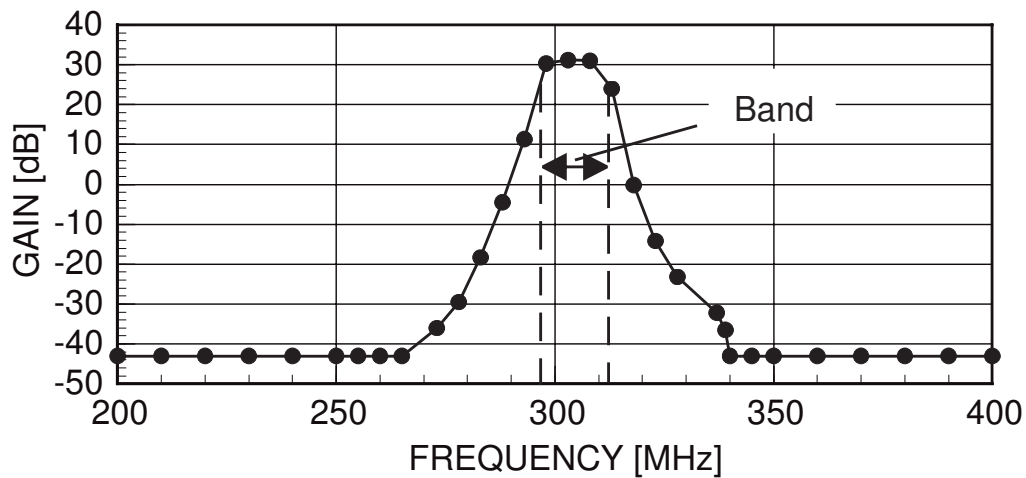


Fig. 3-4: 300MHz 帯受信系の周波数特性.

1MHz 帯の周波数特性測定結果を Fig. 3-5 に示す。300MHz 帯と同様にして、RF 帯 590-1230kHz、帯域幅 $B=640\text{kHz}$ 、中心周波数 $f_c=910\text{kHz}$ 、帯域幅比 $r=0.71$ を得る。

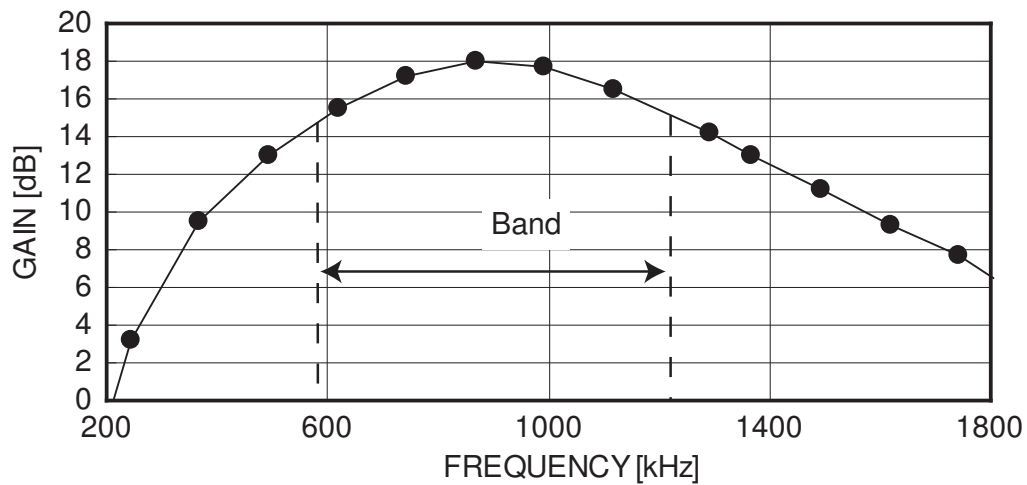


Fig. 3-5: 1MHz 帯受信系の周波数特性.

なお、22GHz、2GHz、300MHz、1MHz 帯受信系の周波数特性は Table 3-1 にまとめられているが、これは一例であり、経年劣化等によって RF Band が変化し、それに伴って、中心周波数が変化する。また、ローカル周波数は問題があるたびに変えられる。よって第 4 章でこのマイクロ波受信系を用いた実験を行っているが、そのうち、この周波数特性と違う条件で行った実験が含まれていることを注意しておく。必要があるものは実験結果とともに述べることにする。

Table 3-1: 受信系特性.

Frequency Band	22GHz	2GHz	300MHz	1MHz
RF Band [Hz]	22.3-22.8G	1850-2110M	294-311M	590-1230k
Band Width [Hz]	0.5G	260M	17M	640k
Center Frequency [Hz]	22.6G	1980M	303M	910k
Ratio of Band Width	0.71	0.70	0.056	0.71
Local Frequency [Hz]	23.3G	2350M	-	-
IF Band [Hz]	1-1000M	1-1000M	-	-

3.4 受信系の入出力特性

3.4.1 測定方法

入出力特性とは、単一周波数の信号電力 P_{in} を受信系へ入力させた際の出力ピーク電圧 V_{p-p} の特性のことである。ただし、単一周波数は帯域の中心周波数 f_c である。信号は受信系出力後の電圧として観測されるので、この較正は不可欠である。また、この較正に基づいて第 4.3 節において放射されたマイクロ波の電力推定が説明される。

具体的な較正方法は、周波数 $f = f_c$ に固定したまま受信系入力電力 P_{in} を変化させ、その出力電圧のピーク値 V_{p-p} (p-p はマイナスピークからプラスピークを意味する) を測定する。

3.4.2 測定結果

22GHz 帯と 1MHz 帯の入出力特性測定結果を Fig. 3-6 に示す。2つの周波数帯ともに、入力電力を高くすると、出力電圧が増していくという線形域が現れており、入力電力の変化が出力電圧の振幅への変化として現れることが期待できる。線形域の区間は 22GHz 帯で -65dBm から -40dBm、1MHz 帯で -65dBm から -20dBm であることが分かる。22GHz 帯で約 -40dBm、1MHz 帯で約 -20dBm 以上で飽和するので、過剰な入力電力は控えなければならないことも分かる。

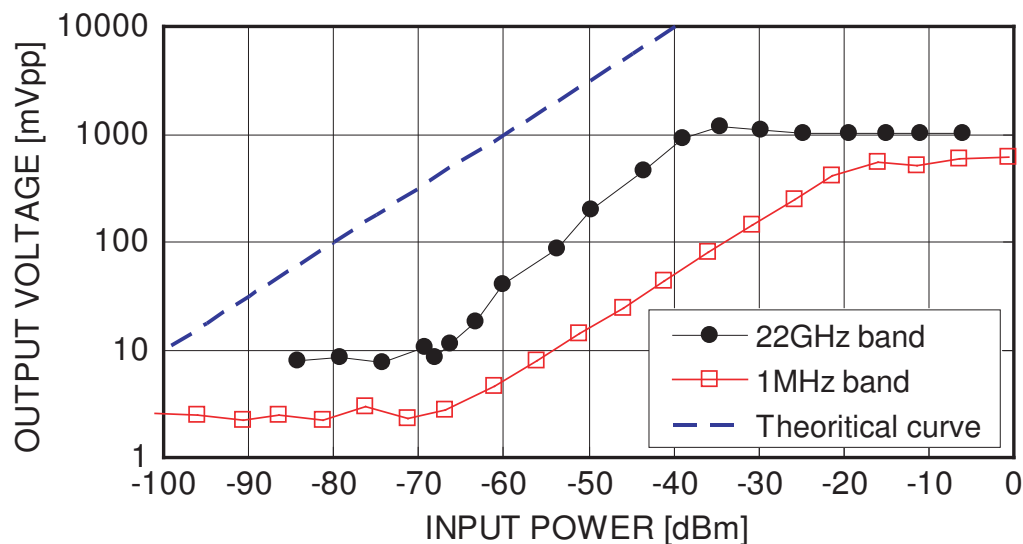


Fig. 3-6: 22GHz 帯と 1MHz 帯受信系の入出力特性.

2GHz 帯と 300MHz 帯の入出力特性測定結果を Fig. 3-7 に示す。2つの周波数帯ともに、入力電力を高くすると、出力電圧が増していくという線形域が現れており、入力電力の変

化が出力電圧の振幅への変化として現れることが期待できる。線形域の区間は 2GHz 帯で-80dBm から-50dBm、300MHz 帯で-80dBm から-25dBm であることが分かる。2GHz 帯で約-50dBm、300MHz 帯で約-25dBm 以上で飽和するので、過剰な入力電力は控えなければならないことも分かる。

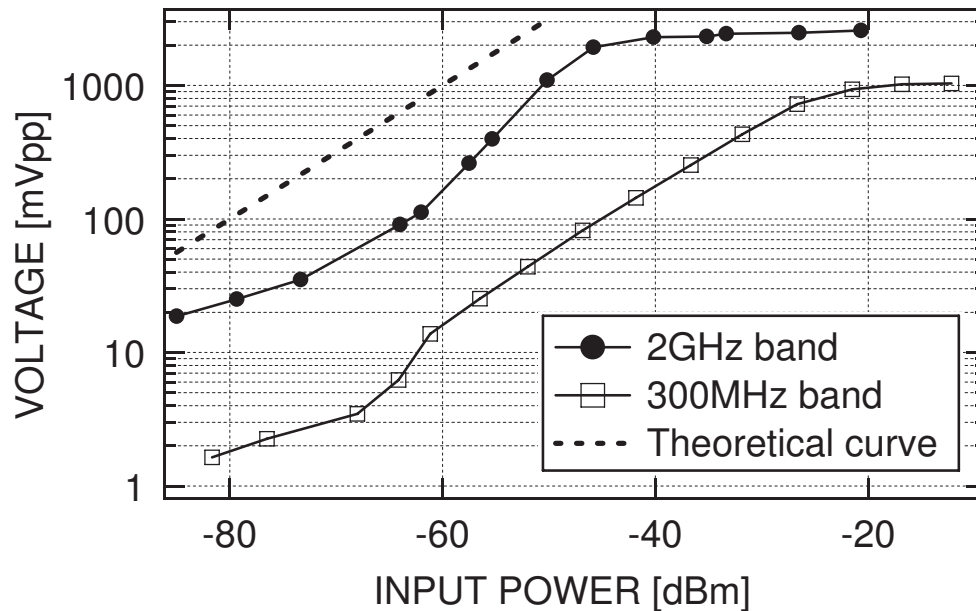


Fig. 3-7: 2GHz 帯と 300MHz 帯受信系の入出力特性.

なお、第 3.3 節の測定結果で述べたように、この入出力特性の測定は第 3.3 節の結果の中心周波数で行ったものであるから、多数ある測定結果の一例である。第 4.3 節で、マイクロ波電力の推定について書かれているが、Fig. 3-6 と Fig. 3-7 のみを使って推定が行われているわけではないことを注意しておく。

3.5 パルス発生器による較正

3.5.1 測定方法

以上、連続波による較正を検討した。しかし、超高速衝突に伴うマイクロ波放射は、受信系出力の観測波形として極短パルスが見られるため、発生したパルスも極短パルスであることが推定される。ここでは、Pulser（パルス発生器）によるパルスを各周波数帯の受信系に入力させ、その出力として、パルス信号が得られるかを調べる。そして、パルスの形状、パルス幅（継続時間）、パルスの振動周期について検討を行う。この較正により、単一周波数を用いた較正に対して、周波数帯をもった信号による較正を確立したい。

まず、実験構成は Fig. 3-1 に示す各受信系の構成で、Antenna の代わりに Pulser がケーブルによって取り付けられる。Pulser の規定値はパルス幅 150ps、ピーク電圧値が-5V の、マイナスピーク型のパルスである。そのパルスをそのまま LNA に入力すると、過剰な入力電圧のため危機の故障を誘発する恐れがあるので、適宜、Att. を取り付けながらパルスを出力する。

実験方法は、Pulser から One Shot (ボタンを押すことによって単発だけパルスが出力される) し、その出力電圧波形をオシロスコープによって観測する。

3.5.2 測定結果

22GHz 帯の測定結果を Fig. 3-8 に示す。中心周波数の振動に包絡線がかけられたような波形である。また、中心周波数の振動周期は 1.3ns である。それは周波数に直すと 769MHz であり、これは IF 帯での周波数である。周波数変換前の RF 帯の周波数は、Table 3-1 の Local Frequency を考慮して、22.531GHz に相当することが分かる。よって、ほぼ中心周波数 f_c に一致することが分かる。また、パルス幅は、約 4.3ns である。第 4.2 節の Equation (4-6) と帯域幅 B から、パルス幅は理想的に、 $T_p = 2/B$ として大まかに求められる。Table 3-1 から、帯域幅は $B=0.5\text{GHz}$ であるので、 $T_p=4\text{ns}$ である。実験結果の 4.3ns は、ほぼ理想値 4ns に一致している。

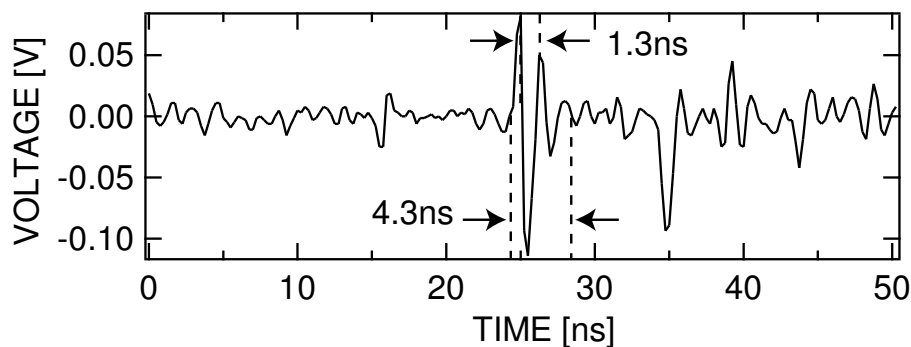


Fig. 3-8: パルス発生器による 22GHz 帯受信系の較正.

2GHz 帯の測定結果を Fig. 3-9 に示す。22GHz 帯と同様に中心周波数の振動に包絡線がかけられたような波形が得られる。中心周波数の振動周期は 2.6ns である。それは周波数に直すと 385MHz であり、これは IF 帯での周波数である。周波数変換前の RF 帯の周波数は、Table 3-1 の Local Frequency を考慮して、1965MHz に相当することが分かる。よって、ほぼ中心周波数 f_c に一致することが分かる。また、パルス幅は 11ns である。理想的には、 $B=260\text{MHz}$ から、 $T_p = 2/B=7.7\text{ns}$ であり、観測結果のパルス幅は、理論より若干広いことが分かる。

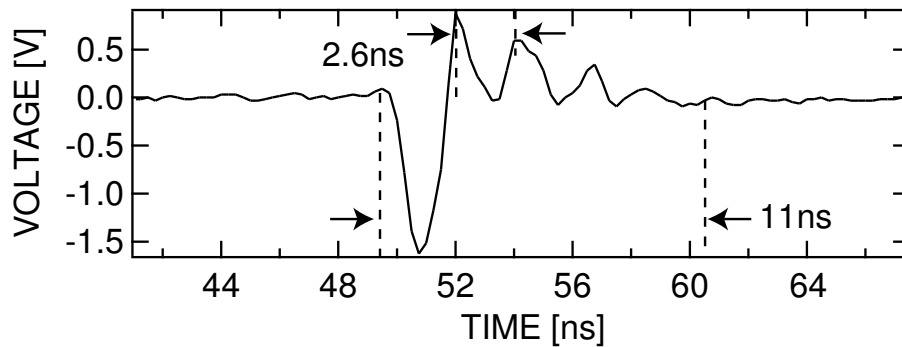


Fig. 3-9: パルス発生器による 2GHz 帯受信系の校正.

300MHz 帯の測定結果を Fig. 3-10 に示す。中心周波数の振動に包絡線がかけられたような波形である。また、振動の周期は 3.25ns であり、周波数に直すと 308MHz である。受信系の帯域の周波数は 303MHz であるので、ほぼ一致していることが分かる。また、包絡線の極大を示す部分をメインローブと呼ぶことにすると、メインローブが 0 になる 2 つの時間幅をここでパルス幅と定義する。パルス幅は、120ns である。理想的なパルス幅は、 $B=17\text{MHz}$ より、 $T_p = 2/B=118\text{ns}$ であり、ほぼ一致している。

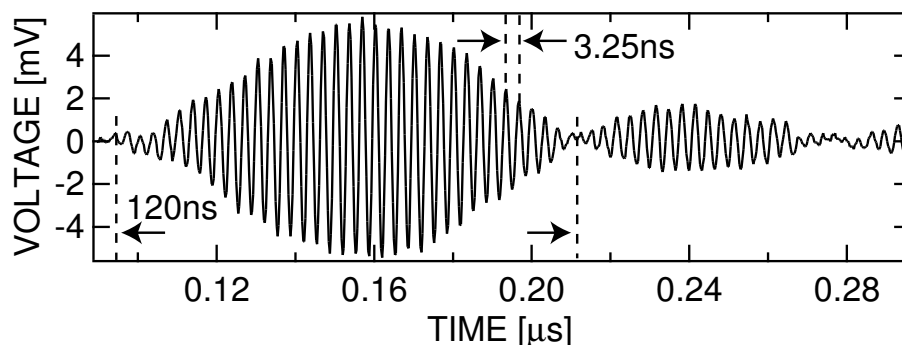


Fig. 3-10: パルス発生器による 300MHz 帯受信系の校正.

1MHz 帯の測定結果を Fig. 3-11 に示す。中心周波数の振動に包絡線がかけられたような波形である。ただし、速い振動と遅い振動の波が同じタイミングで見られる。遅い振動の周期は、 $0.88\mu\text{s}$ であり、対応する周波数は 1140kHz である。これは、Table 3-1 の Center Frequency である 910kHz とは若干ずれているが、RF Band 中の周波数である。パルス幅 $1.6\mu\text{s}$ 程度であるが、 $B=640\text{kHz}$ より、理論のパルス幅は $T_p = 2/B=3.13\mu\text{s}$ であり、観測結果は 2 倍程度の違いがあることが分かる。また、速い振動の周期は、さらに、主に 2 つの周波数成分の振動から成っている。1 つは、その周期が 22.25ns であり、周波数は 45MHz である。もう 1 つは、その周期が 1.25ns であり、周波数は 800MHz に相当する。

1MHz 帯のパルスよりも、速い振動の成分の方が強度が強いことが分かる。

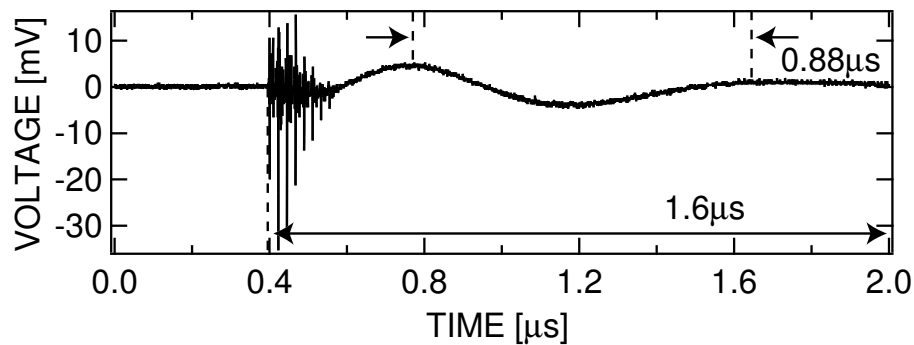


Fig. 3-11: パルス発生器による 1MHz 帯受信系の較正.

パルス発生器を使った較正によってパルスが得られることが分かった。また、パルスの振動周期およびパルス幅は受信系の周波数特性に大きく依存することが分かる。この較正によって、受信系の出力電圧の飽和を見ることができると考えられる。また、パルスアンテナによって自由空間に放出して受信系で受信する構成を考えると、衝突実験そのものを再現できると考えられる。

3.6 受信系使用機器

最後に、マイクロ波受信系の較正と衝突実験に使用される機器を示す。各周波数帯に使われる共通の機器について Table 3-2 へ、22GHz 帯受信系について Table 3-3、2GHz 帯受信系について Table 3-4、300MHz 帯受信系について Table 3-5、1MHz 帯受信系について Table 3-6 に示す。

Table 3-2: 受信系使用機器 (共通).

Name	Company & (Type)	Specification	Main use
CW Generator (SG)	Anritsu (MG3693A)	2-30GHz	22G,2GHz Band(RF)
Synthesized signal generator (SG)	hp (8673E)	2.0-18.0GHz	2G,300MHz Band(LO)
Sweep oscillator (SG)	HP (8350B)		for 83570A
RF plug-in	HP (83570A)	18-26.5GHz	22GHz Band(LO)
Synthesized Signal Generator (SG)	Anritsu (MG3642A)	125k-2080MHz	300M, 1MHz
Pulser	Koden Electronics Co., Ltd. (KSD-18)		
Var. Att.	hp (k382A, SN:2138)	0-60dB	22GHz Band
Var. Att.	ANDO ELECTRIC CO., LTD. (AL-604B, SN:65064201)		2G,300MHz Band
Fix. Att.	HP (8493C)	DC-26.5GHz, 3, 10, 20dB	
Digital storage scope	Lecroy (Wavepro960)	4GHz sampling	Recorder
Digital storage scope	Lecroy (Waverunner LT374)	250MHz sampling	Recorder
DC power supplies	Metronix (6455A)		For amplifiers
Spectrum analyzer	HP (8562A)		

Table 3-3: 受信系使用機器 (22GHz 帯).

Name	Company & (Type)	Specification
Horn antenna	Denki kogyo	Aperture Size:34x60mm
LNA	Hughes (A1335H-2401,SN:102)	
MWA	HP (8348A)	2-26.5GHz
Mixer	Narda 99899 (MODEL SN:0911)	2.0-26.5GHz
IFA	Nogawa comm. works (NUL-5101)	1M-1000MHz, NF:2.3dB, Gain:30dB

Table 3-4: 受信系使用機器 (2GHz 帯).

Name	Company & (Type)	Specification
Dipole antenna	ANRITSU CORP. (MA5612B3, SN: 6200353972)	1950-2250MHz, 2.15dBi
LNA	MITEQ (AFS3-01800300-10-10P-4, SN: 919575)	1.8-3GHz, 40dB
BPF	ANRITSU (MA2512A, SN:6100219007)	1.92-2.17GHz
Mixer	R&K (M100CAG, SN:A30853-08)	2-4.3GHz
IFA	NOGAWA (NUL-5101, SN:040818)	1-1000MHz, 31.1dB

Table 3-5: 受信系使用機器 (300MHz 帯).

Name	Company & (Type)	Specification
Diamond antenna	Dai-Ichi Denpa Kougyo Co., Ltd. (RH103)	5.5dB
Yagi antenna	Antenna Giken Co., Ltd. (Y3-4513, 05I440)	
LNA	TRON-TECH (MODEL 47410H-2210, SN:025)	
Tunable BPF	K&L (5BT-250/500-5-N/N)	250-500MHz HPBW:5%
BPF	K&L (5B120-300/T30-OP/0, SN:FS526-3)	
BPF	K&L (5B120-300/T30-OP/0, SN:FS526-2)	

Table 3-6: 受信系使用機器 (1MHz 帯).

Name	Company & (Type)	Specification
Coil antenna	edenki (WK-RD801)	
LNA	TRON-TECH (MODEL 47410H-2210, SN:024)	
BPF	(Handmade)	$f_c=800\text{kHz}$, HPBW=800kHz

第4章 マイクロ波放射特性

4.1 実験結果

4.1.1 実験条件

加速装置によって、飛翔体を速度 v まで加速して、標的に衝突させる。衝突直後に放射されるマイクロ波は、事前にチェンバ窓に設置しておいた独立した周波数帯をもつ4つのマイクロ波受信系によって同時観測される。

衝突実験は全 136 回行われた。単純に考えて、4つの周波数帯があるので、540 程度の実験波形が存在する。しかしながら、全ての実験条件を網羅することはできないので、そのパラメータについて、冗長性もあるが簡単に述べておく。衝突速度 v は 1-7km/s 程度である。飛翔体は質量 1g のポリカーボネート、もしくは質量 0.2g のナイロン球が殆どであるが、銀、Al、SUS も含まれる。標的は Al が実験回数の多くを占めるが、SUS304、Cu、Fe、Ni、CFRP 表皮 Al ハニカム、太陽電池、無酸素銅、6/4 黄銅、Al(5052) を含む。標的の厚さは 0.1mm-40mm に渡るが、多くは数 mm から数十 mm のものである。

4.1.2 全体波形の特徴分類

超高速衝突に伴うマイクロ波放射は、観測時間 $T_m = 1000\mu s$ の場合、その中に数多くの極短パルスを含む場合が多い。そのうち、各周波数帯で、観測波形全体について特徴的なものについて分類して示す。

22GHz 帯

まず、22GHz 帯について Fig. 4-1 に示す。Fig. 4-1(a) は、第 82 回目の実験 (標的厚さ 20mm の Al、衝突速度 4.58km/s、衝突時刻 $53.5\mu s$ 、標的貫通、飛翔体ナイロン) である。400 μs 以降にも多少のパルスが見られるが、衝突時刻直後に、極短パルスが集中して放射していることが分かる。

Fig. 4-1(b) は、第 67 回目の実験 (標的厚さ 30mm の Al、衝突速度 3.72km/s、衝突時刻 $60.2\mu s$ 、標的非貫通、飛翔体ナイロン) である。Fig. 4-1(a) とは異なって、衝突時刻の直後には放射は確認できず、150 μs ほど遅れて放射を確認できる。波形は 1000 μs という観測

時間内で平均的に放射している。Fig. 4-1(a) と Fig. 4-1(b) のように、衝突の直後に放射が集中するかしないかというパルスの密度に違いが出る。しかし、経験的判断で言えば、Fig. 4-1(a) のように集中してパルスが放射する場合が多いようである。

Fig. 4-1(c) は、第 53 回目の実験 (標的厚さ 7mm の Al、衝突速度 4.36km/s、衝突時刻 58.7 μ s、標的貫通、飛翔体ナイロン) である。これは、波形が上側しか出力されない例である。ほぼ上側が出力されないのは、放射自体の特性ではなく、受信系の Mixer に与えるローカル信号電力が弱かったことが原因であることが分かっている。

全体的には、放射が衝突直後に集中しやすい傾向がある。

2GHz 帯

次に、2GHz 帯について Fig. 4-2 に示す。Fig. 4-2(a) は、第 43 回目の実験 (標的厚さ 40mm の Al、衝突速度 3.5km/s、衝突時刻 64.3 μ s、標的非貫通、飛翔体銀) である。衝突後に、パルスが集中していることが分かる。しかし、そのパルスの放射開始時間は、衝突時刻から 50 μ s 程度遅れていることが分かる。見る限りでは、パルスが集中している時刻から、時間が経つにつれてパルス強度、パルスの放射密度ともに疎になることが分かる。

Fig. 4-2(b) は、第 53 回目の実験 (標的厚さ 7mm の Al、衝突速度 4.36km/s、衝突時刻 58.7 μ s、標的貫通、飛翔体ナイロン) である。ほぼ、衝突直後にパルスが放射し、観測時間内に平均的にパルスが放射されていることが分かる。Fig. 4-2(a) とは異なり、観測時間内に、パルスの強度も衰えているように見えない。

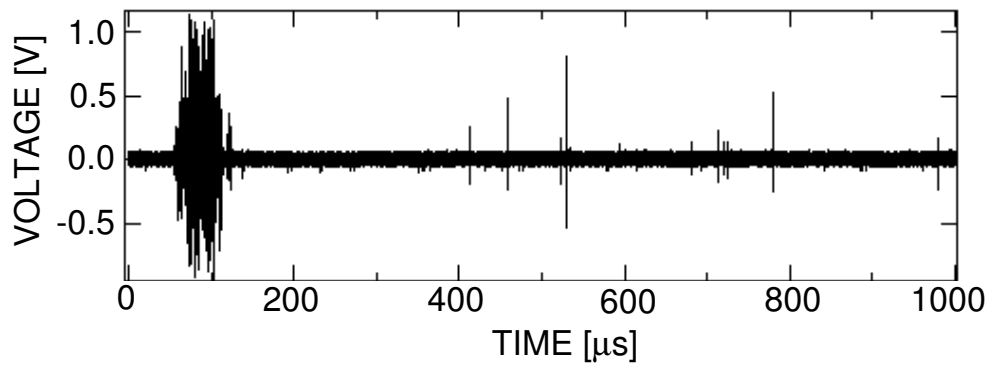
Fig. 4-2(c) は、第 63 回目の実験 (標的厚さ 40mm の Al、衝突速度 3.82km/s、衝突時刻 58.6 μ s、標的非貫通、飛翔体ポリカーボネート) である。時刻 280 μ s 程度のところで初パルスが確認できる。そして、遅れて 830 μ s 程度で強い強度のパルスが見られる。このように、数百 μ s 後に突然パルスが現れることがある。

全体的には、Fig. 4-2(b) のように、衝突直後にパルスが放射されるわけではなく、Fig. 4-2(a) のように、数十から数百 μ s 遅れて初パルスが見られる。そして、1000 μ s の観測時間内では、ある程度平均的に放射が起きている。

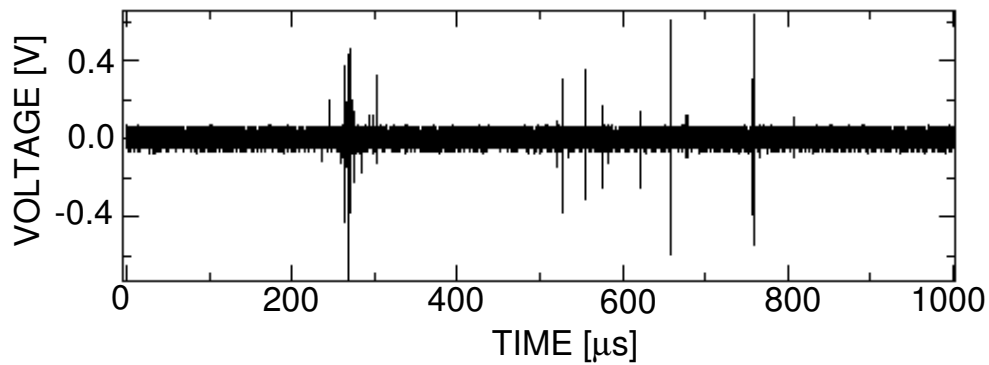
300MHz 帯

次に、300MHz 帯について Fig. 4-3 に示す。Fig. 4-3(a) は、第 53 回目の実験 (標的厚さ 7mm の Al、衝突速度 4.36km/s、衝突時刻 58.7 μ s、標的貫通、飛翔体ナイロン) である。衝突直後に、パルスが見られないものの、時刻 160 μ s 程度で初めてパルスが現れ、その後時刻 300 μ s で強い強度のパルスが現れ、平均的に放射が続いていることが分かる。

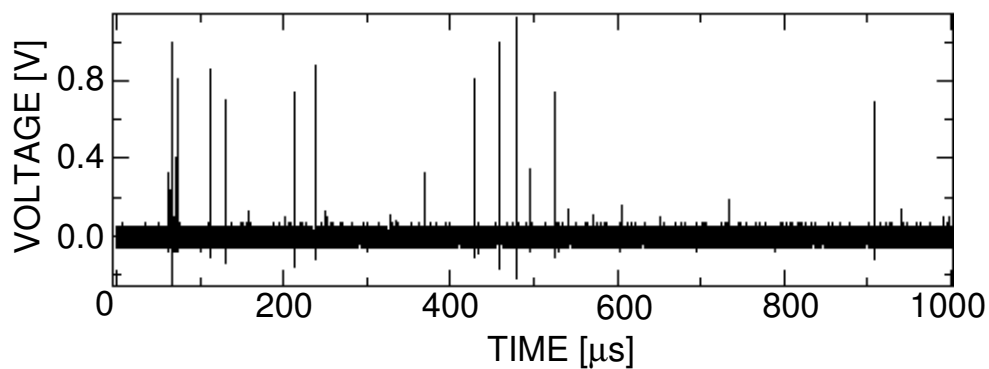
Fig. 4-3(b) は、第 65 回目の実験 (標的厚さ 20mm の Al、衝突速度 4.29km/s、衝突時刻 54.7 μ s、標的非貫通、飛翔体ナイロン) である。Fig. 4-3(a) とは異なり、放射が数百 μ s 遅



(a) 衝突時刻直後に波形が集中している例. 第 82 回目の実験 (標的厚さ 20mm の Al、衝突速度 4.58km/s、衝突時刻 53.5μs、標的貫通、飛翔体ナイロン).

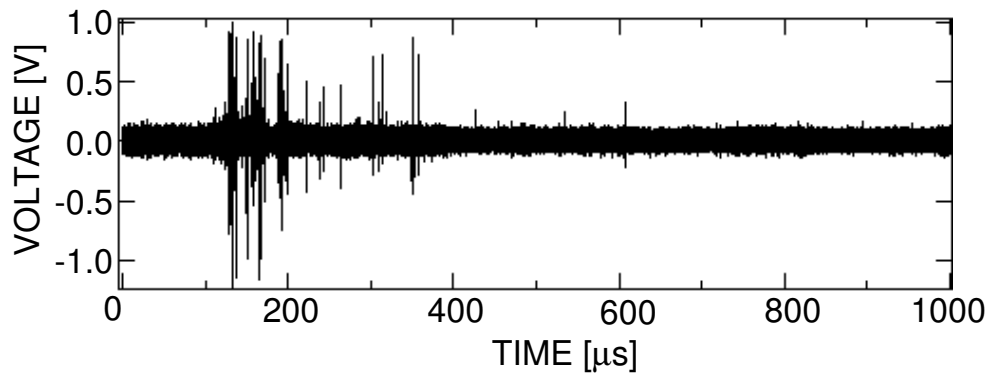


(b) 平均的に放射している例. 第 67 回目の実験 (標的厚さ 30mm の Al、衝突速度 3.72km/s、衝突時刻 60.2μs、標的非貫通、飛翔体ナイロン).

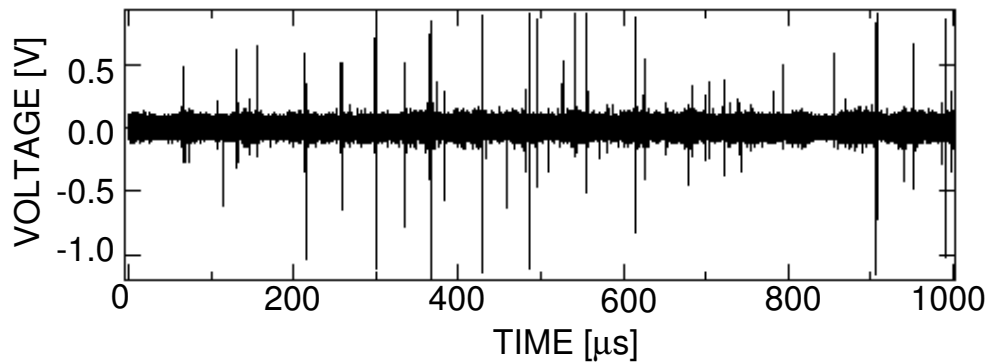


(c) 波形が上側しか出力されない例. 第 53 回目の実験 (標的厚さ 7mm の Al、衝突速度 4.36km/s、衝突時刻 58.7μs、標的貫通、飛翔体ナイロン).

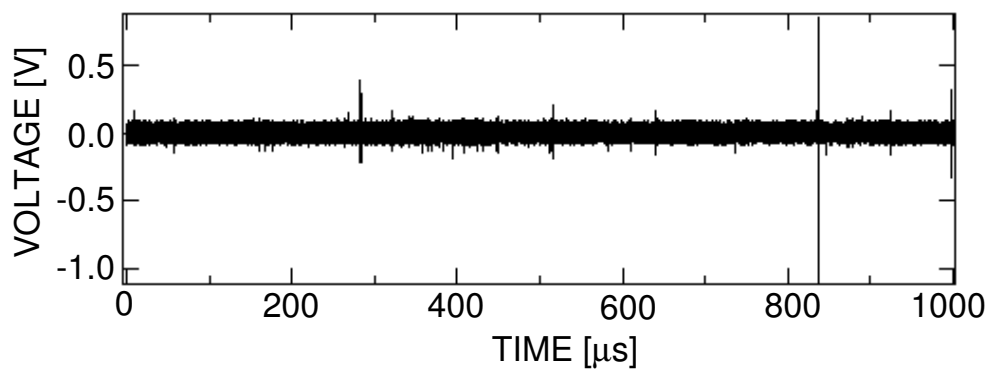
Fig. 4-1: 22GHz 帯の実験波形の代表的な波形.



(a) 衝突直後に集中している例. 第 43 回目の実験 (標的厚さ 40mm の Al、衝突速度 3.5km/s、衝突時刻 $64.3\mu\text{s}$ 、標的非貫通、飛翔体銀).



(b) 平均的に放射している例. 第 53 回目の実験 (標的厚さ 7mm の Al、衝突速度 4.36km/s、衝突時刻 $58.7\mu\text{s}$ 、標的貫通、飛翔体ナイロン).



(c) 強い強度の放射まで遅れがある例. 第 63 回目の実験 (標的厚さ 40mm の Al、衝突速度 3.82km/s、衝突時刻 $58.6\mu\text{s}$ 、標的非貫通、飛翔体ポリカーボネート).

Fig. 4-2: 2GHz 帯の実験波形の代表的な波形.

れている波形である。

300MHz 帯では、22GHz、2GHz 帯とは対照的に、衝突直後に波形が放射することは比較的少なく、数百 μs の遅延が多く波形で認められる。

1MHz 帯

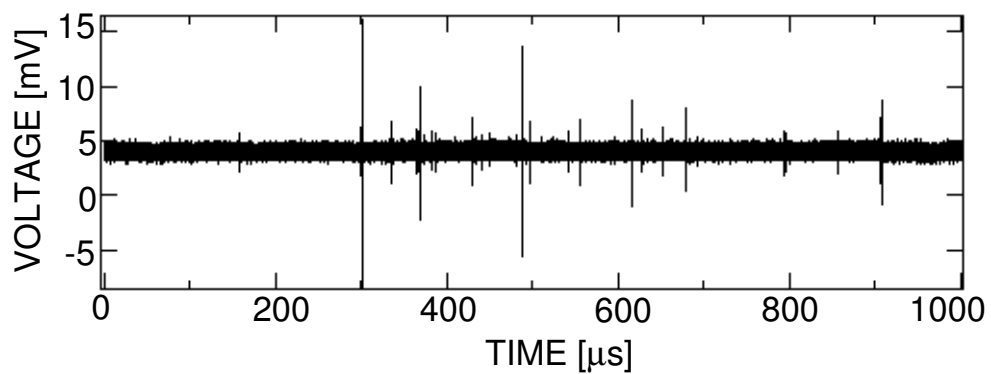
最後に、1MHz 帯について Fig. 4-4 に示す。Fig. 4-4(a) は、第 30 回目の実験 (標的厚さ 15mm の太陽電池、衝突速度 4.26km/s、衝突時刻 62.2 μs 、飛翔体ナイロン) である。時刻 200 μs 程度のパルスが、衝突による発パルスであると考えられる。

Fig. 4-4(b) は、第 12 回目の実験 (標的厚さ 40mm の Al、衝突速度 3.80km/s、衝突時刻 66.6 μs 、標的非貫通、飛翔体ポリカーボネート) である。強い強度のパルスが 1 本だけ見られる。その発生時刻も 520 μs の辺りで、衝突から 500 μs 近くの遅延がある。

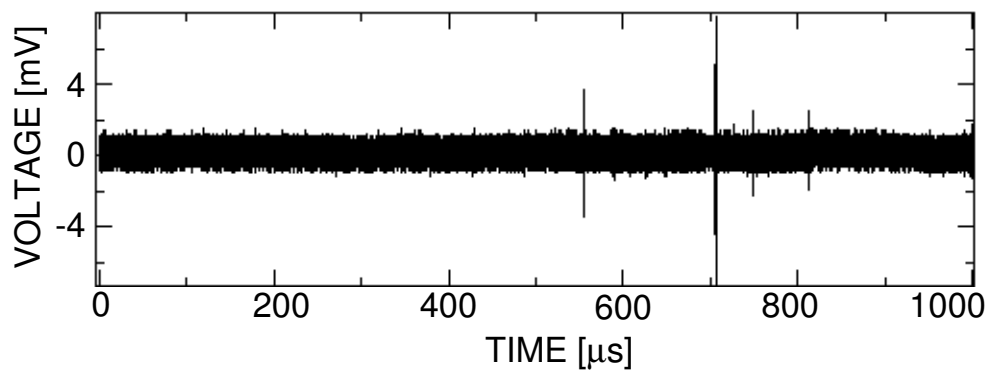
1MHz 帯では、300MHz 帯と同様に、衝突直後に波形が放射されることは無く、このように、数百 μs の遅延が存在する。その放射の後、平均的にパルスが放射するか、1,2 本のパルスしか現れないことが多い。

全周波数帯

全体として、1000 μs で波形を観測したデータを考える際、各周波数帯には極短パルスが見られるが、高い周波数ほど衝突直後の早い時刻に放射が集中する傾向にある。22GHz 帯では、衝突直後から数 μs から数十 μs 、2GHz 帯では、数十 μs 程度、300MHz と 1MHz 帯では、数百 μs 程度である。また、1MHz 帯は、波形の放射を確認できることは少ない。また、300MHz 帯も、1MHz 帯ほどではないが、放射が確認できることは比較的少ない。2GHz 帯と 22GHz 帯はほぼ同程度、波形を良く確認できる。

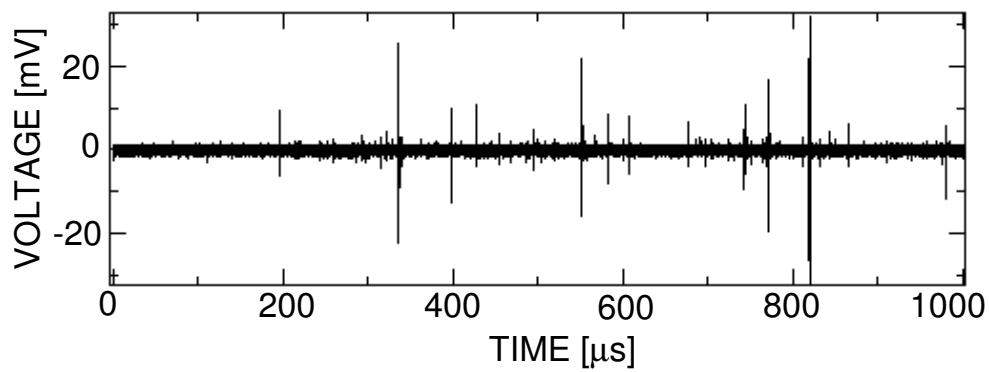


(a) 放射がある程度平均的である例. 第 53 回目の実験 (標的厚さ 7mm の Al、衝突速度 4.36km/s、衝突時刻 58.7μs、標的貫通、飛翔体ナイロン).

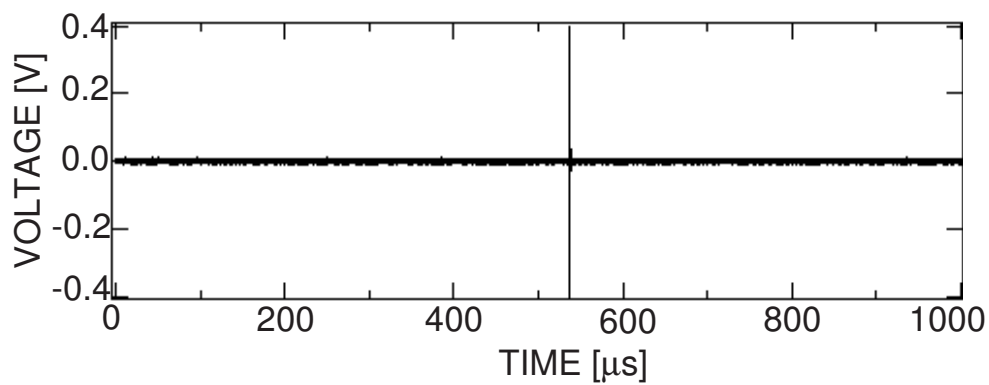


(b) 数百 μs 放射遅延がある例. 第 65 回目の実験 (標的厚さ 20mm の Al、衝突速度 4.29km/s、衝突時刻 54.7μs、標的非貫通、飛翔体ナイロン).

Fig. 4-3: 300MHz 帯の実験波形の代表的な波形.



(a) $100\mu\text{s}$ ほど遅延のある例. 第 30 回目の実験 (標的厚さ 15mm の太陽電池、衝突速度 4.26km/s 、衝突時刻 $62.2\mu\text{s}$ 、飛翔体ナイロン).



(b) 数百 μs ほど遅延があり、パルス数が極端に少ない例. 第 12 回目の実験 (標的厚さ 40mm の Al、衝突速度 3.80km/s 、衝突時刻 $66.6\mu\text{s}$ 、標的非貫通、飛翔体ポリカーボネート).

Fig. 4-4: 1MHz 帯の実験波形の代表的な波形.

4.1.3 パルスの特徴分類

各周波数帯の全体波形には、多数の極短パルスを含む。そのパルス自体の特徴分類について示す。

22GHz 帯

まず、22GHz 帯の波形を Fig. 4-5 に示す。この波形は、典型的なパルスを全部含む波形として第 69 回目のものが選ばれた。標的厚さ 15mm の Al、衝突速度 4.27km/s、標的非貫通、飛翔体ナイロンである。

Fig. 4-5(a) は全体波形であり、衝突直後に極短パルスが集中する、典型的なものである。

Fig. 4-5(b) は、Fig. 4-5(a) のうち、68.55-68.60 μ s の時刻の波形を抽出したものである。この抽出時間は、 $T_s=50$ ns であり、第 5.3 節のスペクトル解析における抽出時間の項目に対応している。パルスは、連続波に対して、パルスの大まかな形状を決める関数がかかっているような形となっている。これを、第 4.2 節に示す理由から、振幅変調のような波形と呼び、中心周波数の振動に包絡線がかけられた形状となっている、と表現する。その振動周期は $T_c=1.5$ ns であり、パルス幅は $T_p=6.2$ ns である。

Fig. 4-5(c) は、Fig. 4-5(b) とほぼ同じであるが、包絡線の幅が非常に短く、その中に振動周期が 1 つほどしかない。

Fig. 4-5(d) は、Fig. 4-5(c) とは対照的に、包絡線が極端に長いことが分かる。雑音と信号の区別が困難であるため、はっきりとしたことは言えないが、数十 ns 続いていることが分かる。

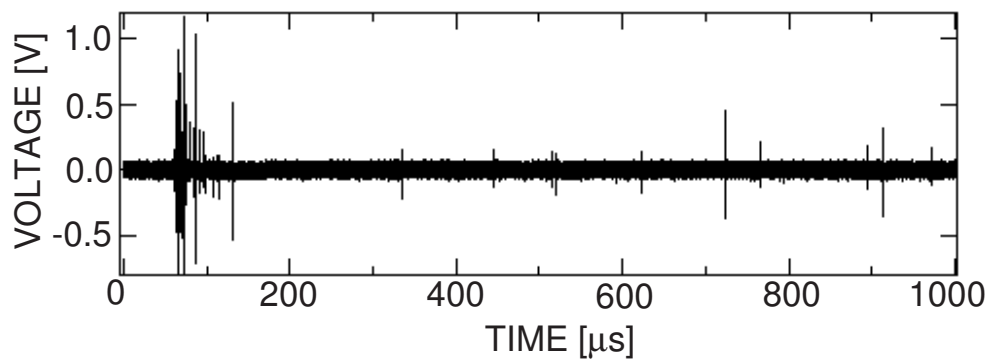
まとめとして、パルスの振動周期は、どのパルスを見てもほぼ同程度であるが、包絡線の長さが大きく異なることが分かる。これは、マイクロ波放射のスペクトルの微妙な変化によって、パルスに寄与するスペクトルの強度が変わってくるためである。

2GHz 帯

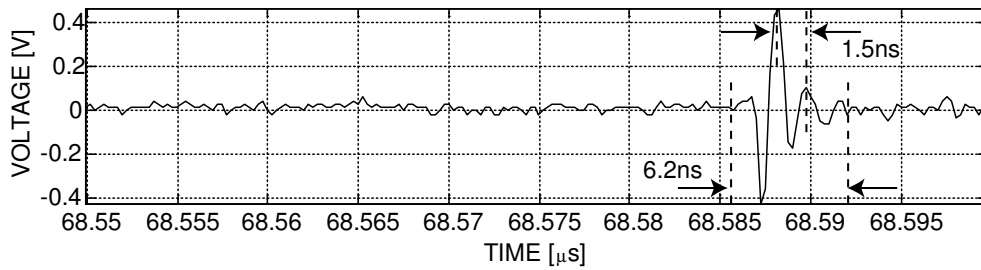
2GHz 帯の波形を Fig. 4-6 に示す。この波形は、22GHz 帯の波形と同じ実験のものである。

Fig. 4-6(a) は全体波形であり、極短パルスが観測時間内である程度平均的に放射しているものである。

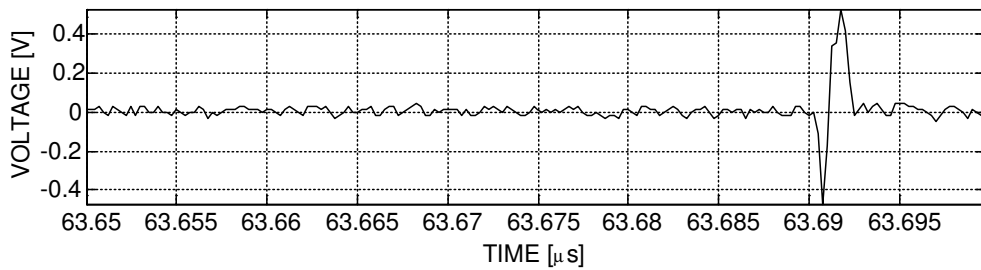
Fig. 4-6(b) は、2GHz 帯において典型的なものであり、22GHz 帯の Fig. 4-5(b) と同じように、振幅変調のような波形である。その中心周波数の振動周期は $T_c=2.3$ ns であり、パルス幅は $T_p=6.5$ ns である。



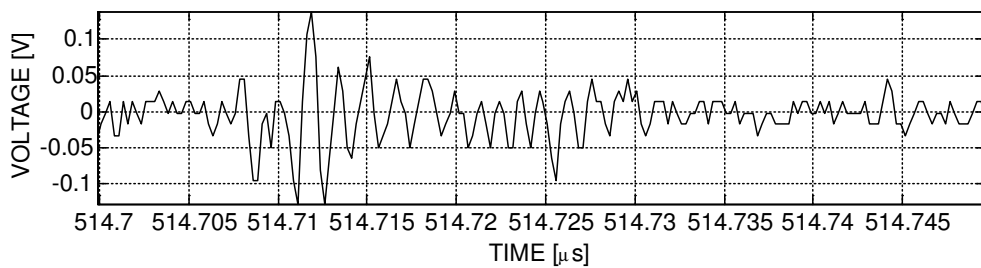
(a) 全体波形



(b) 典型的な波形



(c) 包絡線が極端に短い波形



(d) 包絡線が極端に長い波形

Fig. 4-5: 22GHz 帯の第 69 回目の実験波形. 標的厚さ 15mm の Al. 衝突速度 4.27km/s. 衝突時刻 $58.1\mu\text{s}$. 標的非貫通. 飛翔体ナイロン.

Fig. 4-6(c) は、包絡線が長い例である。多少、中心周波数の振動よりも高い成分が混じっているが、ほぼ中心周波数の振動に包絡線がかかっており、その幅が非常に長くなっている。この場合、10ns を超えていることが分かる。

Fig. 4-6(d) は、複雑な波形の例である。中心周波数の振動が一定ではなく、振動が不規則である。また、中心周波数より高い振動の成分が弱い強度で混じっていることが分かる。

全体として、やはり、パルスごとの違いは、包絡線の幅の違いにあることが多い。また、マイクロ波放射が複雑なスペクトルを持つ場合、観測される波形も振幅変調のような波形がもつ理想的な形とは離れていくと考えられる。

300MHz 帯

300MHz 帯の波形を Fig. 4-7 に示す。Fig. 4-7(a) は全体波形であり、衝突後、数百 μs の後、パルスが放射されるという、典型的な波形である。

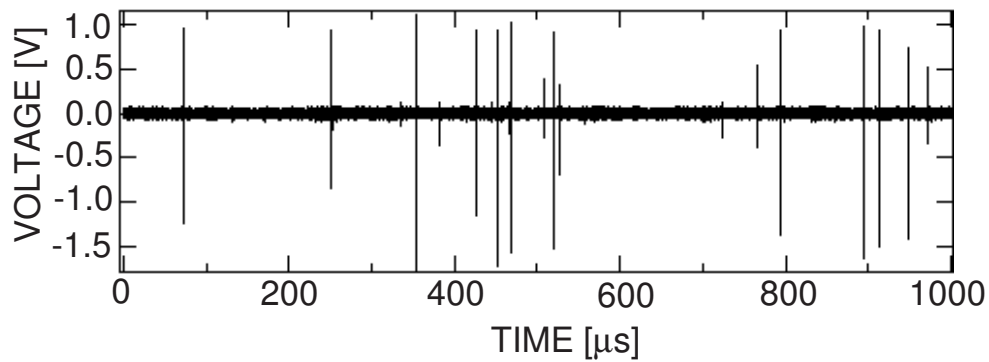
Fig. 4-7(b) は、そのうちの典型的なパルスを抜き出したものである。振幅変調のような波形の特徴が良く見えている波形である。Fig. 4-5(b)、Fig. 4-6(b) の波形は、この波形の包絡線の幅が、中心周波数の振動の 2 から 3 周期分まで狭くなったものとして理解することができる。その中心周波数の振動周期は $T_c=3.3\text{ns}$ 、パルス幅は $T_p=120\text{ns}$ である。

Fig. 4-7(c) は、Fig. 4-7(b) の波形と比べて、波形の尾が長い波形である。この波形は、パルスとしてあまり多く見られない。

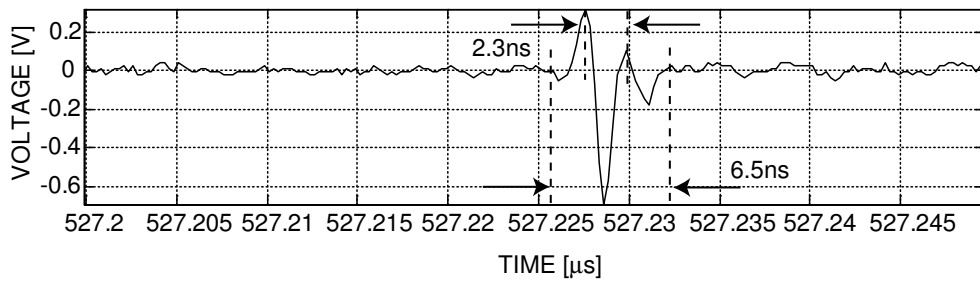
全体として、どのパルスを見ても、強度は異なるが、中心周波数の振動周期、パルス幅、振幅変調のような波形といった特徴はほぼ同じである。これは、以下のように解釈することができる。他の 3 つの周波数帯と比較すると、Table 3-1 の受信系の周波数特性に示されているように、IF 帯の帯域幅比は $r=0.7$ である。一方、300MHz 帯は $r=0.056$ である。300MHz 帯は、帯域幅比が $1/10$ 以下である。よって、受信系の受信できる波のスペクトルが、中心周波数 f_c に対して非常に狭く、各放射のスペクトルの変化があまり出ないので、300MHz 帯の各パルスの違いが殆どでないと考えられる。どのパルスを見ても同様な波形に見えるのではないかと考えられる。

1MHz 帯

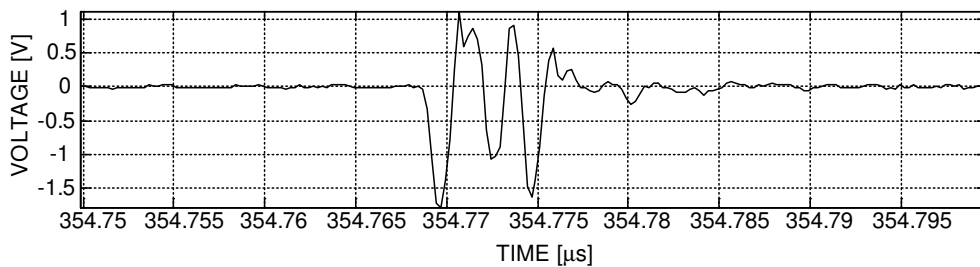
1MHz 帯の波形を Fig. 4-8 に示す。Fig. 4-8(a) は全体波形である。1MHz 帯は、波形そのものを確認できない場合が多く、他の 3 つの周波数帯は、第 69 回目の実験であるのに対し、1MHz 帯では、第 69 回目では波形が確認できないため、第 29 回目の波形を示している。標的 Al 表皮 Al ハニカム、衝突速度 4.9km/s、衝突時刻 51.7 μs 、飛翔体ナイロンである。



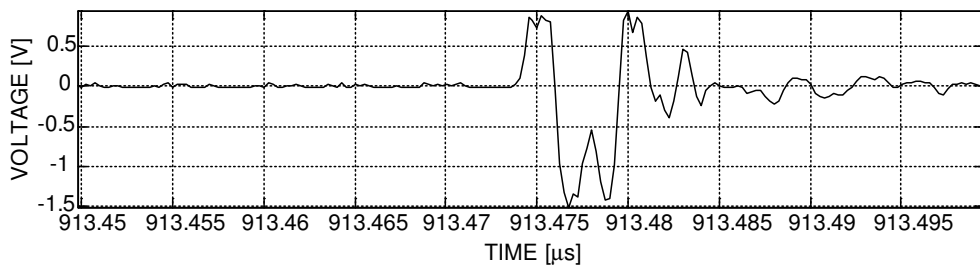
(a) 全体波形



(b) 典型的な波形

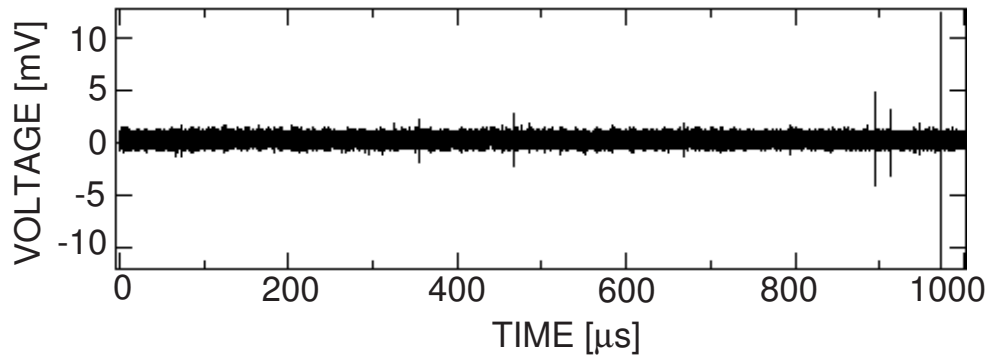


(c) 包絡線が長い波形

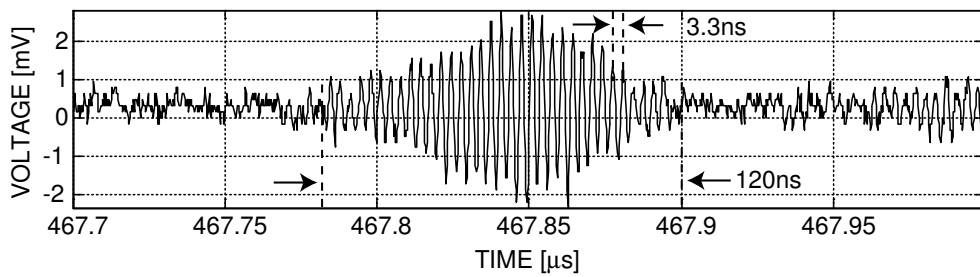


(d) 複雑な波形

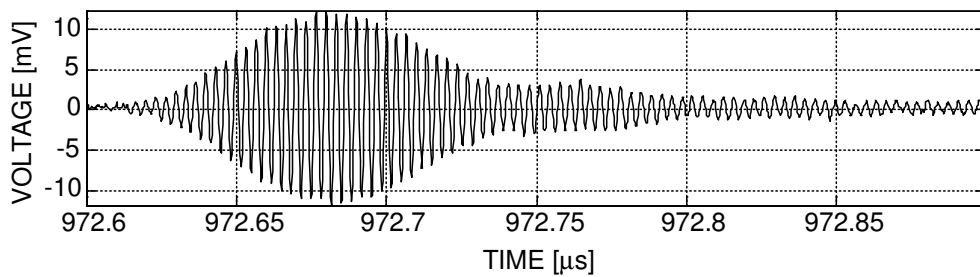
Fig. 4-6: 2GHz 帯の第 69 回目の実験波形. 標的厚さ 15mm の Al. 衝突速度 4.27km/s. 衝突時刻 $58.1\mu\text{s}$. 標的非貫通. 飛翔体ナイロン.



(a) 全体波形



(b) 典型的な波形



(c) 包絡線の尾が長い波形

Fig. 4-7: 300MHz 帯の第 69 回目の実験波形. 標的厚さ 15mm の Al. 衝突速度 4.27km/s. 衝突時刻 $58.1\mu\text{s}$. 標的非貫通. 飛翔体ナイロン.

Fig. 4-8(b) は、典型的な波形である。多少振動が一定ではないように見えるが、ほぼ振幅変調のような波形が見られる。中心周波数の振動周期は、振動が一定ではないので、半周期の時間をとって 2 倍することによって、 $T_c=0.53\mu\text{s}$ を得る。パルス幅は $T_p=2.8\mu\text{s}$ である。また、時刻 $922.3\mu\text{s}$ に極短パルスが見られる。これは、1MHz 帯よりも非常に高い成分が受信されてしまっていることを示している。1MHz 帯受信系の特性が悪く、帯域外の高い周波数成分を受信してしまったと考えられる。

Fig. 4-8(c) は、Fig. 4-8(b) における時刻 $922.3\mu\text{s}$ の高い周波数成分をもつパルスを拡大したものである。その振動周期は一定ではないが、目安として 1 つ目と 2 つ目の山の間の時間幅は $T_c=8\text{ns}$ 、パルス幅は $T_p=92\text{ns}$ である。よって、周波数は 125MHz に対応し、Table 3-1 の 1MHz 帯受信系の RF Band の帯域外の周波数であることが分かる。

Fig. 4-8(d) は、抽出時間内で様々な周波数成分の波を持つ波形である。これは、1MHz 帯の振動と数十 MHz 帯の波の両方が確認でき、単にこの観測時間に放射が集中しているだけであると考えられる。

4.2 振幅変調のような波形

Fig. 4-5 から Fig. 4-8 の拡大波形より、マイクロ波パルスの特徴について記しておく。波形は中心周波数の振動に包絡線がかけられたようなものになっている。定式的に書けば、以下の様に表される。

$$v_o(t) = \cos \omega_c t \cdot e(t) \quad (4-1)$$

ただし、 $v_o(t)$ は受信系の出力電圧波形、 ω_c は受信系の中心角周波数であり、受信系の中心周波数 f_c の 2π 倍である。また、 $e(t)$ はパルスの大まかな形を決める包絡線である。これを “振幅変調のような波形” と呼ぶことにするが、必ずしも振幅変調という言葉が本質的であるわけではないので、振幅変調の波形ではなく、あくまで振幅変調のような波形である。

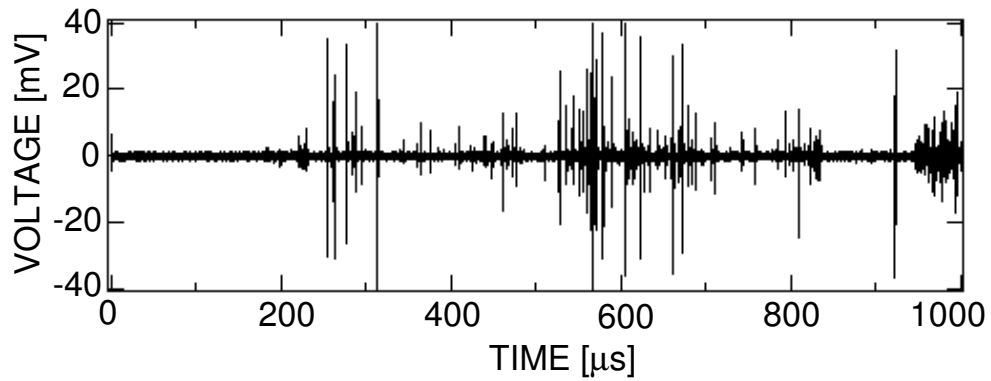
中心周波数の振動周期を T_c として定義すると、理想的な波形の場合、 $T_c = 1/f_c$ である。また、パルス幅を T_p とすると、厳密に定義することはできないが、包絡線が 0 になる 2 つの幅を目安とすることができる。

最後に、簡単に振幅変調のスペクトルについて議論する。まず、放射されたマイクロ波が以下のように表される場合を仮定する。

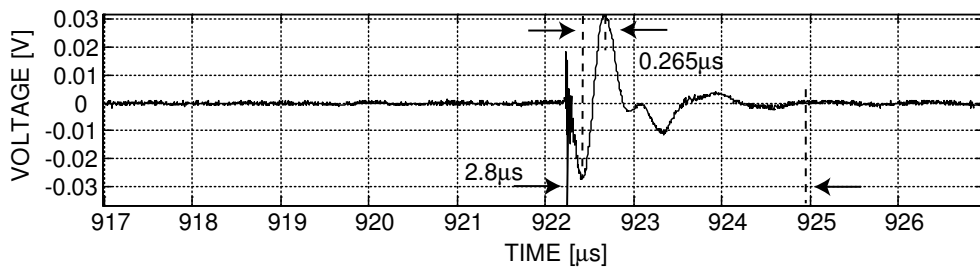
$$E(f) = 1 \quad (4-2)$$

これは、スペクトル強度が完全にフラットで、位相がコヒーレントである。これを受信系で受信した場合、各周波数帯の BPF¹ で切り出して、受信系の出力に現れる。この切り出

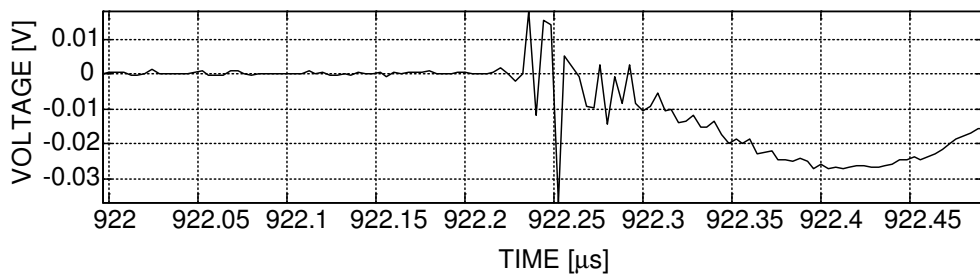
¹22GHz 帯では、Fig. 3-1(a) の受信系の構成に示すように、BPF が含まれていないが、簡単のため RF 帯を Equation (4-3) のように表すことにする。



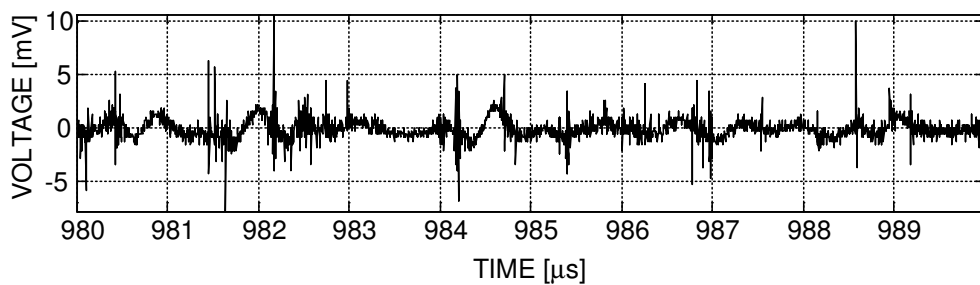
(a) 全体波形



(b) 典型的な波形



(c) 数十 MHz 帯に相当する振動をもつ波形



(d) 抽出時間内に様々な周波数成分の波を持つ波形

Fig. 4-8: 1MHz 帯の第 29 回目の実験波形. 標的 Al 表皮 Al ハニカム. 衝突速度 4.9km/s. 衝突時刻 51.7 μ s. 飛翔体ナイロン.

しを以下のように理想化する。

$$H(f) = \begin{cases} 1 & (fc - \frac{B}{2} \leq f \leq fc + \frac{B}{2}) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (4-3)$$

このとき、BPF の出力電圧波形 $v_{BPF}(t)$ は以下のように表される。

$$\begin{aligned} v_{BPF}(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} d\omega E(\omega) H(\omega) e^{j\omega t} = \int_{\omega_c - \pi B}^{\omega_c + \pi B} d\omega e^{j\omega t} = \frac{1}{jt} [e^{j\omega t}]_{\omega_c - \pi B}^{\omega_c + \pi B} \\ &= \frac{1}{jt} e^{j\omega_c t} (e^{j\pi B t} - e^{-j\pi B t}) = 2B e^{j\omega_c t} \frac{\sin \pi B t}{Bt} \end{aligned} \quad (4-4)$$

また、複素数であるため、観測に対応させるために実部を取る。

$$v_o(t) = \Re[v_{BPF}(t)] = 2B \cos \omega_c t \cdot \frac{\sin \pi B t}{Bt} \quad (4-5)$$

よって、中心周波数の振動 $\cos \omega_c t$ に、包絡線 $e(t) = \sin(\pi B t)/Bt$ がかけられたような波形になっていることが分かる。これを、振幅変調のような波形と呼ぶことにする。また、包絡線 $e(t)$ は、 $Bt_n = n$ のとき、 $e(t = t_n) = 0$ となる。ただし、 $n = \pm 1, \pm 2, \dots$ である。また、 $n = 0$ が $e(t)$ の最大値を表す。ここで、 $n = \pm 1$ のときの 2 つの幅を、目安として、パルス幅 T_p と考えることができる。このとき、パルス幅は以下のように、帯域幅 B を用いて記述することができる。

$$T_p = t_{+1} - t_{-1} = \frac{2}{B} \quad (4-6)$$

要するに、帯域幅 B の逆数によって、大まかなパルス幅が決まる。また、中心周波数 f_c は、RF 帯の周波数 f_c^{RF} 、IF 帯の周波数 f_c^{IF} があり、2 つを含めて f_c という定数を使用する。ただし、 $f_c^{IF} = |f_c^{RF} - f_{LO}|$ である。

4.3 マイクロ波電力推定法

波形が振幅変調のような波形であることに着目して、放射されたパルスの電力推定法について検討する。以下のように連続波を用いた較正を利用して電力の推定が行われる。

ここでは、Fig. 4-6(a) に示される第 69 回目の 2GHz 帯の波形の電力推定を具体的に説明する。まず、例えば、実験結果である Fig. 4-6(b) は、第 4.2 節で述べた振幅変調のような波形である。近似的に、パルスの放射の時間中は、包絡線を一定とみなす（包絡線を矩形にする）ことによって Fig. 4-9 を得る。

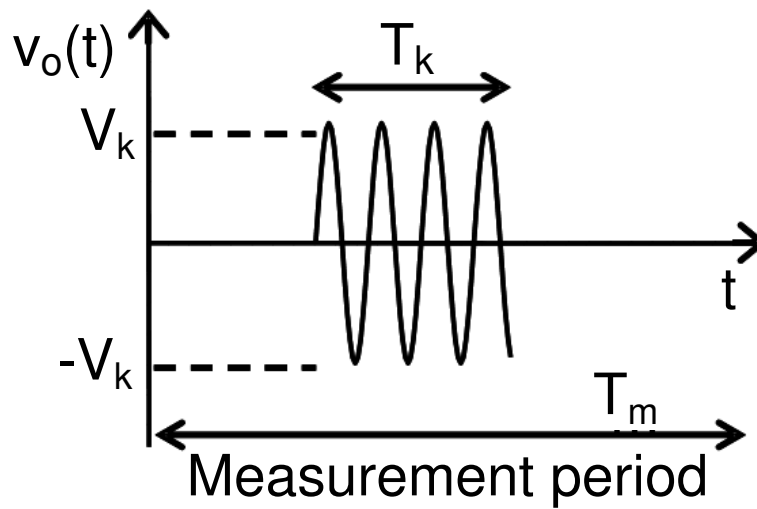


Fig. 4-9: 矩形型包絡線として近似された波形.

次に、Fig. 4-6(a) の全体波形のうち、Fig. 4-6(b) が k 番目のパルスであるとして、これに着目する。Fig. 4-9 の電圧波形の振幅 V_k を Fig. 3-7 の受信系の入出力特性に適用することによって、受信系の入力電力 P_k を得る。また、そのときのエネルギー E_k はパルスの放射時間 T_k を用いて以下のように表される。

$$E_k = P_k(V_k) \cdot T_k \quad [J] \quad (4-7)$$

次に、マイクロ波放射の観測時間 T_m の間にはパルスが N 個存在する。よって、全体波形の受信系受信電力 P_r は、Equation (4-7) を k について足し合わせ、平均を取る意味で T_m で割ることによって得られる。

$$P_r = \frac{1}{T_m} \sum_{k=1}^N P_k(V_k) \cdot T_k \quad [W] \quad (4-8)$$

最後に、単一周波数当たりの放射電力 P_e を求める。 P_e は自由空間伝搬損失 L とアンテナ利得 G_r を考慮して、フリスの伝達公式によって得られる。また、単一周波数当たりの電力を得るために帯域 B で割ることを考慮して、受信電力 P_r から P_e は以下のように求められる。

$$P_e = \frac{1}{B} \frac{L}{G_r} P_r \quad [W] \quad (4-9)$$

ただし、 $L = (4\pi r/\lambda)^2$ であり、 r は伝搬距離、 λ は中心周波数 f_c の波長である。

4.4 衝突速度依存性

放射電力の依存性を検討するに当たって、まず飛翔体の標的に対する衝突速度依存性を検討する。まず、22GHz 帯の衝突速度依存性を Fig. 4-10 に示す。これは、標的材質を Al にしたものだけを選び出し、標的の非貫通と貫通を区別している。これは物体の破壊に着目するためである。また、実験波形に放射が認められたものだけ放射電力を推定し、プロットしている。横軸は衝突速度 v であり、対数軸としている。また、縦軸は放射電力 P_e であり、これは単一周波数当たりのものである。また、対数軸なので、グラフは両対数である。グラフ上の黒丸が、非貫通時の実験波形から推定された放射電力 P_e であり、四角印は貫通時のものである。放射電力には非常に大きなばらつきがあり、例えば、非貫通時のデータの 4.5km/s 付近のときを比べると、100 倍以上もある。そのばらつきのため、グラフを両対数にし、その累乗近似をとることによって依存性を検討する。実線は、その非貫通時の累乗近似であり、その実線の傾きが両線形グラフにしたときの指数を表す。また、貫通時は破線で表されている。長方形のボックスに囲まれた式が、その累乗近似の特性を示しており、非貫通時の場合、 $y = 1E - 17x^{5.4195}$ と示されている。ただし、 y は縦軸、 x は横軸を表す。また、 $1E - 17$ は 1×10^{-17} を意味し、5.4195 は放射電力 P_e が衝突速度 v に 5.4 乗の特性を持つことを示している。まず、大まかに言えば、放射電力 P_e は衝突速度 v に従って、大きく増加するということと言える。その増加の程度が 5.4 乗である。これに対して、貫通時は-1.7 乗の特性を有し、速度の増加に伴って放射電力の低下が示され、物体の破壊の程度を表す非貫通と貫通で、大きな差があることが分かる。

さらに物体の破壊に着目するために、標的の材質を SUS304 に変更する。Table 4-1 の材質の密度の表に示されてるように、Al の一般的な密度は 2.697g/cm^3 であるが、SUS304 は 8.0g/cm^3 であるため、Al と比較して、3 倍密度が高いため、衝突による破壊が起きにくく、マイクロ波放射に何らかの特性の違いが起きるものと考ええる。その結果を Fig. 4-11 に示す。実験結果として貫通時のみの波形しか得られなかったもので、プロットも貫通のみである。Fig. 4-10 の貫通時の累乗近似と比較して、SUS304 の場合は、特性は 6.4 乗であり、まったく異なる特性が得られていることが分かる。また、放射電力について考えると、 -140dBm/Hz^2 あたりが最大値であるが、Fig. 4-10 の貫通時には、 -120dBm/Hz 近くまで放射しており、密度が低い Al の放射量が大きいことが分かる。

次に、2GHz 帯の衝突速度依存性を Fig. 4-12 に示す。これは、やはり標的を Al にしたものだけを選び出し、実験波形に放射が認められたものをプロットしている。やはりばらつきが大きく、貫通時に 4km/s から 5km/s の中の放射電力で一番大きいものと小さいものを比較すると、30dB ほどの比がある。特性は、非貫通時で 3.9 乗であり、衝突速度に大きく依存する。一方、貫通時で-4.9 乗であり、22GHz 帯と同様に速度のマイナス乗に比例

²電力はグラフ上で真値表現だが、 $P_e [\text{dBm/Hz}] = 10 \log_{10} (P_e [\text{mW/Hz}])$ によって dB 表示で表すことがある。 $1 \times 10^{-14} [\text{mW/Hz}] = -140 [\text{dBm/Hz}]$ である。

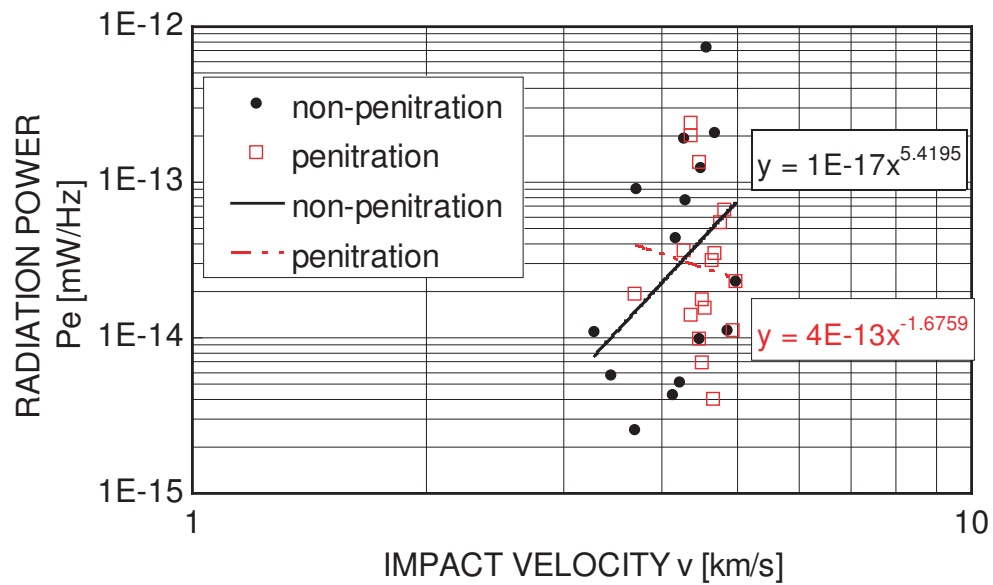


Fig. 4-10: 22GHz 帯の衝突速度依存性 (標的材質 Al). 飛翔体がナイロンのみ. 観測時間 16ms のものは含まれていない. 標的厚さは、非貫通時に 5-40mm、貫通時に 1-20mm.

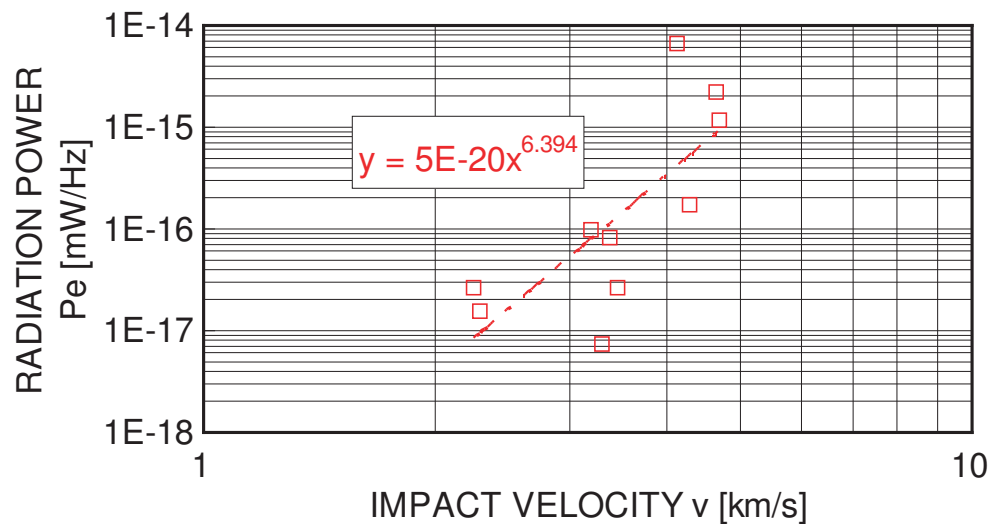


Fig. 4-11: 22GHz 帯の衝突速度依存性 (標的材質 SUS304). 標的非貫通時は放射が確認できないため、全て貫通のもの. 飛翔体はナイロンのみ. 観測時間 1ms. 標的厚さ 0.5-3mm.

していることが分かる。よって、非貫通と貫通時の区別が明確に出ている。

Fig. 4-13 は、標的として SUS304 を使用したときの 2GHz 帯の衝突速度依存性である。22GHz 帯と同様に、貫通時のみのプロットである。その特性は-1.2 乗であり、22GHz 帯の特性とは大きく異なり、ほぼ反比例の特性を表す。

次に、300MHz 帯の衝突速度依存性を Fig. 4-14 に示す。これは、先程の同様に、標的を Al にしたものだけを選び出し、実験波形に放射が認められたものをプロットしている。特性は、非貫通時で 4.8 乗であり、衝突速度に大きく依存する。一方、貫通時で-1.3 乗であり、やはりほぼ反比例していることが分かる。300MHz 帯でも、その非貫通と貫通の区別がはっきりしていることが分かる。

Fig. 4-15 は、標的として SUS304 を使用したときの 300MHz 帯の衝突速度依存性である。2GHz 帯と同様に、貫通時のみのプロットである。その特性は-0.51 乗であり、ほぼ衝突速度に対する依存性がないと考えられる。

1MHz 帯については、Fig.4-8(d) 等で示したように、1MHz 帯のパルスだけではなく、数十 MHz に相当するパルスも含まれているため、電力推定法は適用できないと考えられる。また、波形の放射が認められるデータがそもそも少ないこともあり、依存性からは除外する。

4.5 周波数特性

放射電力の周波数依存性を、標的の貫通、非貫通時に分けて、Fig. 4-16 に示す。各点は、1つの周波数帯について、4点の真値平均を示している。貫通時、非貫通時ともに、周波数が高くなるにつれて放射電力が高くなることが分かる。また、非貫通時の方が、放射電力が全体的に高いことが分かる。

Fig. 4-17 は、標的材質として SUS304 を使用した際の周波数依存性である。300MHz に比べて 2GHz の方が電力が高く、ピークを迎えた後、22GHz 帯で最低値をとる。材質 Al のときの周波数依存性である Fig. 4-16 と比較すると、Al の場合はピークが 22GHz 帯であるのに対して、SUS304 の場合は 2GHz 帯がピークであり、標的材質が周波数特性に大きく影響することがうかがえる。

4.6 標的厚さ依存性

22GHz 帯受信系の標的厚さ依存性を Fig. 4-18 に示す。その際、標的材質は Al に固定する。横軸は標的厚さであり、対数軸であるため、グラフは両対数である。このときの特性は、非貫通時に-0.59 乗、貫通時に 0.47 乗であり、ほぼ材質の厚さによらないと考えられる。

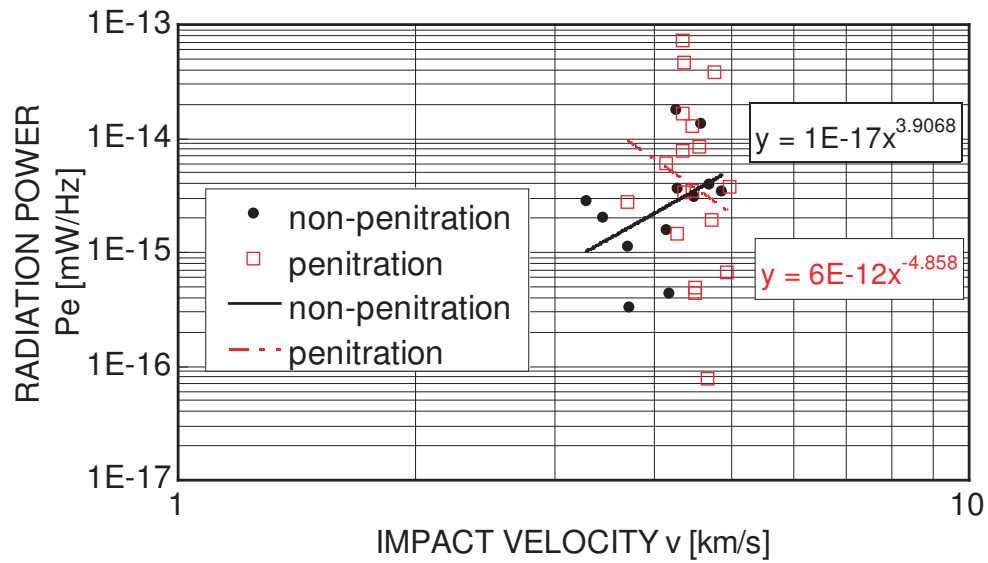


Fig. 4-12: 2GHz 帯の衝突速度依存性 (標的材質 Al). 飛翔体がナイロンのみ. 観測時間 16ms のものは含まれていない. 標的厚さは、非貫通時に 9-40mm、貫通時に 1-20mm.

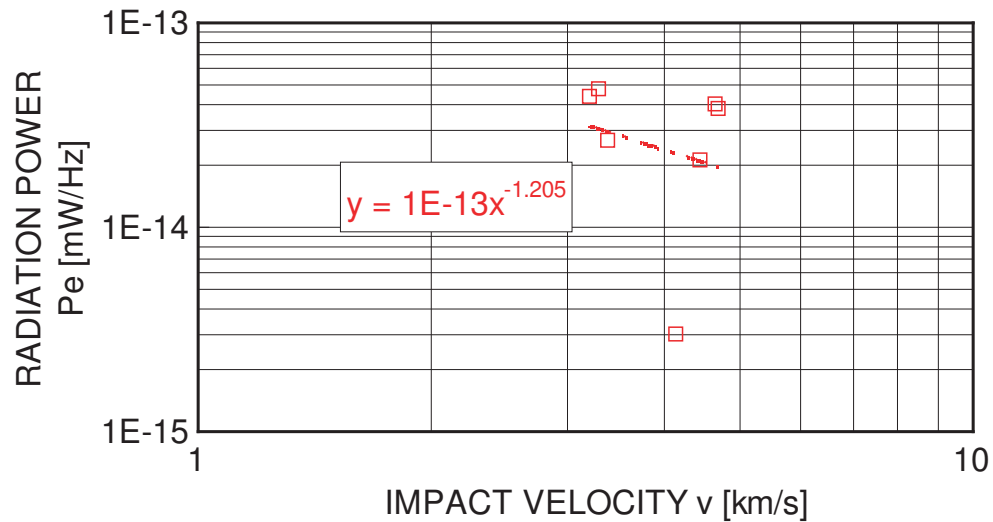


Fig. 4-13: 2GHz 帯の衝突速度依存性 (標的材質 SUS304). 標的非貫通時は放射が確認できないため、全て貫通のもの. 飛翔体はナイロンのみ. 観測時間は 1ms. 標的厚さ 0.5-3mm.

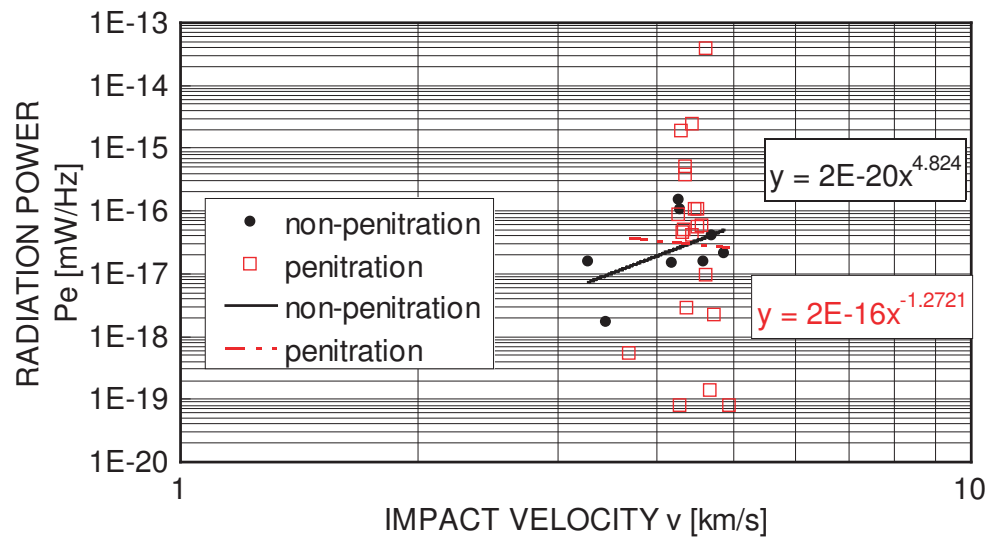


Fig. 4-14: 300MHz 帯の衝突速度依存性 (標的材質 Al). 飛翔体がナイロンのみ. 観測時間 16ms のものは含まれていない. 標的厚さは、非貫通時に 9-40mm、貫通時に 1-20mm.

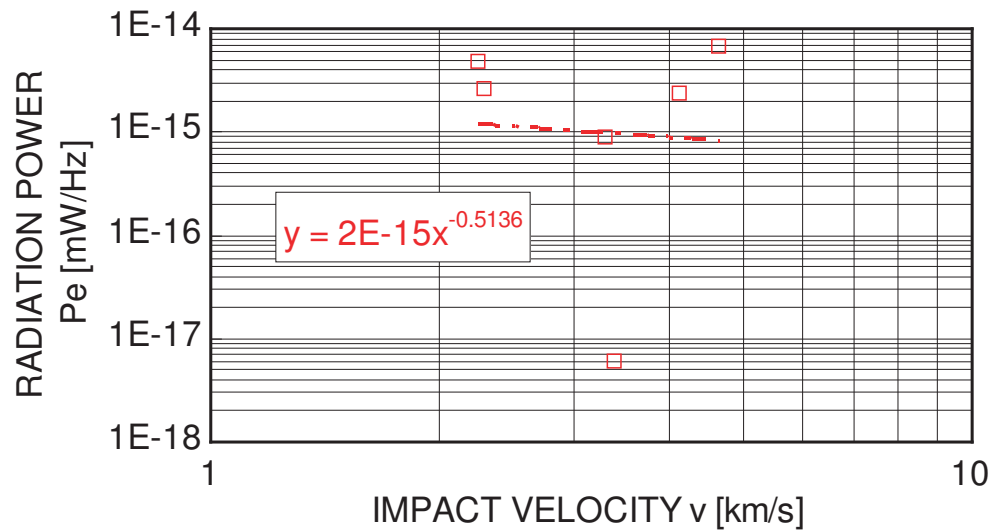


Fig. 4-15: 300MHz 帯の衝突速度依存性 (標的材質 SUS304). 標的非貫通時は放射が確認できないため、全て貫通のもの. 飛翔体はナイロンのみ. 観測時間 1ms. 標的厚さ 0.5-3mm.

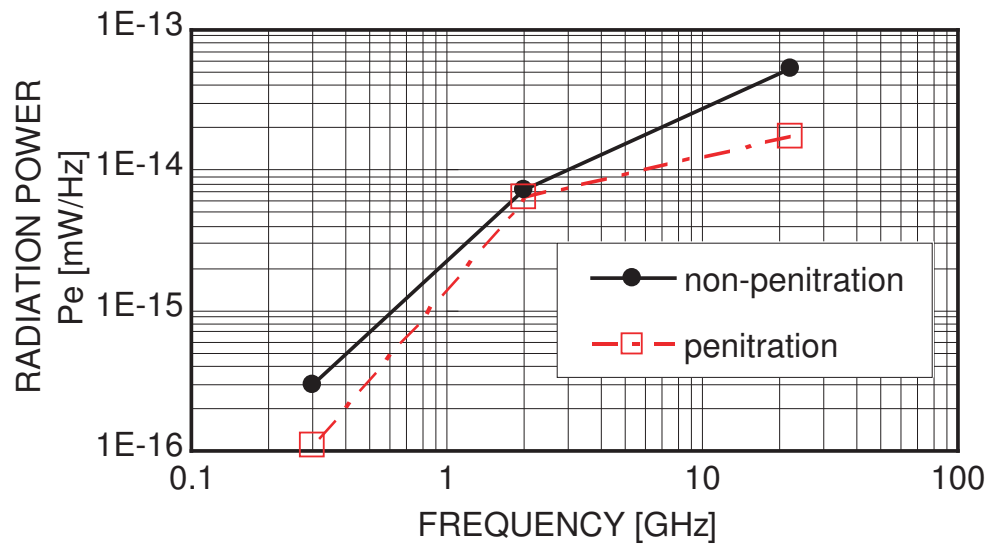


Fig. 4-16: 周波数依存性 (標的材質 Al). 全 6 点あるが、1 点に対して 4 点の真値平均である. 観測時間 1ms. 飛翔体はポリカーボネート、ナイロン、SUS を含む. 標的厚さは、非貫通時に 15mm と 40mm、貫通時に 7-20mm. 衝突速度は、非貫通時に 3.58-4.55km/s、貫通時に 4.28-4.67km/s.

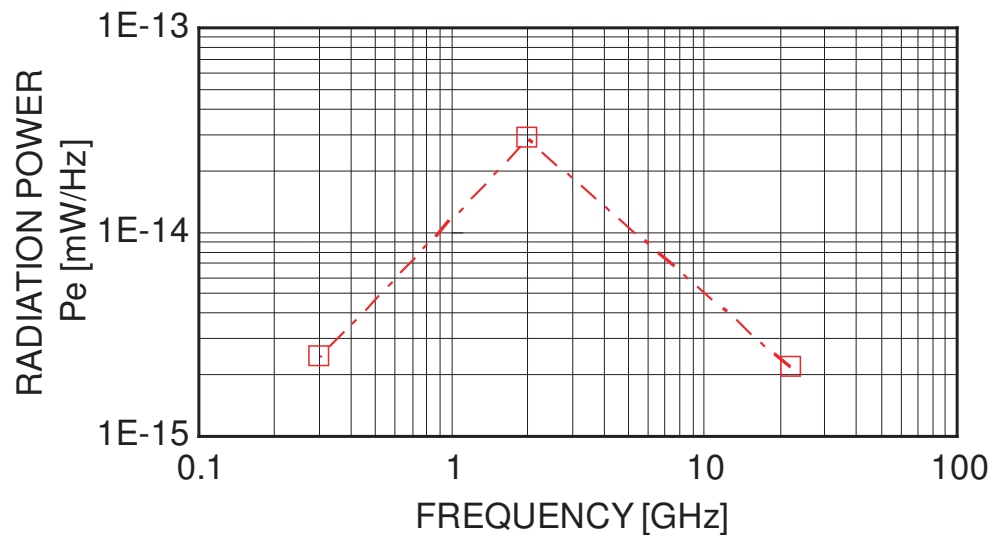


Fig. 4-17: 周波数依存性 (標的材質 SUS304). 標的非貫通時は放射が確認できないため、全て貫通のもの. 全 3 点あるが、1 点に対して 4 点の真値平均である. 観測時間 1ms. 飛翔体はナイロン. 標的厚さは 0.5-3mm. 衝突速度は 3.30-4.66km/s.

標的材質 SUS304 使用時の 22GHz 帯の標的厚さ依存性を Fig. 4-19 に示す。貫通時のみのプロットであるが、特性は 1.2 乗であり、小さな依存性が見られ、貫通時に標的厚さの増加に伴って放射電力の増加が見られる。電力量で Fig. 4-18 と Fig. 4-19 を比較すると、共通の厚さ 1mm のとき、Al は最低値でも -143dBm/Hz をもつのに対して、SUS304 は最大値でも -150dBm/Hz であり、Al の放射量のほうが大きいことが分かる。

2GHz 帯の標的厚さ依存性を Fig. 4-20 に示す。非貫通の場合、必然的に厚さが薄いデータは取り除かれる傾向にあるが、このときの特性は 0.26 乗であり、依存性がないと言える。それに対して貫通時は、厚さが厚い場合のデータは取り除かれる傾向にある。そのとき、特性は 0.79 乗である。ほぼ、依存性がない。

標的材質 SUS304 使用時の 2GHz 帯の標的厚さ依存性を Fig. 4-21 に示す。貫通時のみのプロットであり、その特性は -0.57 乗である。よって、ほぼ依存性がないと考えられる。

300MHz 帯の標的厚さ依存性を Fig. 4-22 に示す。その特性は、非貫通時に 0.31 乗であり、依存性は見られない。貫通時では、その特性は 0.37 乗であり、同様に依存性は見られない。

標的材質 SUS304 使用時の 300MHz 帯の標的厚さ依存性を Fig. 4-23 に示す。特性は -0.80 乗であり、ほぼ依存性は見られない。

22GHz、2GHz、300MHz 帯を総じて、標的材質が Al の場合、非貫通、貫通時には、ともにほぼ依存性がないと言うことができる。また、標的材質 SUS304 の場合は、2GHz、300MHz 帯でほぼ依存性は見られない。しかし、22GHz 帯では、特性が 1.2 乗であり、放射電力が厚さにほぼ比例していると考えられ、SUS304 の 22GHz 帯のみ小さな依存性が見られた。

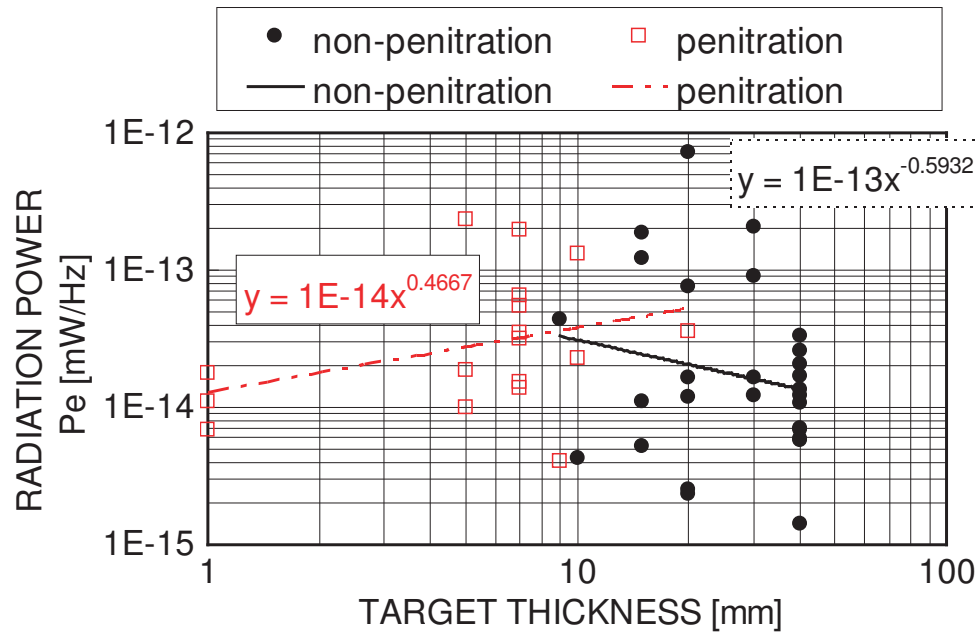


Fig. 4-18: 22GHz 帯の標的厚さ依存性 (標的材質 Al). 観測時間 1ms. 飛翔体は、非貫通時にポリカーボネート、ナイロン、銀、アルミ、SUS、貫通時にナイロンを含む. 衝突速度は、非貫通時に 2.64-4.87km/s、貫通時に 3.70-4.98km/s.

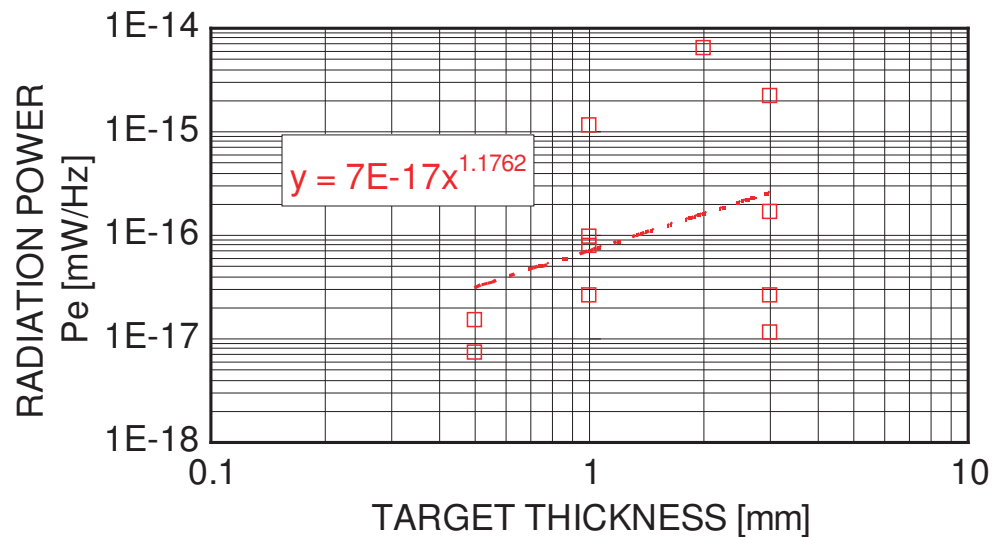


Fig. 4-19: 22GHz 帯の標的厚さ依存性 (標的材質 SUS304). 標的非貫通時は放射が確認できないため、全て貫通のもの. 観測時間 1ms. 飛翔体はナイロン. 衝突速度は 2.25-4.70km/s.

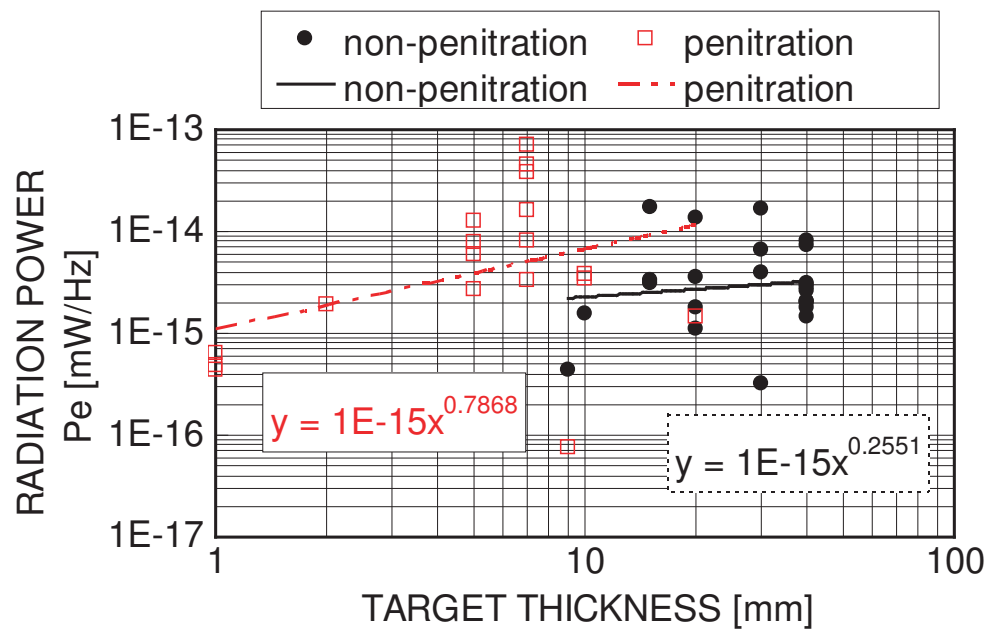


Fig. 4-20: 2GHz 帯の標的厚さ依存性 (標的材質 Al). 観測時間 1ms. 飛翔体は、非貫通時にポリカーボネート、ナイロン、銀、アルミ、SUS、貫通時にナイロンを含む. 衝突速度は、非貫通時に 2.64-4.87km/s、貫通時に 3.70-4.98km/s.

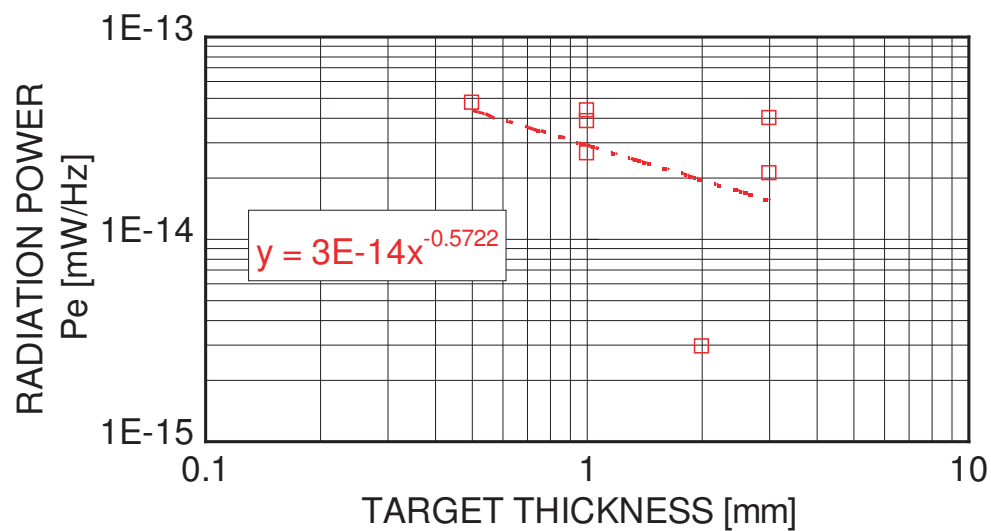


Fig. 4-21: 2GHz 帯の標的厚さ依存性 (標的材質 SUS304). 標的非貫通時は放射が確認できないため、全て貫通のもの. 観測時間 1ms. 飛翔体はナイロン. 衝突速度は 3.20-4.70km/s.

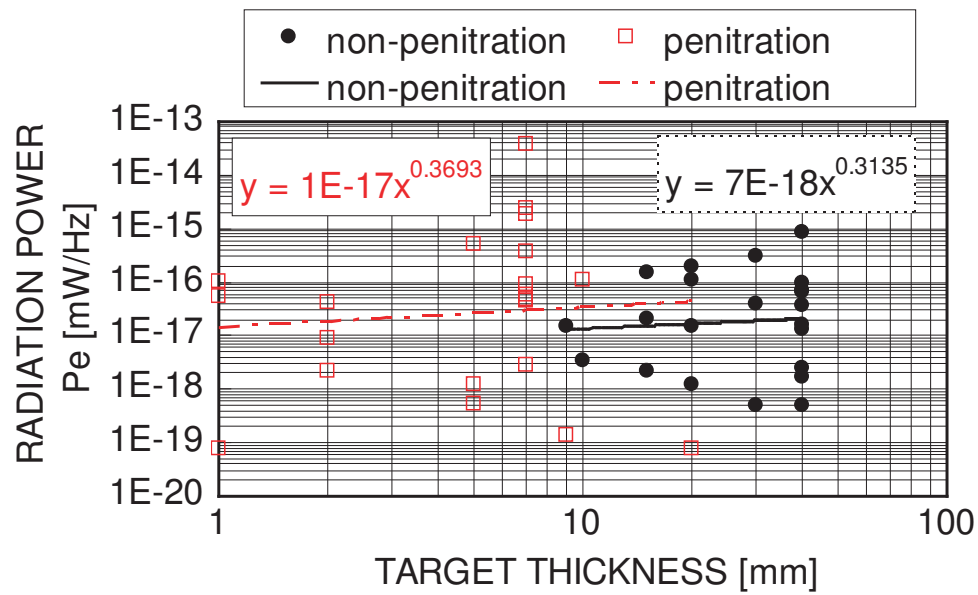


Fig. 4-22: 300MHz 帯の標的厚さ依存性 (標的材質 Al). 観測時間 1ms. 飛翔体は、非貫通時にポリカーボネート、ナイロン、銀、アルミ、SUS、貫通時にナイロンを含む. 衝突速度は、非貫通時に 2.64-4.87km/s、貫通時に 3.70-4.94km/s.

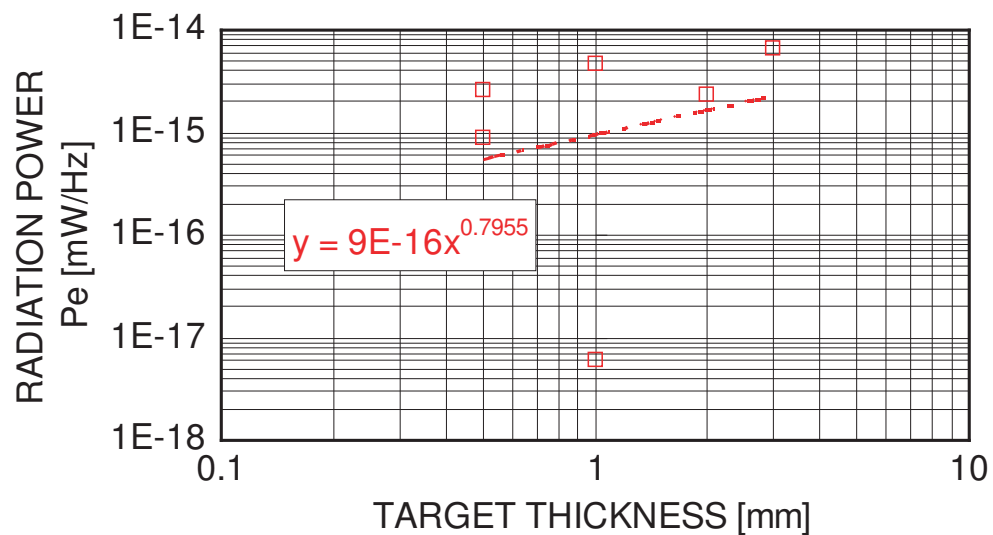


Fig. 4-23: 300MHz 帯の標的厚さ依存性 (標的材質 SUS304). 標的非貫通時は放射が確認できないため、全て貫通のもの. 観測時間 1ms. 飛翔体はナイロン. 衝突速度は 2.25-4.66km/s.

4.7 密度依存性

物体の破壊に着目し、マクロな物体の壊れにくさの指標として密度 ρ を検討する。このとき、マイクロ波放射電力の密度依存性を検討する。標的材質を変化させることによって、密度をパラメータとする。材質には Al、鉄 (SUS304)、無酸素銅 (Oxygen free copper)、6/4 黄銅 (6/4 brass) を用いる。これらの密度の値を Table 4-1 に示す。衝突速度はほぼ 4km/s に固定して実験が行われた。

Table 4-1: 材質の密度.

Material	Al	SUS304	Oxygen free copper	6/4 brass
Density [g/cm ³]	2.7	8.0	8.9	8.4

まず、Fig. 4-24 に 22GHz 帯の密度依存性を示す。放射電力 P_e は、小さいながら密度 ρ に依存し、ほぼ反比例していることが分かる。このときの特性は-1.3 乗である。標的の破壊は、速度が同程度ならば、密度が低いほど大きいということが推測される。よって、物体の破壊量の大きさが放射電力に寄与すると考えることができる。

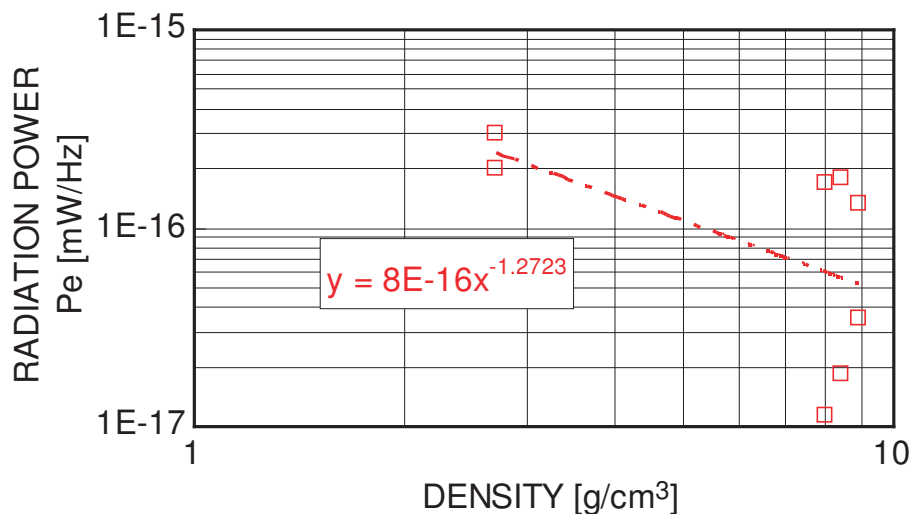


Fig. 4-24: 22GHz 帯の密度依存性. 標的材質は Al、SUS304、無酸素銅、6/4 黄銅を含む。観測時間は 1ms. 標的の貫通のみ。飛翔体はナイロン。標的厚さは 3mm. 衝突速度は 4.07-4.49km/s.

Fig. 4-25 に 2GHz 帯の密度依存性を示す。やはり、小さいながら依存性を有し、ほぼ反比例していることが分かる。このときの特性は-1.1 乗である。物体の破壊量の大きさが放射電力に寄与すると考えられる。

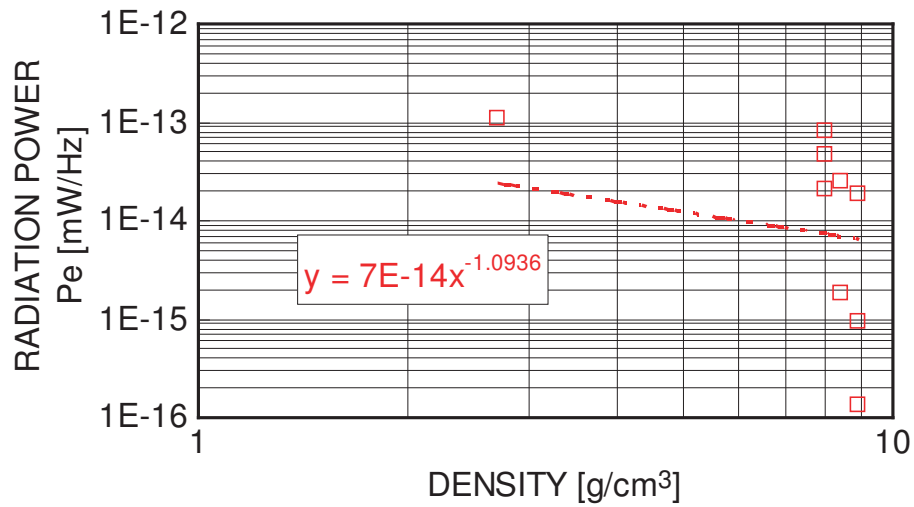


Fig. 4-25: 2GHz 帯の密度依存性. 標的材質は Al、SUS304、無酸素銅、6/4 黄銅を含む. 観測時間は 1ms. 標的の貫通のみ. 飛翔体はナイロン. 標的の厚さは 3mm. 衝突速度は 4.07-4.56km/s.

Fig. 4-26 に 300MHz 帯の密度依存性を示す。やはり、密度の増加に伴って放射電力の減少が見られる。しかし、22GHz、2GHz 帯とは異なって、特性は-5.3 乗であり、より大きく密度に依存していることが分かる。

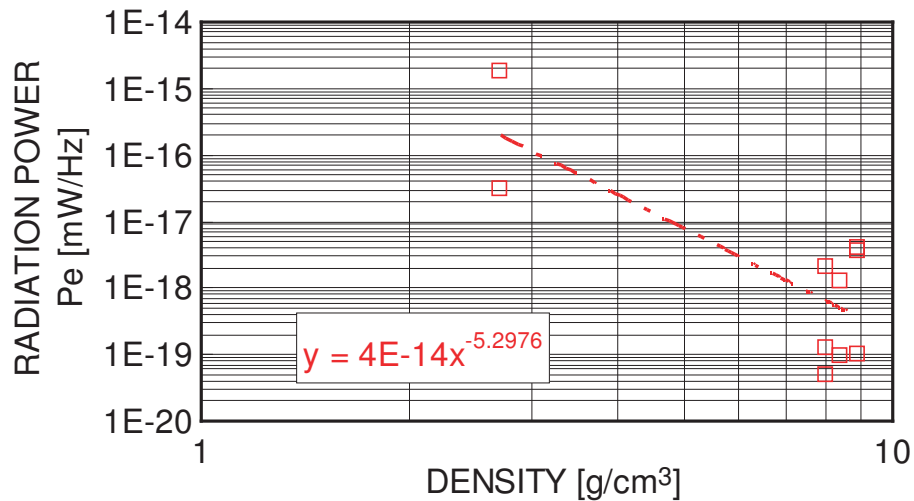


Fig. 4-26: 300MHz 帯の密度依存性. 標的材質は Al、SUS304、無酸素銅、6/4 黄銅を含む. 観測時間は 1ms. 標的の貫通のみ. 飛翔体はナイロン. 標的の厚さは 3mm. 衝突速度は 4.07-4.56km/s.

全体として、密度依存性が見られ、物体の破壊が起きにくいと考えられる、密度が高い材質の方が放射電力が少ないことが分かり、物体の破壊の量が放射電力に寄与していると考えることができる。

4.8 真空度依存性

次に、チェンバ内の気体が放射電力 P_e にどのように影響しているかを検討するため、チェンバ内の真空度依存性について議論する。

22GHz 帯の真空度依存性を Fig. 4-27 に示す。これは、先程の同様に、実験波形に放射が認められたものをプロットしている。また、標的材質は Al、CFRP 表皮 Al ハニカム、Al 表皮 Al ハニカム、太陽電池、デブリバンパー、銅、鉄を含み、様々な材質のものを同時にプロットしている。これは、材質によらず、全体的に真空度を検査するためである。標的の非貫通、貫通を区別しないこと、観測時間、飛翔体、標的厚さ、衝突速度に色々なものを含むのも同様の理由による。グラフは両対数である。累乗近似の式中の y は放射電力 P_e 、 x は真空度を表す。その特性は-0.56 乗であり、ほぼ放射電力 P_e は真空度に依存しない事が分かる。

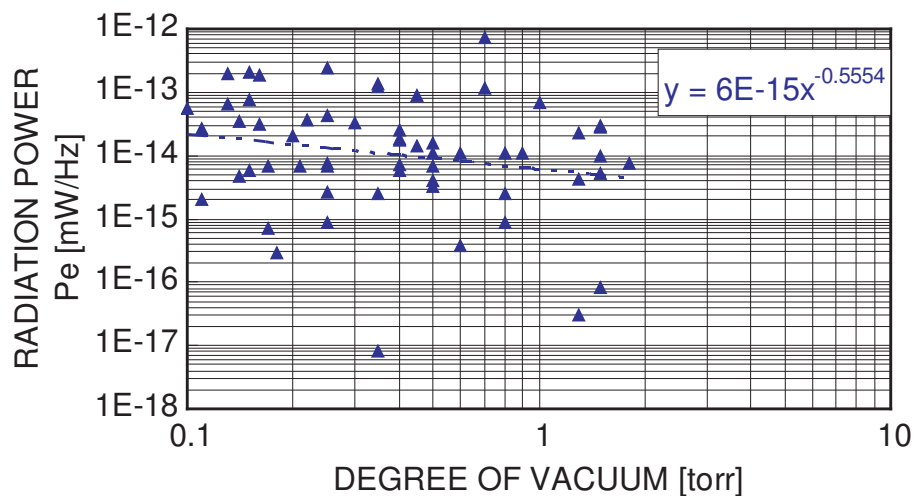


Fig. 4-27: 22GHz 帯の真空度依存性. 標的材質は Al、CFRP 表皮 Al ハニカム、Al 表皮 Al ハニカム、太陽電池、デブリバンパー、銅、鉄を含む. 観測時間は 1ms と 16ms. 標的の非貫通と貫通を含む. 飛翔体はナイロン、銀、アルミ、SUS を含む. 標的厚さは、金属の場合に 1-40mm、衝突速度は 2.64-4.98km/s.

2GHz 帯の真空度依存性を Fig. 4-28 に示す。22GHz 帯と同様に、様々な実験条件のものを全体的にプロットしている。やはり特性は 0.45 乗であり、ほぼ真空度への依存性は無

いと考えられる。

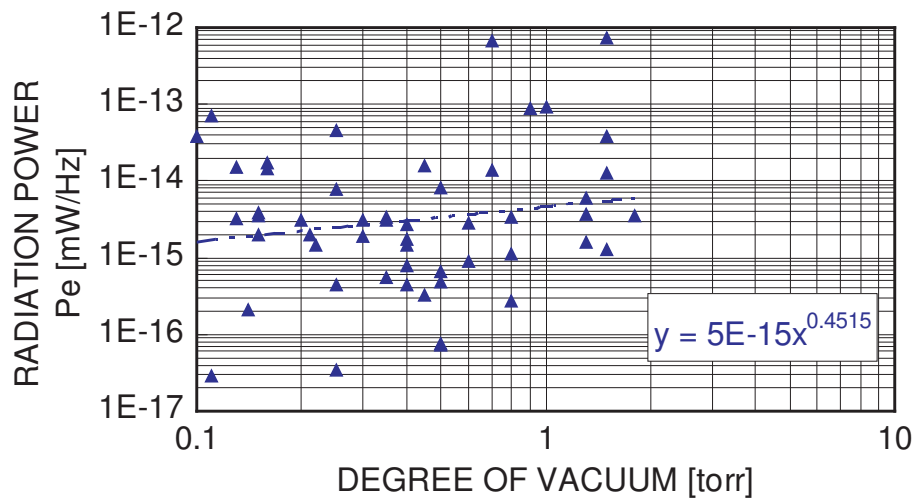


Fig. 4-28: 2GHz 帯の真空度依存性. 標的材質は Al、CFRP 表皮 Al ハニカム、Al 表皮 Al ハニカム、太陽電池、デブリバンパー、銅、鉄を含む. 観測時間 1ms と 16ms. 標的の非貫通と貫通を含む. 飛翔体はナイロン、銀、アルミ、SUS を含む. 標的厚さは、金属の場合 1-40mm. 衝突速度 2.64-4.98km/s.

300MHz 帯の真空度依存性を Fig. 4-29 に示す。22GHz 帯と同様に、様々な実験条件のものを全体的にプロットしている。やはり特性は 0.43 乗と低く、真空度に対する依存性はほぼ見られない。

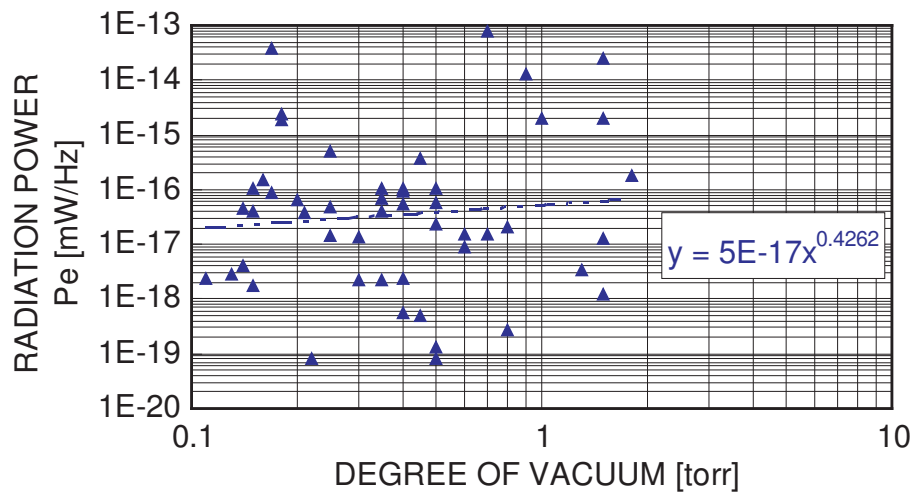


Fig. 4-29: 300MHz 帯の真空度依存性. 標的材質は Al、CFRP 表皮 Al ハニカム、Al 表皮 Al ハニカム、太陽電池、デブリバンパー、銅、鉄を含む. 観測時間 1ms. 標的の非貫通と貫通を含む. 飛翔体はナイロン、銀、アルミ、SUS を含む. 標的の厚さは、金属の場合 1-40mm. 衝突速度 2.64-4.94km/s.

総じて、チェンバ内の真空度は、放射電力に対してほぼ影響しないということが言える。これから、マイクロ波放射は、物体の破壊によって起きることも裏付けられる。

4.9 放射遅延

各周波数帯のマイクロ波放射には、放射遅延がある。衝突時刻 T_{impact} から、確認できる最初のパルス時刻 T_{first} の時間差を放射遅延 T_{delay} と定義する。このとき、各周波数帯の放射遅延 T_{delay} の違いを検討する。Fig. 4-30 にそのヒストグラムを示す。横軸は放射遅延であり、ヒストグラムの幅は $100\mu s$ である。 $50\mu s$, $150\mu s$, $\dots$, $850\mu s$ に点があり、それぞれ $0-100\mu s$, $100-200\mu s$, $\dots$, $800-900\mu s$ に含まれる数を表す。また、例外として $950\mu s$ の点は、 $100\mu s$ 間ではなく、 $1000\mu s$ 間の観測時間から衝突時刻を引いた時刻の端数分の数である。大概、ヒストグラムでは縦軸はその幅に含まれる数を表すが、ここでは、各周波数帯のデータの個数で割った割合で表している。データの個数は、22GHz 帯で 60 点、2GHz 帯で 54 点、300MHz 帯で 43 点である。

22GHz 帯では、 $0-100\mu s$ の間の割合が最も多く、他の点では割合が少ない。そのため、マイクロ波放射が衝突直後から始まる傾向にあることが分かる。また、2GHz 帯では、22GHz 帯と比較して、 $0-100\mu s$ 間の割合が若干少ないが、ほぼ同程度の傾向を有していることが分かる。一方、300MHz 帯では、 $0-100\mu s$ の割合が一番多いものの、 $400-500\mu s$ 程度まで放射の始まりがあり、周波数帯によってマイクロ波放射の時間遅延が異なることが分かる。

経験的な観測波形の検査によっても、低い周波数ほど遅くマイクロ波放射が起きていると考えられている。

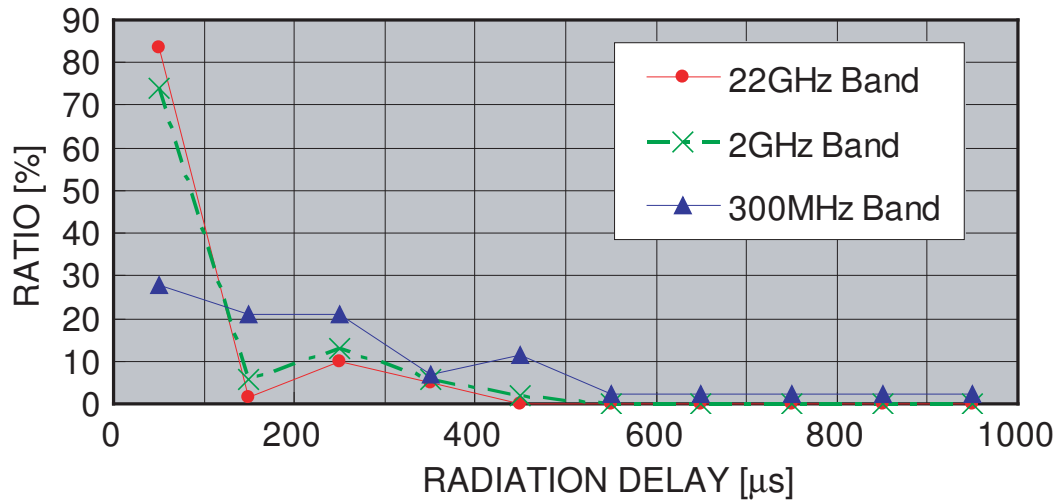


Fig. 4-30: 各周波数帯の放射遅延. ヒストグラムの幅は $100\mu\text{s}$. 各周波数帯の実験データの数、22GHz 帯で 60 点、2GHz 帯で 54 点、300MHz 帯で 43 点.

4.10 放射継続時間

4.10.1 目的

これまでに、4つの周波数帯において、衝突直後から約 1ms 間のマイクロ波放射が確認されている。しかし、衝突によるマイクロ波放射の継続時間を明らかにすることは、次の理由から必要である。一つは、発生メカニズムを明らかにするためである。もう一つは、宇宙機への衝突を監視するためのシステムパラメータを得るためである。本節では、マイクロ波放射の継続時間を調べるという目的で従来の 10 倍以上である 16ms 間の観測を行う。

4.10.2 実験結果

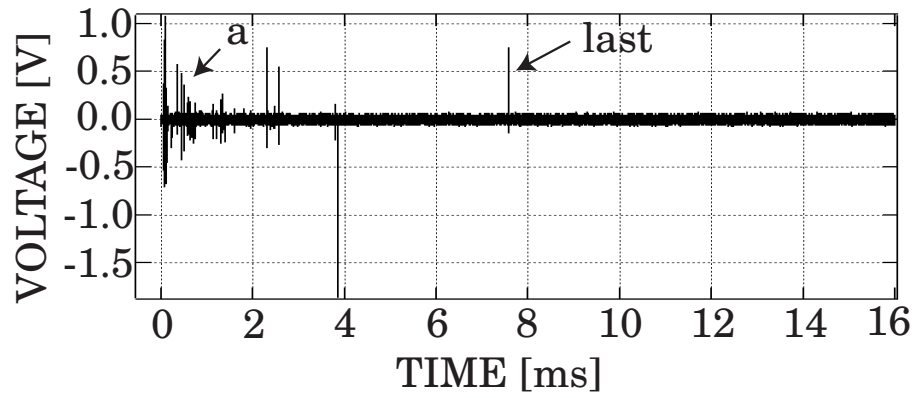
放射継続時間についての実験は、サンプリング周波数を 4GHz から 1GHz に落とし、同時観測のチャンネル数を 4ch から 1ch に減らすことによって、観測時間を 1ms から 16ms に上げて行われる。よって、各周波数帯の同時観測は行うことができない。標的に厚さ 7mm の Al が用いられ、衝突速度は 4km/s 程度で固定する。この際、22GHz、2GHz、300MHz 帯それぞれ 2 回ずつ実験が行われる。また、Table 3-1 の受信系の周波数特性とは異なり、22GHz、2GHz 帯のローカル周波数は 22.3GHz、1800MHz である。

22GHz 帯の 1 回目の実験結果を Fig. 4-31 に示す。第 88 回目の実験 (衝突速度 4.35km/s、衝突時刻 59.3 μ s、観測時間 16ms、サンプリング周波数 1GHz、標的厚さ 7mm の Al) である。Fig. 4-31(a) が全体波形であり、多数の極短パルスから構成される。放射は、パルスの強度と数という点で衝突直後に集中していることが分かる。ただし、例外的に 3.9ms の当たりに強い強度のパルスが放射していることが分かる。Fig. 4-31(b) に、Fig. 4-31(a) におけるパルス a の拡大波形を示す。パルスが包絡線と中心周波数の振動からなっているとみなすと、包絡線の幅は 7ns、中心周波数の振動の周期は 2ns 程度である。パルスによって包絡線の幅は数 ns から数十 ns に渡る。中心周波数の振動周波数は 500MHz に対応するが、サンプリング周波数は 1GHz であるため、一周期に対して 2 点程度サンプリングしていることになり、放射自体を捕らえるには十分であるといえる。一方、Fig. 4-31(c) に示すように、衝突時刻以前から得られる波形は熱雑音のものである。パルスと雑音の性質から、包絡線の極大値が雑音の最大値を越えているとき、パルスの放射を確認することができる。矢印 (last) で印の付けられているパルスを最後の放射とみなす。このとき、最後の放射時刻は $T_{last} = 7590.3 \mu\text{s}$ である。

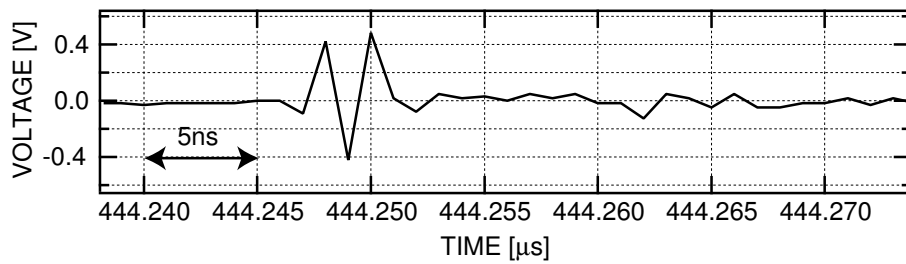
次に、22GHz 帯の 2 回目の実験結果について説明する。第 89 回目の実験 (衝突速度 4.85km/s、衝突時刻 53.2 μ s、観測時間 16ms、サンプリング周波数 1GHz、標的厚さ 7mm の Al) である。1 回目の実験と同様に衝突直後にパルスが集中しており、拡大波形もパルスの形状、幅という点でほぼ同様である。最後の放射時刻は、同様にして、 $T_{last} = 7922.9 \mu\text{s}$ である。

2GHz 帯の 1 回目の実験結果を Fig. 4-32 に示す。第 90 回目の実験 (衝突速度 4.82km/s、衝突時刻 53.3 μ s、観測時間 16ms、サンプリング周波数 1GHz、標的厚さ 7mm の Al) である。Fig. 4-32(a) が全体波形である。また、Fig. 4-32(b) に、Fig. 4-32(a) におけるパルス a の拡大波形を示す。包絡線の幅は 16ns、中心周波数の振動は 6ns 程度である。また、衝突時刻以前から得られる雑音を Fig. 4-32(c) に示す。干渉雑音として連続波が見られる。その周期は 5ns (200MHz に相当) であり、信号の中心周波数の振動とほぼ同等の周期であることが分かる。これは、Mixer に対する LO 周波数がこのとき 1800MHz であり、その信号がそのまま出力側に出ていると考えられる。サンプリング周波数が 1GHz であることを考えると、今回のようなデジタルサンプリング方式では 1800MHz は 1GHz を中心として、1GHz を超えた場合、周波数が折り返して下がると考えられるので、200MHz を出力していると考えられるからである。中心周波数の振動の周期は一定であるが、振幅がほぼ一定であるため、パルスの包絡線の極大値が連続波の最大値を超えているときにパルスの放射を確認できる。ただし、熱雑音が埋もれるほどの強度の連続波を絶えず出力してしまっているため、弱い強度の信号は雑音に埋もれ、継続時間が短く見積もられることが予測される。このとき、最後の放射時刻は $T_{last} = 7972.9 \mu\text{s}$ である。

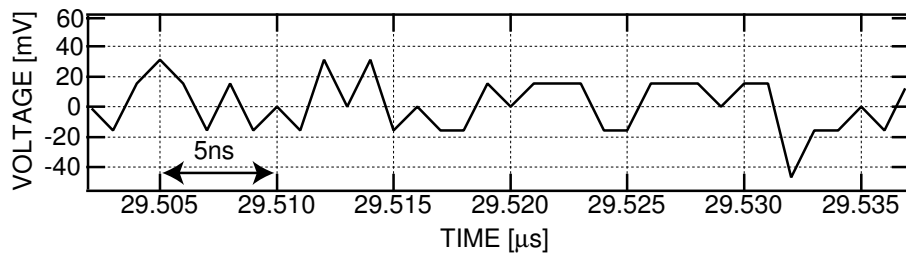
2GHz 帯の 2 回目の実験結果について説明する。第 91 回目の実験 (衝突速度 4.65km/s、



(a) 全体波形

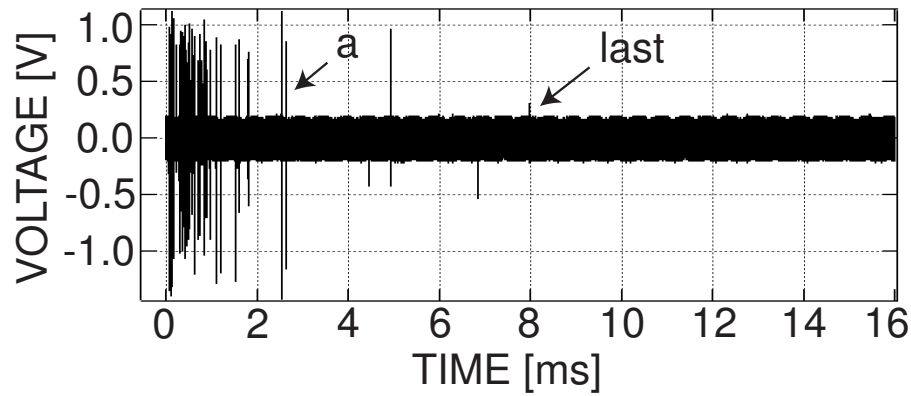


(b) パルス a の拡大波形

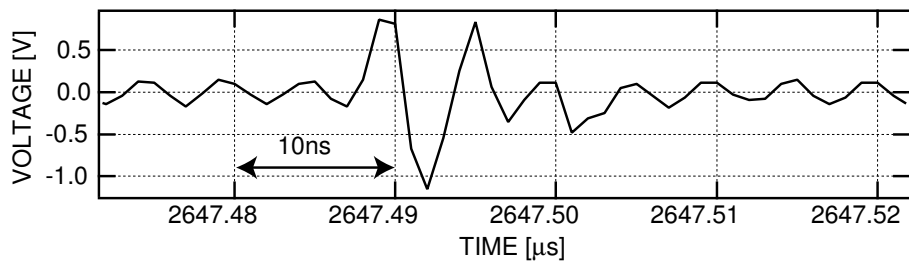


(c) 衝突前の雑音波形

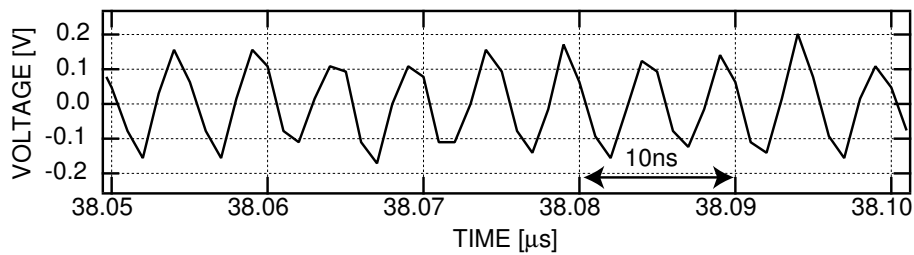
Fig. 4-31: 22GHz 帯の 1 回目の放射継続時間の実験結果. 第 88 回目の実験 (衝突速度 4.35km/s、衝突時刻 $59.3\mu\text{s}$ 、観測時間 16ms、サンプリング周波数 1GHz、標的厚さ 7mm の Al).



(a) 全体波形



(b) パルス a の拡大波形



(c) 衝突前の雑音波形

Fig. 4-32: 2GHz 帯の 1 回目の放射継続時間の実験結果. 第 90 回目の実験 (衝突速度 4.82km/s、衝突時刻 $53.3\mu\text{s}$ 、観測時間 16ms、サンプリング周波数 1GHz、標的厚さ 7mm の Al).

衝突時刻 $55.7\mu\text{s}$ 、観測時間 16ms 、サンプリング周波数 1GHz 、標的厚さ 7mm の Al) である。1 回目の実験と同様に衝突直後にパルスが集中しており、拡大波形もパルスの形状、幅という点ではほぼ同様である。最後の放射時刻は $T_{last} = 5024.4\mu\text{s}$ であり、1 回目比べて短いことが分かる。

300MHz 帯の 1 回目の実験結果を Fig. 4-33 に示す。第 92 回目の実験 (衝突速度 4.77km/s 、衝突時刻 $54.5\mu\text{s}$ 、観測時間 16ms 、サンプリング周波数 1GHz 、標的厚さ 7mm の Al) である。全体波形は Fig. 4-33(a) に示されている。極短パルスの他に b、c、d のような、 0.5ms 程度の幅を持つ波形も見られる。Fig. 4-33(b) に、Fig. 4-33(a) におけるパルス a の拡大波形を示す。包絡線の幅は 200ns 程度、中心周波数の振動の周期は 3.3ns である。一方、Fig. 4-33(c) に示すように、衝突時刻以前から得られる雑音は熱雑音のものであるが、その周期は 3.3ns であり、受信系の中心周波数とほぼ一致する。パルスの中心周波数の振動と雑音の周期は一致しているので区別はつかないがやはり信号の包絡線によって区別できる。よって、 22GHz 帯と同様にその熱雑音の最大振幅値を超えたとき、放射を確認できる。また、雑音のみを 16ms 間観察した波形を Fig. 4-33(d) に示す。雑音のみの波形にも Fig. 4-33(a) における波形 b,c,d と同様な 0.5ms 程度の幅の波形が見られる。よって、この波形は雑音であることが分かる。これは、広範囲なスペクトルを持ち、ランダムな位相をもつ雑音を受信した後、受信系の中の BPF で鋭く帯域制限していることに因ると考えられる。これは、継続時間を調べる際に含まれないようにする。このとき、最後の放射時刻は $T_{last} = 8779.0\mu\text{s}$ である。

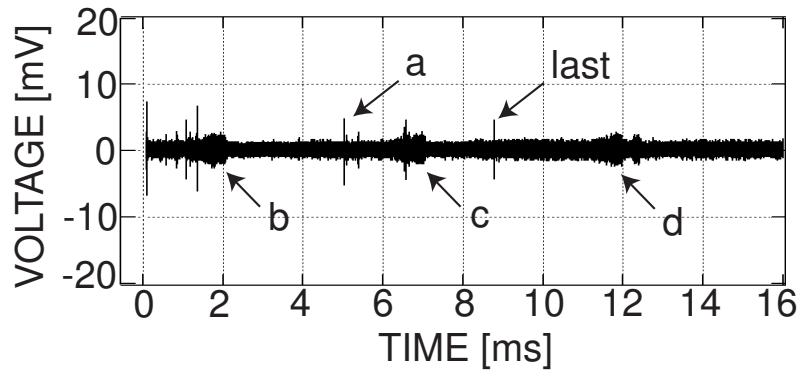
300MHz 帯の 2 回目の実験結果について説明する。第 93 回目の実験 (衝突速度 4.68km/s 、衝突時刻 $55.6\mu\text{s}$ 、観測時間 16ms 、サンプリング周波数 1GHz 、標的厚さ 7mm の Al) である。1 回目と同様に極短パルスが見られ、 0.5ms 程度の幅の波形も見られる。最後の放射時刻は、同様にして、 $T_{last} = 8339.4\mu\text{s}$ である。

4.10.3 マイクロ波放射継続時間

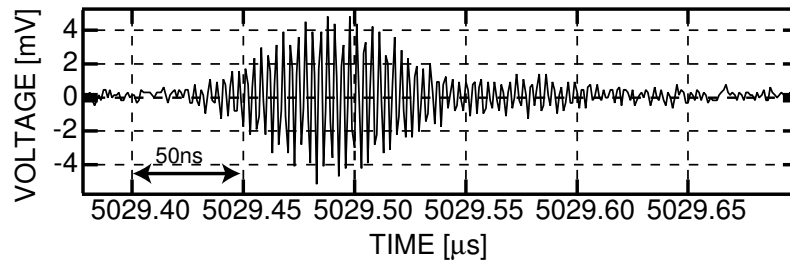
以上で、結果と雑音に対する検討を踏まえて、最後の放射時刻 T_{last} を求めた。最後のパルスの放射時刻 T_{last} から衝突時刻 T_{impact} を差し引いた時間を放射継続時間 $T_{duration}$ と定義する。すなわち、以下のように表される。

$$T_{duration} = T_{last} - T_{impact} \quad (4-10)$$

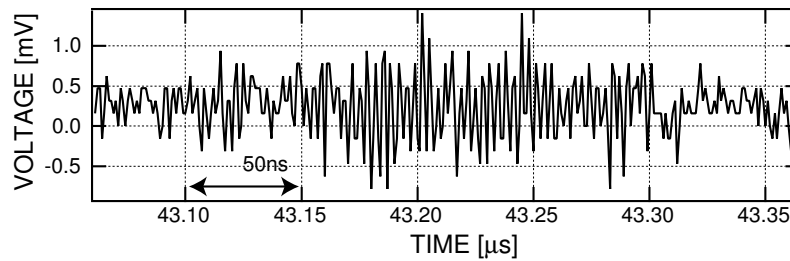
全 6 回の実験結果による放射継続時間が Table 4-2 に示されている。平均継続時間として、 22GHz 帯は $7700.4\mu\text{s}$ 、 2GHz 帯は $6444.2\mu\text{s}$ 、 300MHz 帯は $8504.2\mu\text{s}$ である。その平均継続時間は 7.5ms である。



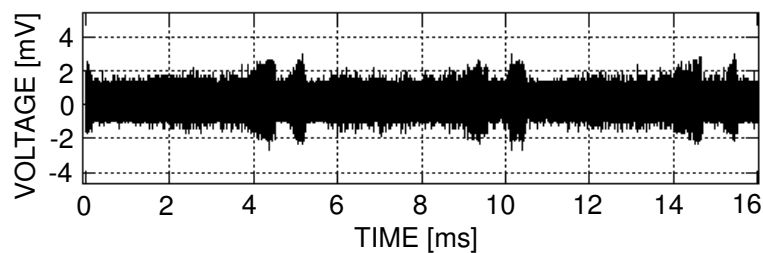
(a) 全体波形



(b) パルス a の拡大波形



(c) 衝突前の雑音波形



(d) 雑音のみを 16ms 間取得した波形

Fig. 4-33: 300MHz 帯の 1 回目の放射継続時間の実験結果. 第 92 回目の実験 (衝突速度 4.77km/s、衝突時刻 $54.5\mu\text{s}$ 、観測時間 16ms、サンプリング周波数 1GHz、標的厚さ 7mm の Al).

Table 4-2: 放射の継続時間.

周波数帯 [GHz]	速度 [km/s]	衝突 [μ s]	最後の放射 [μ s]	放射継続 [μ s]
22	4.35	59.3	7590.3	7531.0
	4.85	53.2	7922.9	7869.7
2	4.82	53.3	7972.9	7919.6
	4.65	55.7	5024.4	4968.7
0.3	4.77	54.5	8779.0	8724.5
	4.68	55.6	8339.4	8283.8

22GHz と 300MHz 帯の継続時間はほぼ同じであるが、2GHz 帯のみ 2 つの 75 % 程度の継続時間であることが分かる。これは、2GHz 帯の雑音のみ Mixer のローカル信号である連続波が出力しており、熱雑音の電力を超えているからと推測できる。よって、連続波がない場合は 22GHz と 300MHz 帯の継続時間とほぼ同等になるのではないかと考えられる。

継続時間の衝突速度に対する依存性を Fig. 4-34 に示す。3 つの周波数帯ともに衝突速度の増加に伴って継続時間が増す。物体の破壊の激しさが、マイクロ波放射をより刺激し、放射をより長く持続させているのではないかと考えられる。

マイクロ波放射メカニズムは上記の放射継続を含むものでなければならないことが分かる。

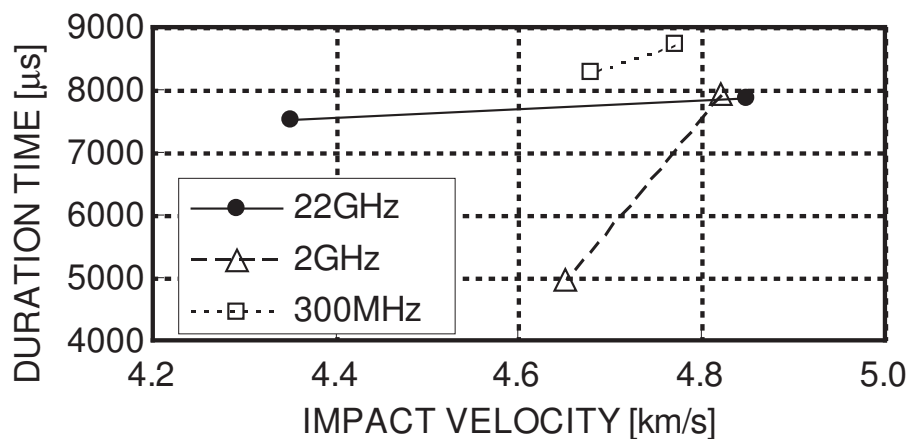


Fig. 4-34: 継続時間の衝突速度に対する依存性.

第5章 波形解析

5.1 マイクロクラックモデル

本第5章では、受信系で受信される出力波形を2通りの方法で解析する。本第5.1節では、その土台であるマイクロクラックモデルについて説明する。

マイクロクラックモデルは、超高速衝突に伴うマイクロ波放射のメカニズムをモデル化したものであり、標的の破壊と微小ダイポールからの電磁波放射を結びつけたものである。まず、Fig. 5-1(a) に示すように、物体が超高速で衝突したときに標的の破壊が起き、多数の裂け目が形成されると考える。その裂け目は、 μm のオーダーであると考えられることから、マイクロクラックと呼ばれる。次に、Fig. 5-1(b) はその1つを拡大したものであり、そのクラック間で何らかの原因で火花放電が起こり、その火花放電電流によって電磁波が発生すると考える。このとき、Fig. 5-1(c) に示すように、微小電気ダイポールモデルとして定式化することを考える [30]。

ダイポールモデルによって、マイクロクラックの形成される地点に対する、遠方放射電界 $\vec{E}$ は以下のように計算される [31]。

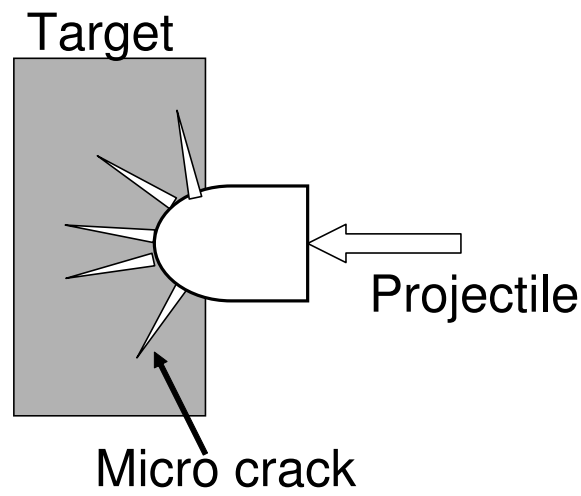
$$\vec{E}(r, \theta) = (E_r(r, \theta), E_\theta(r, \theta), E_\phi(r, \theta)) \quad (5-1)$$

$$E_r(r, \theta) = \frac{k^2 I_e \ell e^{-jkr}}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \left[\frac{1}{(kr)^2} - j \frac{1}{(kr)^3} \right] \cos \theta \cong 0 \quad (5-2)$$

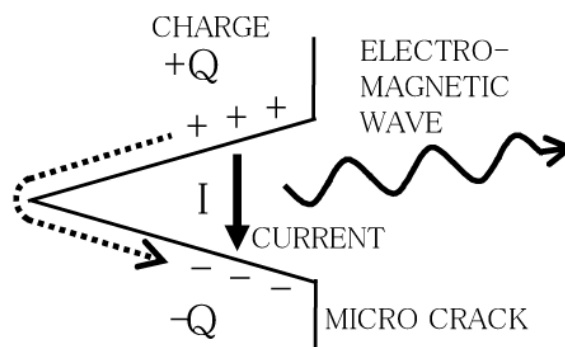
$$E_\theta(r, \theta) = \frac{k^2 I_e \ell e^{-jkr}}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \left[j \frac{1}{kr} + \frac{1}{(kr)^2} - j \frac{1}{(kr)^3} \right] \sin \theta \cong j A(r, \theta) \frac{I_e}{\omega} k^2 e^{-jkr} \quad (5-3)$$

$$E_\phi(r, \theta) = 0 \quad (5-4)$$

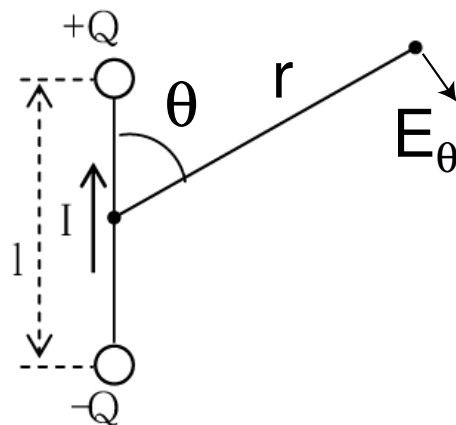
ただし、 E_r , E_θ , E_ϕ はそれぞれ極座標で考える際の r, θ, ϕ 方向の電界成分である。この式は、電磁波の波長 λ がマイクロクラック幅 ℓ より十分大きい範囲で成り立つ。また、 $kr \gg 1$ として近似しており、結果として $\vec{E} = (0, E_\theta, 0)$ となるので、伝搬方向と垂直な成分の電界 E_θ についてのみ議論を進める。 r は電磁波の伝搬距離、 θ はダイポールのモーメントとなす角度、 ϕ はダイポールのモーメントに垂直な平面での回転角、 k は電磁波の波数、 ℓ はマイクロクラック幅、 j は虚数単位、 μ_0 は真空の透磁率、 ε_0 は真空の誘電率、 $\omega = kc$ は電磁波の角周波数であり、 c は真空中の高速である。また、 I_e は単一周波数の電流の実効



(a) マイクロクラックの発生



(b) クラック間の火花放電電流



(c) 微小電気ダイポールによる等価モデル

Fig. 5-1: マイクロクラック間を流れる火花放電電流によるマイクロ波放射モデル.

値であり、以下のような関係がある。

$$I_e = \frac{I(\omega)}{\sqrt{2}} \quad (5-5)$$

ただし、 $I(\omega)$ は火花放電電流の周波数スペクトルであり、また、 $A(r, \theta)$ は以下のように定義され、実験条件で決められる定数である。

$$A(r, \theta) \equiv \frac{\ell \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (5-6)$$

ここで、 $\vec{E}$ のほかの成分は0なので、Equation (5-3) の E_θ について考える。Equation (5-5) を Equation (5-3) に代入することによって、単一周波数に対する遠方放射電界 $E_\theta(\omega, r, \theta)$ を得る。

$$E_\theta(\omega, r, \theta) = E_\theta(r, \theta)|_{I_e=I(\omega)/\sqrt{2}} = jA(r, \theta) \frac{I(\omega)}{\sqrt{2}} \frac{k^2}{\omega} e^{-jkr} \quad (5-7)$$

また、火花放電電流 $i(t)$ は以下のように表される [32] [33]。

$$i(t) = \frac{3\sqrt{3}}{2\tau} \cdot \frac{\exp(3\sqrt{3}t/\tau)}{[1 + \exp(3\sqrt{3}t/\tau)]^{1.5}} \quad (5-8)$$

ここで、 $\tau = 2ns$ は公称継続時間、 $\int_{-\infty}^{\infty} i(t)dt = 1$ である。この火花放電電流を Fig. 5-2 に示す。ほぼ、ガウス関数のような形状であるが、左右非対称であることが分かる。次に、放射電界 $E_\theta(\omega)$ が伝搬し、アンテナで受信される。その際、アンテナ受信電圧スペクトル $V_i(\omega)$ は以下のように計算される [29]。

$$V_i(\omega) = \gamma E_\theta(\omega) = jA_0\omega I(\omega) \quad (5-9)$$

ただし、 γ は電界とアンテナ受信電圧との変換係数である。また伝搬遅延は無視している。また、 A_0 は以下のように定義され、実験条件で決まる定数をまとめたものである。

$$A_0 \equiv \frac{\gamma}{\sqrt{2}c^2} A(r = R, \theta = \theta_0) \quad (5-10)$$

R と θ_0 はそれぞれ実験条件によって決まる距離と角度である。

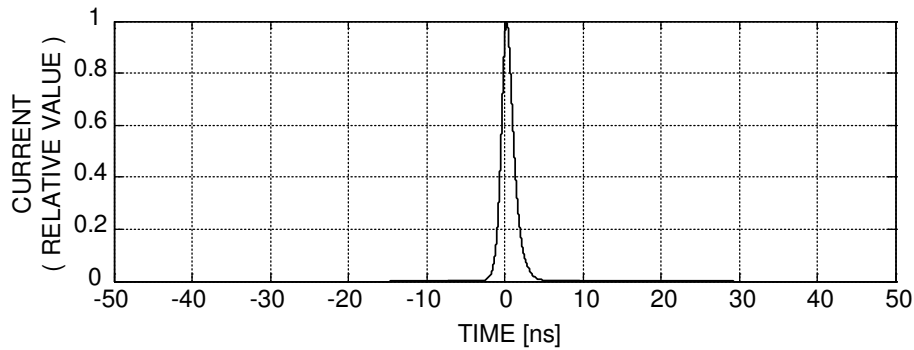


Fig. 5-2: 火花放電電流の時間波形.

5.2 出力波形解析

5.2.1 解析方法

マイクロクラックモデルを土台に、放射されたマイクロ波パルスが各受信系で受信された後の出力波形を数値計算的に解析する。実験結果と比較することによりマイクロクラックモデルの検証を行う。まず、以下で、Fig. 3-1(a) に示す 22GHz 帯受信系に沿って解析方法の説明を行う。2GHz 帯は、手順 B における MWA についての記述が BPF に変えられる。300MHz、1MHz 帯については、受信系の構成として Mixer 以降が省かれているので、手順 C、手順 D を省き、手順 E 中の $v_{IF}(t)$ を $v_{RF}(t)$ と見なして手順 E が実行される。

手順 A アンテナ受信電圧スペクトル $V_i(f)$ の計算 Equation (5-7)-(5-10) を用いてアンテナ受信電圧スペクトル $V_i(f)$ を計算する。このスペクトル $V_i(f)$ は放射によってアンテナで受信された電圧を表しており、各周波数帯の受信系の要素を計算するための土台になる。

手順 B RF 帯の周波数特性の計算 LNA と MWA の周波数特性を簡単のため矩形型、もしくはガウス型の 2 通りに近似して $H(f)$ とする。これを $V_i(f)$ に乗算し、RF 帯の出力電圧スペクトル $V_{RF}(f)$ を得る。

$$V_{RF}(f) = H(f)V_i(f) \quad (5-11)$$

このため、解析は $H(f)$ の定義について 2 通り行う。

$H(f)$ は、Table 3-1 で示されている RF Band の周波数特性を用いて定義される。矩形型の場合、周波数特性 $H(f) = H_r(f)$ は以下のように表される。

$$H(f) = H_r(f) = \begin{cases} 1 & (f_c - \frac{B}{2} \leq f \leq f_c + \frac{B}{2}) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (5-12)$$

ただし、 f_c は帯域の中心周波数、 B は帯域幅である。すなわち、較正で決められた RF Band 以外は信号が 0 であるとする。これに対して、ガウス型の場合、周波数特性 $H(f) = H_g(f)$ は以下のように定義される。

$$H(f) = H_g(f) = \exp \left[- \left(\frac{f - f_c}{B/2} \right)^2 \log \sqrt{2} \right] \quad (5-13)$$

ただし、この特性は中心周波数 $f = f_c$ において 1 になり、そこから 3dB 減衰する 2 つの点の幅が RF Band に対応している。-3dB は電圧に対してであり、 $1/\sqrt{2}$ に対応する。 $\log \sqrt{2}$ は、RF Band が 3dB 減衰に一致するように付け加えられた項である。

手順 C 周波数変換の計算 周波数変換を計算する前段階として、Equation (5-11) の $V_{RF}(f)$ の逆フーリエ変換を計算することにより時間領域の複素電圧波形 $v_{RF}(t)$ を得る。

$$v_{RF}(t) = F^{-1}[V_{RF}(f)] \quad (5-14)$$

ただし、 F はフーリエ変換を表し、 F^{-1} はその逆、すなわち逆フーリエ変換を表す。次に、ミキサの周波数変換の要素 $\cos \omega_\ell t$ を乗算して、周波数変換後の波形 $v_{mix}(t)$ を計算する。

$$v_{mix}(t) = \cos \omega_\ell t \cdot v_{RF}(t) \quad (5-15)$$

ただし、 ω_ℓ はミキサのローカル（局部発振）角周波数であり、ローカル周波数 f_ℓ の 2π 倍である。 f_ℓ は Table 3-1 の Local Frequency である。そして、フーリエ変換によって $v_{mix}(t)$ の複素スペクトル $V_{mix}(f)$ を得る。

$$V_{mix}(f) = F[v_{mix}(t)] \quad (5-16)$$

手順 D IF 帯の周波数特性の計算 IFA の特性を矩形型で近似し、 $G(f)$ とする。 $G(f)$ を $V_{mix}(f)$ に乗算することによって、IF 出力、すなわち受信系の出力電圧スペクトル $V_{IF}(f)$ を得る。

$$V_{IF}(f) = G(f)V_{mix}(f) \quad (5-17)$$

ただし、矩形型の幅は、Table 3-1 の IF Band で定義される。

手順 E 計算結果を観測に対応 逆フーリエ変換によって出力電圧 $V_{IF}(f)$ の複素時間波形 $v_{IF}(t)$ を得る。

$$v_{IF}(t) = F^{-1}[V_{IF}(f)] \quad (5-18)$$

最後に、複素時間波形 $v_{IF}(t)$ の実部を取ることによって、出力波形 $v_o(t)$ を得る。

$$v_o(t) = \Re[v_{IF}(t)] \quad (5-19)$$

ただし、記号 $\Re$ は実部を取ることを意味している。

5.2.2 矩形型フィルタによる解析結果

22GHz 帯受信系出力波形の解析結果を Fig. 5-3 に示す。まず、Mixer に対するローカル信号の位相 ϕ によって波形が異なるということが分かる。Fig. 4-5(b) と比較して、 $\phi = (-2/8)\pi$ のとき実験と同様な波形を得た。振幅変調のような波形であり、中心周波数の振動周期は $T_c = 1.2\text{ns}$ であり、実験結果の 1.5ns より若干小さいが、ほぼ同様である。また、パルス幅 T_p を精密に判別するのは困難ではあるが、図の 2 つの点線の幅をパルス幅とし

て、 $T_p=6.7\text{ns}$ である。ただし、パルス幅と決定した部分以降にも振動が見えており、包絡線が 0 に収束していない。それは、RF 帯の周波数特性 $H(\omega)$ を矩形型にしたためであり、ガウス型による計算が必要である。また、実験と解析結果の比較のため、パルス幅を Table 5-1 に示す。この表には、後に示す 22GHz 帯以外の周波数帯のパルス幅も含まれている。

2GHz 帯の解析結果について Fig. 5-4 に示す。これを、実験波形の典型的なパルスである Fig. 4-6(b) と比較検討する。22GHz 帯と同様に、Mixer の位相 ϕ によって波形が異なり、 $\phi = -(5/8)\pi$ のとき実験波形と同様のものを得た。やはり、中心周波数の振動に包絡線がかけられた、振幅変調のような波形が得られた。中心周波数の振動周期は $T_c = 2.4\text{ns}$ であり、実験結果の 2.3ns に一致している。パルス幅であるが、包絡線が 0 に収束せず、-10 から 10ns の間でパルスの終わりを見るができない。よって、 $H(f)$ が矩形型ではなく、より特性の近いガウス型による計算が必要となる。

300MHz 帯の解析結果について Fig. 5-5 に示す。これを、実験波形の典型的なパルスである Fig. 4-7(b) と比較検討する。やはり、振幅変調のような波形が得られた。中心周波数の振動周期は $T_c=3.3\text{ns}$ であり、実験結果の 3.3ns と合致している。また、パルス幅は図のように中心から初めて電圧が 0 になる 2 つの幅と定義すると、 $T_p=120\text{ns}$ であり、実験結果の 120ns と合致する。しかし、パルスの形状として、包絡線の収束が、解析で定義している時間である 300ns の間に見ることができず、さらに長い間続いている。やはり、 $H(f)$ の特性を矩形型で近似したためであり、ガウス型のもので見必要がある。

1MHz 帯に解析結果について Fig. 5-6 に示す。これは、実験波形の典型的なパルスである Fig. 4-8(b) と比較検討する。やはり、ほぼ振幅変調のような波形が得られた。中心周波数の振動周期は $T_c = 1.0\mu\text{s}$ であり、実験結果の $0.53\mu\text{s}$ と 2 倍近くのずれがある。また、包絡線は $10\mu\text{s}$ の範囲で終わりが確認できない。よって、やはりガウス型の周波数特性で計算を行う必要がある。

5.2.3 ガウス型フィルタによる解析結果

22GHz 帯の解析結果を Fig. 5-7 に示す。やはり、Mixer の位相 ϕ によって波形が異なるが、 $\phi = -(2/8)\pi$ のときに実験結果と同様の波形を得た。振幅変調のような波形であり、中心周波数の振動周期は $T_c=1.2\text{ns}$ であり、実験結果は 1.5ns であるので、多少のずれがあるがほぼ一致している。このずれは、Fig. 3-2 の 22GHz 帯の RF 帯の特性において、22.7GHz に利得のピークがたっているが、解析では 22.6GHz に利得のピークがあり、その違いが作用したと考えられる。パルス幅は $T_p=6.2\text{ns}$ であり、実験結果の 6.2ns に合致している。ただし、振動周期が解析結果のほうが短いため、波形を見ると、Fig. 4-5(b) では、4 周期分の周期が 6.2ns の間に見られるが、Fig. 5-7 の解析では、5 周期見られるという違いがある。

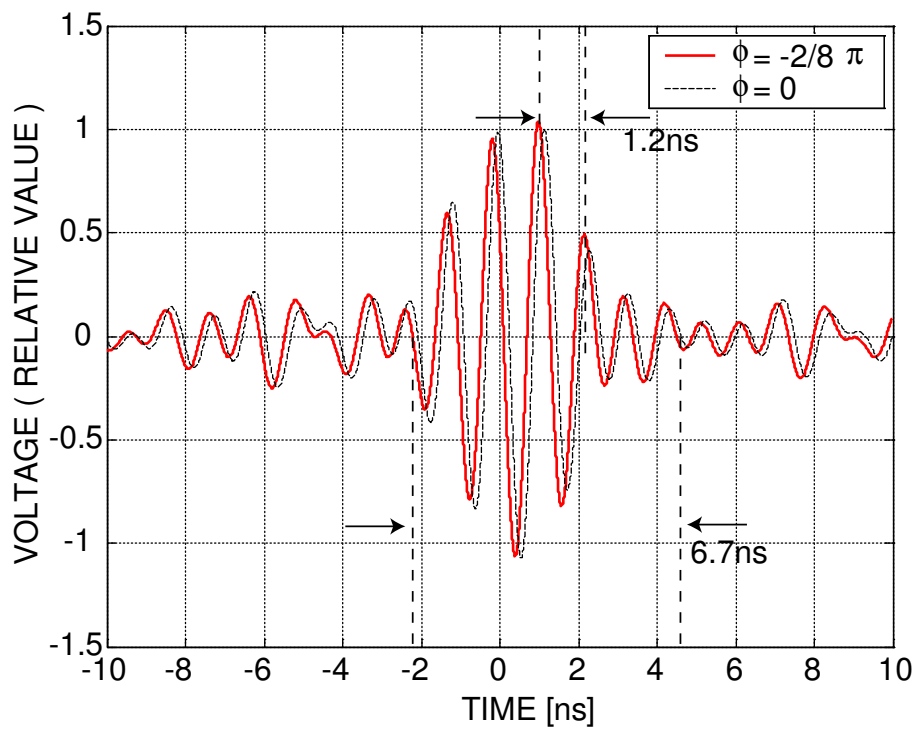


Fig. 5-3: 22GHz 帯受信系の出力波形解析結果 (矩形型フィルタ).

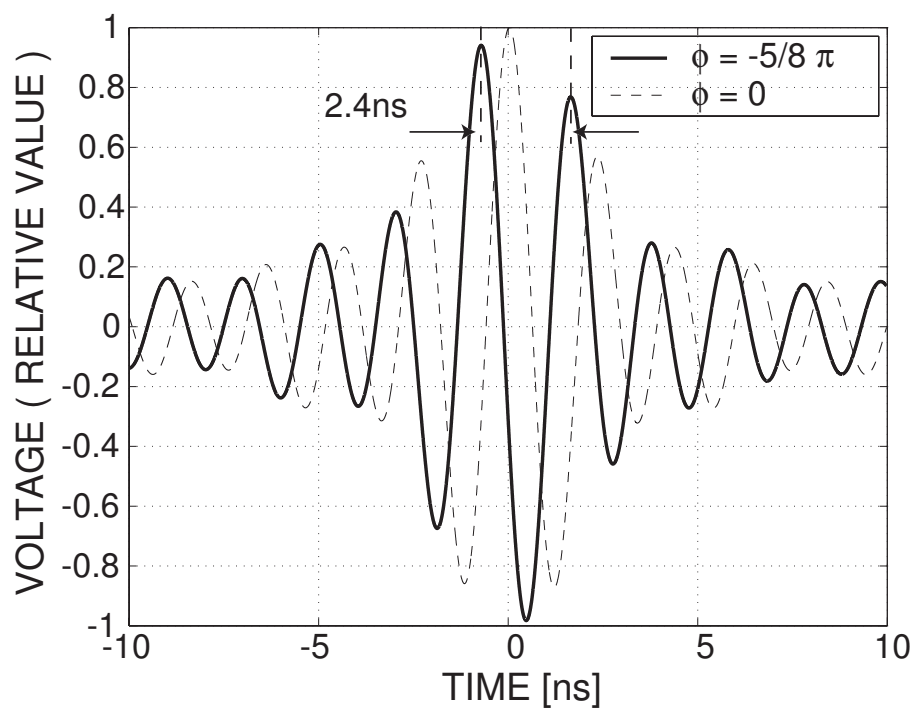


Fig. 5-4: 2GHz 帯受信系の出力波形解析結果 (矩形型フィルタ).

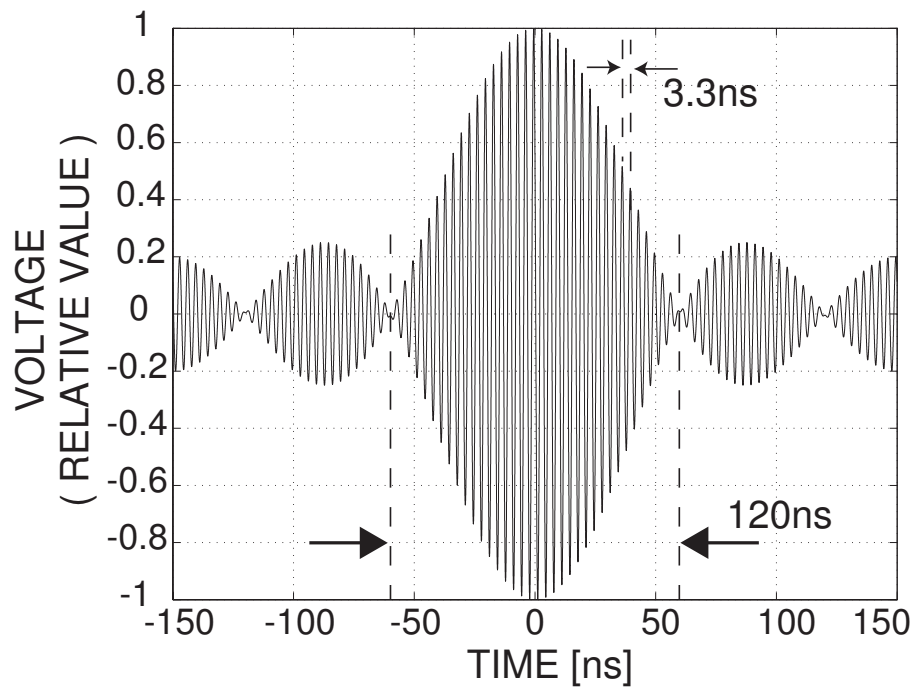


Fig. 5-5: 300MHz 帯受信系の出力波形解析結果 (矩形型フィルタ).

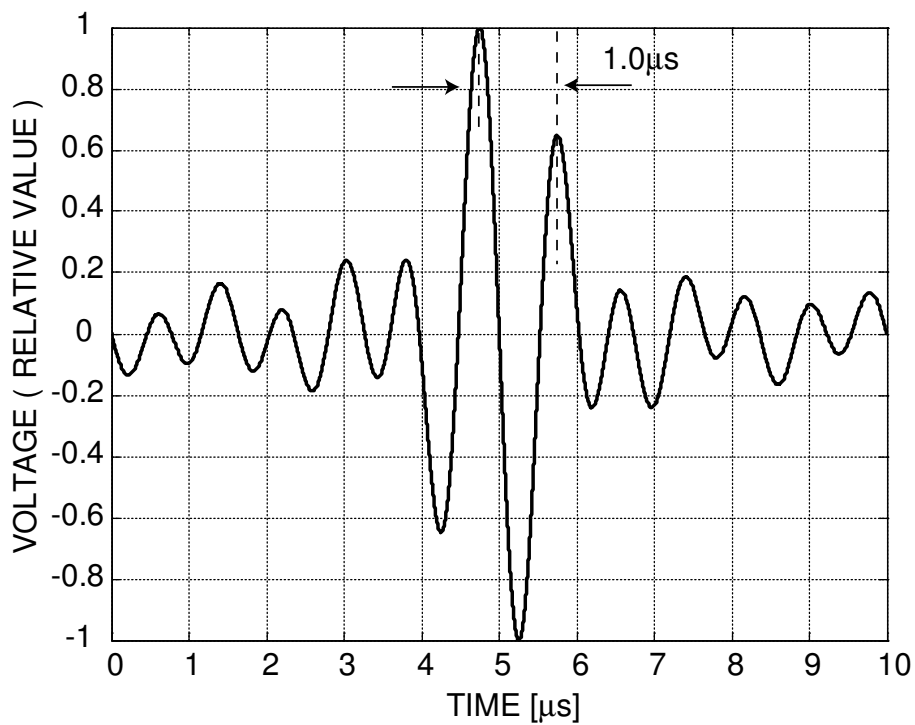


Fig. 5-6: 1MHz 帯受信系の出力波形解析結果 (矩形型フィルタ).

2GHz 帯の解析結果を Fig. 5-8 に示す。Mixer の位相が $\phi = -(5/8)\pi$ のときに実験結果と同様な波形が得られた。中心周波数の振動周期は $T_c=1.7\text{ns}$ であり、矩形型のときの 2.4ns よりは実験結果との一致という点において悪くなっているが、これは以下の原因のためであると考えられる。 $H(f)$ が矩形型のときは、RF Band の入ってきた信号のスペクトルを受信系の帯域内で平らなまま出力する。すると、ほぼ入ってきた信号のスペクトル内で強度の高い周波数の成分が中心周波数になりやすい。一方、 $H(f)$ がガウス型である場合、入ってきた信号に対してガウス関数で重み付けをするだけなので、信号のスペクトルによっては帯域外の周波数が振動として現れることもありうるわけである。定量的に比較すると、 $H(f)$ がガウス型の場合、その振動の周波数は $f_c^{IF} = (1.7 \times 10^{-9})^{-1} = 579\text{MHz}$ である。これは IF 帯における周波数なので、Table 3-1 のローカル周波数を考慮して $f_c^{RF} = 1771\text{MHz}$ を得る。これは、RF Band の測定値である $1850\text{--}2110\text{MHz}$ の帯域外の周波数である。なお、矩形型の結果と実験結果はほぼ一致しているので、実験結果について述べると、 $f_c^{IF} = (2.3 \times 10^{-9})^{-1} = 435\text{MHz}$ なので、 $f_c^{RF} = 1915\text{MHz}$ であり、帯域内の周波数である。また、中心周波数は 1980MHz に近い値である。パルス幅については、 $T_p=7.2\text{ns}$ であり、実験結果は 6.5ns なので、包絡線の収束も見え、ほぼ幅が一致しているといえる。

300MHz 帯の解析結果を Fig. 5-9 に示す。実験結果とほぼ同様な振幅変調のような波形が得られた。Fig. 5-5 に比べ、サイドローブの振動がなくなっている点で、より実験結果に近いと言える。中心周波数の振動周期は $T_c=3.3\text{ns}$ であり、実験結果の 3.3ns と合致している。また、パルス幅については、 $T_p=110\text{ns}$ であり、実験結果の 120ns とほぼ一致していると言える。

1MHz 帯の解析結果を Fig. 5-10 に示す。実験結果の波形とほぼ同様な振幅変調のような波形が得られた。中心周波数の振動周期は $T_c=0.85\mu\text{s}$ であり、実験結果の $0.53\mu\text{s}$ と比較して、1.5 倍以上高いことが分かる。解析結果の中心周波数は $f_c = 1/T_c = 1176\text{kHz}$ であり、Table 3-1 の受信系の RF Band 内の周波数であることが分かるが、実験結果の中心周波数は 1887kHz であり、帯域外の周波数であることが分かる。帯域外の周波数が受信され、それが支配的に現れている原因は、おそらくマイクロ波放射の信号スペクトルが、1MHz 近傍では、周波数に対してほぼ単純増加しており、帯域のスペクトル強度より、帯域外の高い周波数の強度が強くなったのであると考えられる。また、パルス幅については、収束を見え、 $T_p=2.9\mu\text{s}$ であり、実験結果は $2.8\mu\text{s}$ である。これも良い一致である。

マイクロクラックモデルに基づいて、観測波形とほぼ同様な波形をシミュレートすることができた。よって、マイクロクラックモデルの妥当性を示したということができる。また、マイクロクラックモデルは、瞬間的な物体の破壊と放電プロセスを結びつけるモデルであるため、これらの妥当性も示されたと考えられる。

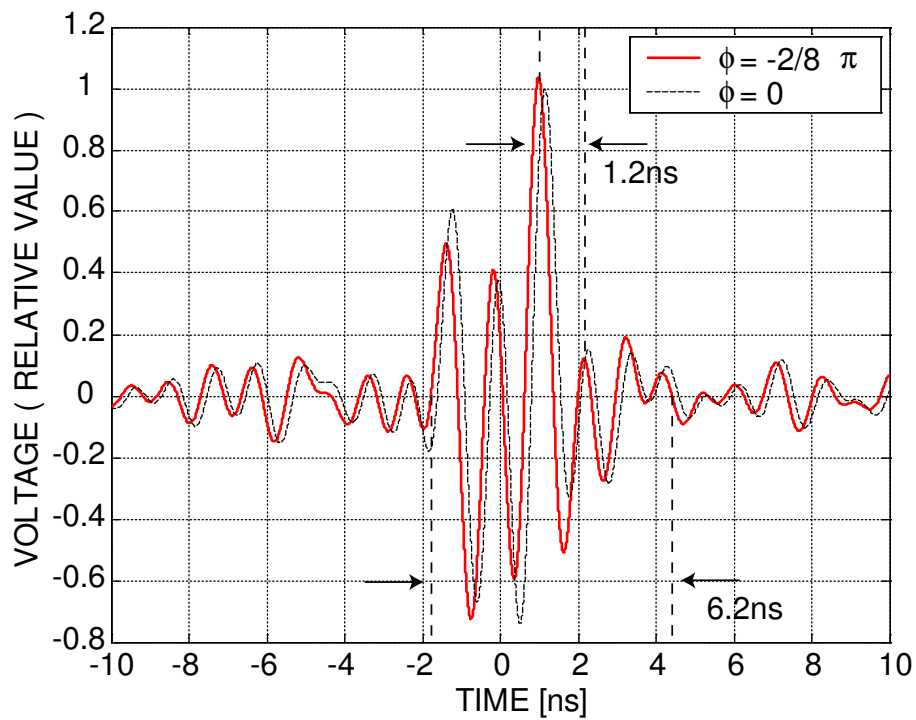


Fig. 5-7: 22GHz 帯受信系の出力波形解析結果 (ガウス型フィルタ).

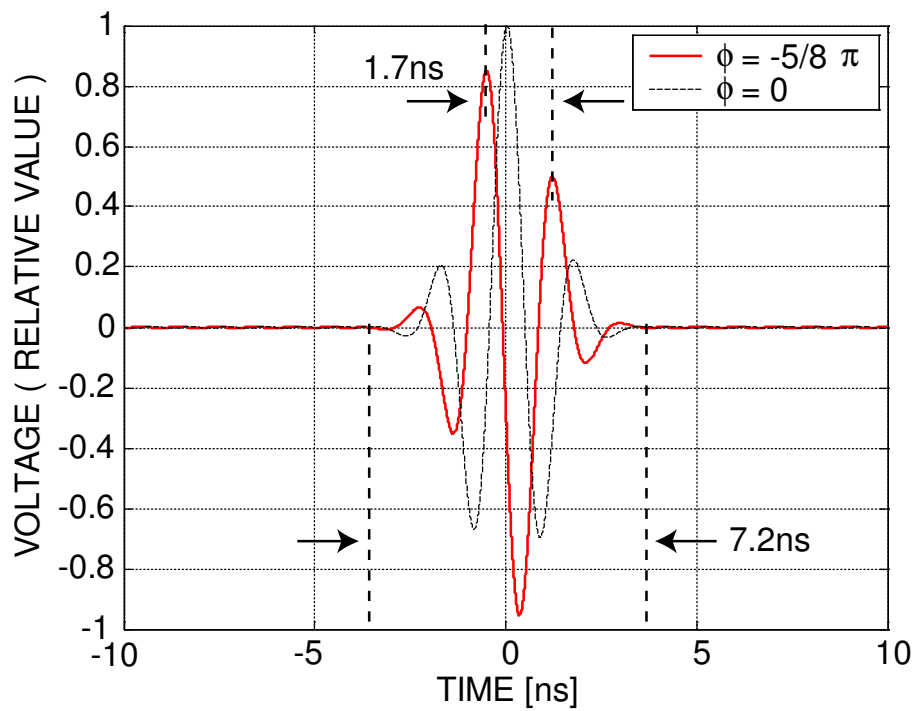


Fig. 5-8: 2GHz 帯受信系の出力波形解析結果 (ガウス型フィルタ).

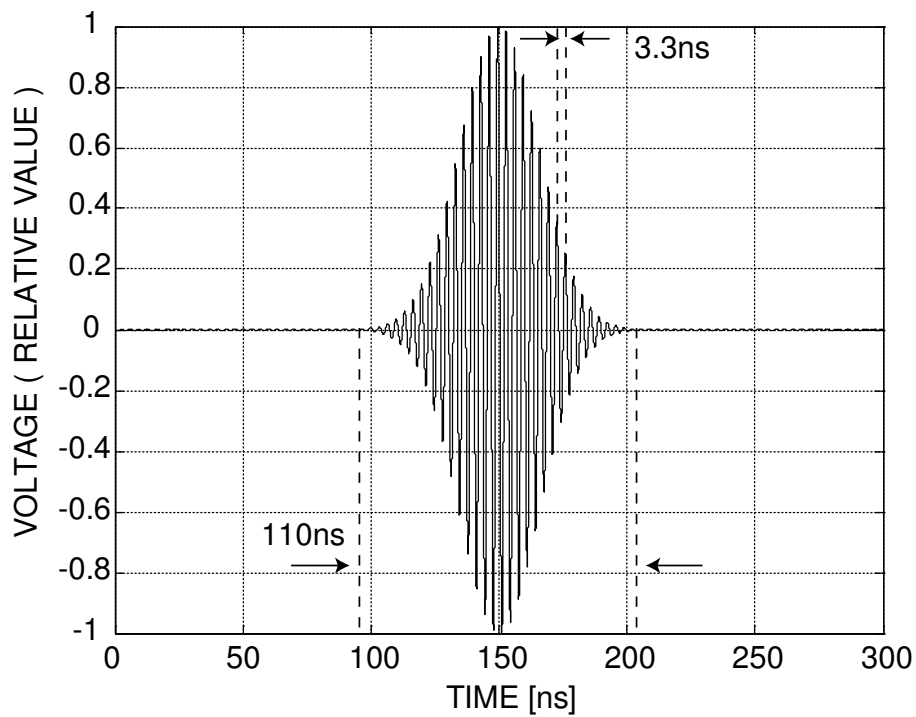


Fig. 5-9: 300MHz 帯受信系の出力波形解析結果 (ガウス型フィルタ).

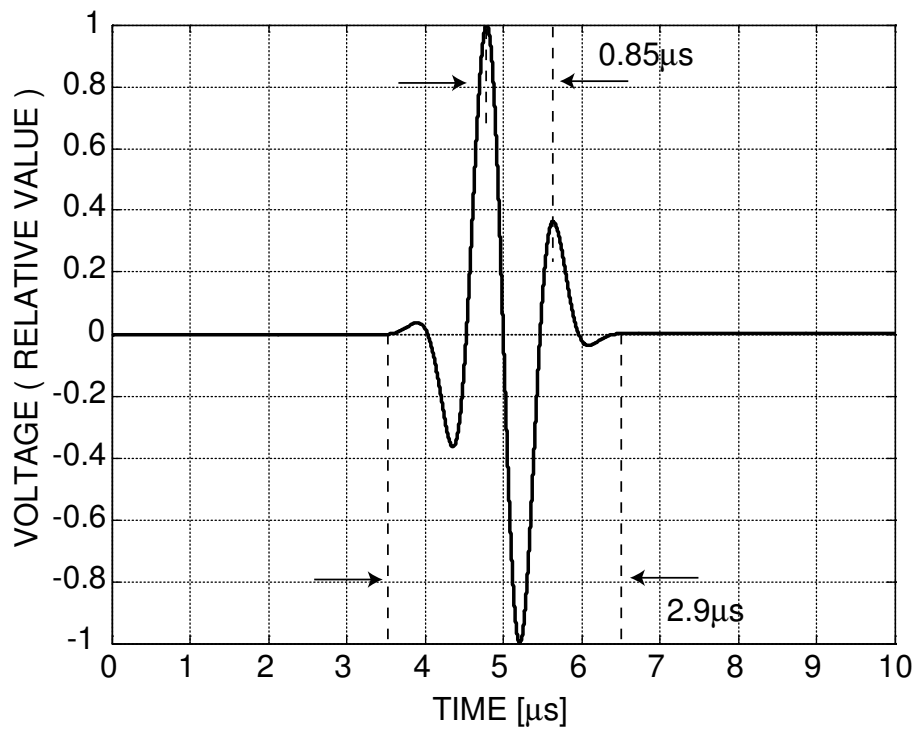


Fig. 5-10: 1MHz 帯受信系の出力波形解析結果 (ガウス型フィルタ).

Table 5-1: 実験と解析出力波形のパルス幅.

Frequency band	Experiment		Analysis	
	Period	Envelope	Period	Envelope
22GHz (Rectangular)	1.5ns	6.2ns	1.2ns	(6.7ns)
22GHz (Gaussian)			1.2ns	6.2ns
2GHz (Rectangular)	2.3ns	6.5ns	2.4 ns	-
2GHz (Gaussian)			1.7ns	7.2ns
300MHz (Rectangular)	3.3ns	120ns	3.3ns	(120ns)
300MHz (Gaussian)			3.3 ns	110ns
1MHz (Rectangular)	0.53 μ s	2.8 μ s	1.0 μ s	-
1MHz (Gaussian)			0.85 μ s	2.9 μ s

5.3 スペクトル解析

5.3.1 解析方法

手順 A 切り出し時間 T_s で短パルスの抽出 実験波形の短パルスのうち 1 つを時間幅 T_s で抽出する。この操作は以下の 2 つの理由のために行う。1 つ目は、1 つの放射によるパルスに着目したいということである。2 つ目は、全観測時間 $T_m = 1000\mu s$ に渡って複素スペクトルを計算すると、パルスが出力されている時間よりも雑音のみの時間が長いため、総じて雑音が多く混じることになり、スペクトルの計算が雑音に大きく作用されてしまうという理由に因る。22GHz、2GHz 帯受信波形で $T_s = 50$ [ns]、300MHz 帯で $T_s = 250$ [ns]、1MHz 帯で $T_s = 10000$ [ns] である。この時間幅は、Table 5-1 の観測されたパルスの幅よりも長くなるように選んでいる。

パルスの抽出は、式によって以下のように表される。

$$v_{ext}(t) = r(t)v(t) \quad (5-20)$$

ただし、 $v_{ext}(t)$ が抽出時間 T_s で抽出された電圧波形、 $v(t)$ は全体波形である。また、 $r(t)$ は以下の矩形型の窓である。

$$r(t) = \begin{cases} 1 & (\tau \leq t \leq \tau + T_s) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (5-21)$$

ただし、 τ は抽出し始める時間というパラメータであり、 $0 \leq \tau \leq T_m - T_s$ の範囲内で任意である。

手順 B 切り出した波形に窓関数を乗算 数値計算の際に、切り出した波形の両端の値が 0 であることが要求されるため、窓関数としてハニング窓 $h(t)$ を用いて、波形の調整を行う。

$$v_{adj}(t) = h(t)v_{ext}(t) \quad (5-22)$$

ただし、 $v_{adj}(t)$ はハニング窓によって調整された電圧波形である。また、ハニング窓 $h(t)$ は以下のように表される。

$$h(t) = 0.5 \left[1 + \cos \frac{2\pi}{T_s} \left(t - \tau - \frac{T_s}{2} \right) \right] \quad (5-23)$$

手順 C FFT による複素スペクトル $V_s(f)$ の数値計算 以下のように、 $v_{adj}(t)$ をフーリエ変換する。

$$V_s(\omega) = F[v_{adj}(t)] \quad (5-24)$$

ただし、 F はフーリエ変換を意味する。また、FFT を数値計算する際の周波数分解能 F_{res} は切り出し時間 T_s によって決まり、22GHz、2GHz 帯で $F_{res} = 1/T_s = 20[\text{MHz}]$ 、300MHz 帯で $F_{res} = 4[\text{MHz}]$ 、1MHz 帯で $F_{res} = 100[\text{kHz}]$ である。

手順 D $V_s(\omega)$ のスペクトル強度 $P(\omega)$ の計算 スペクトルの周波数特性を調べるため、スペクトルの強度 $P(\omega)$ を以下の式で計算する。

$$P(\omega) = 10 \log_{10} |V_s(\omega)|^2 \quad (5-25)$$

手順 E $V_s(\omega)$ の位相特性 $\phi(\omega)$ の計算 位相特性、すなわち、位相の周波数特性を調べるため、スペクトルの位相 $\phi(\omega)$ を以下の式で計算する。

$$\phi(\omega) = \tan^{-1} \frac{\Im[V_s(\omega)]}{\Re[V_s(\omega)]} \quad (5-26)$$

ただし、 $\Re$ と $\Im$ はそれぞれ複素数の実部と虚部をとることを表している。また、 $\phi[\text{deg}]$ の定義域は $-90 < \phi < 90$ である。

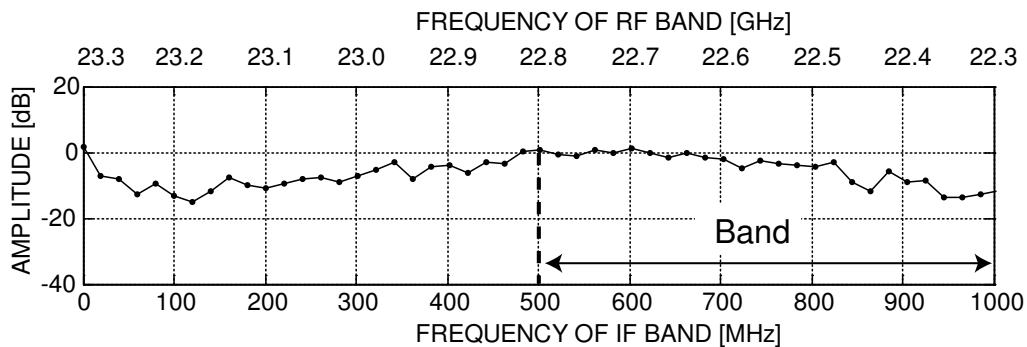
5.3.2 解析結果と考察

22GHz 帯

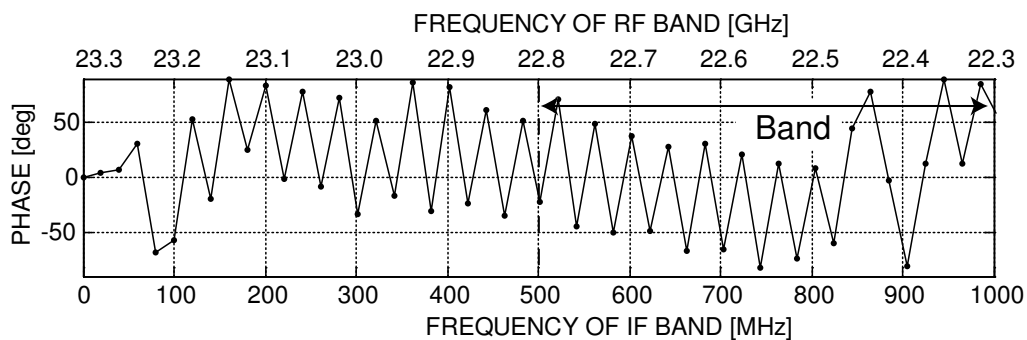
22GHz 帯の典型的なパルスとして、Fig. 4-5(b) を解析した。その結果を Fig. 5-11 に示す。Fig. 5-11(a) はスペクトル強度 $P(\omega)$ である。横軸は IF 帯の周波数であり、Mixer のローカル周波数 f_{LO} が基準になっている。帯域が f_{LO} より小さいため、グラフ上の周波数が大きくなるに従って、示している周波数は小さくなる。周波数変換が起きる前の RF

帯の周波数は、横軸の上側に示されている。縦軸は Equation (5-25) で得たスペクトル強度 $P(\omega)$ である。強度は全体的にフラットであり、利得の高い帯域内の方が、やはりスペクトル強度が高い。

また、Fig. 5-11(b) は、スペクトルの位相 $\phi(\omega)$ である。その位相特性 $\phi(\omega)$ は、帯域内で局所的に直線的である。-90 度より低い位相は存在できないため、それよりも 180 度大きい位相として現れる”180 度位相跳び”が起きていると考えられる。例えば、500MHz から 520MHz に移る際であり、500-1000MHz の間に 13 回起きていると判断できる。



(a) スペクトル強度



(b) スペクトルの位相

Fig. 5-11: 22GHz 帯実験波形のスペクトル.

次に、帯域内でその 180 度位相跳びを補正して考える。180 度位相跳び補正は、跳びが起きた周波数以降の位相値を全て 180 度引く操作を行い、さらに跳びがある場合はさらに 180 度引くという操作を繰り返す。180 度位相跳びを補正した位相特性を Fig. 5-12 に示す。これから、丸印は位相跳び補正後の位相値であり、実線はその近似直線である。22GHz 帯の特性がほぼ周波数に対して直線になっていることが分かる。このとき、位相特性の傾きを a と定義すると、 $a = -4.69[\text{deg}/\text{MHz}]$ である。

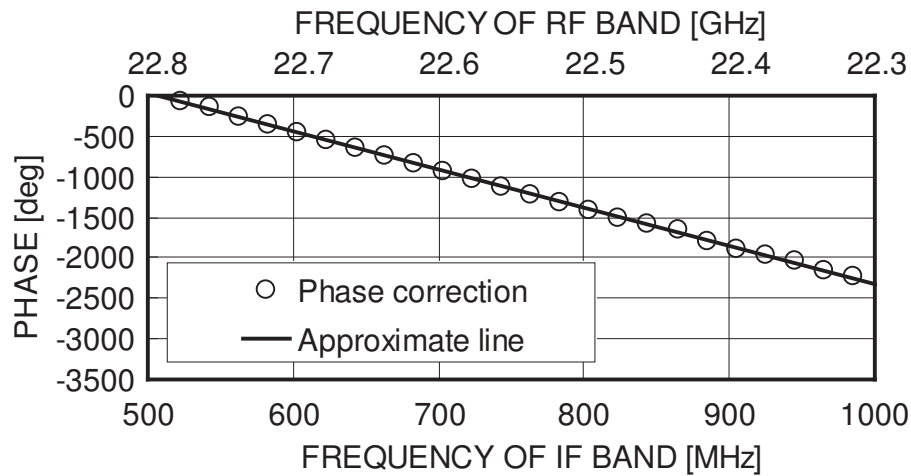


Fig. 5-12: 22GHz 帯解析結果の位相跳び補正結果.

位相跳び補正に加えて、位相特性の傾きに対する補正が必要である。これは、解析の際に信号が窓関数の中心からのずれ時間 t_0 を有していると、位相特性が $-2\pi t_0$ だけ変化することに因る。Fig. 4-5(b) において、時刻 $t=68.575\mu s$ が切り出し時間 T_s の中心である。このとき $t_0 = 13ns$ として概算を行う。位相の傾きのずれは、 $a_g = -2\pi t_0 = -4.68[\text{deg/MHz}]$ として求められ、 $a \cong a_g$ である。よって、Fig. 5-12 における位相特性の傾きは、ずれ時間による傾きであることが分かる。この傾きを 0 にしたものが検討すべき位相特性である。位相特性の傾きの補正は以下のように計算される。

$$\phi_{grad}(f) = \phi_{jump}(f) - \phi_{jump}(f_0) - a(f - f_0) \quad (5-27)$$

ただし、 $\phi_{grad}(f)$ は傾き補正後の位相、 $\phi_{jump}(f)$ は位相跳び補正後の位相、 f_0 は帯域内の IF 帯最低周波数であり、 $\phi_{grad}(f_0) = 0$ になるように付け加えられる。この補正結果の位相 $\phi_{grad}(f)$ を Fig. 5-13 に示す。これは、位相値 20 度をもつ成分が 1 つあるが、ほぼ 50 度の間に位相が揃っていることが分かる。よって、22GHz 帯で位相特性にコヒーレンスを有していることが分かる。

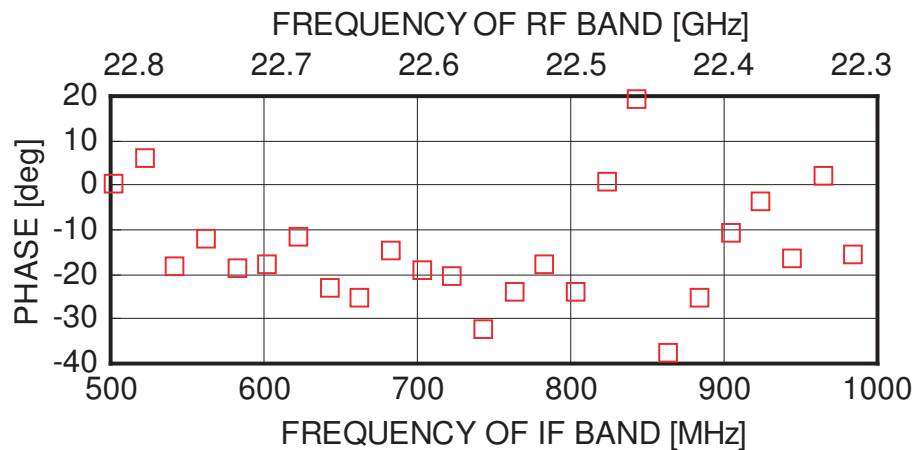


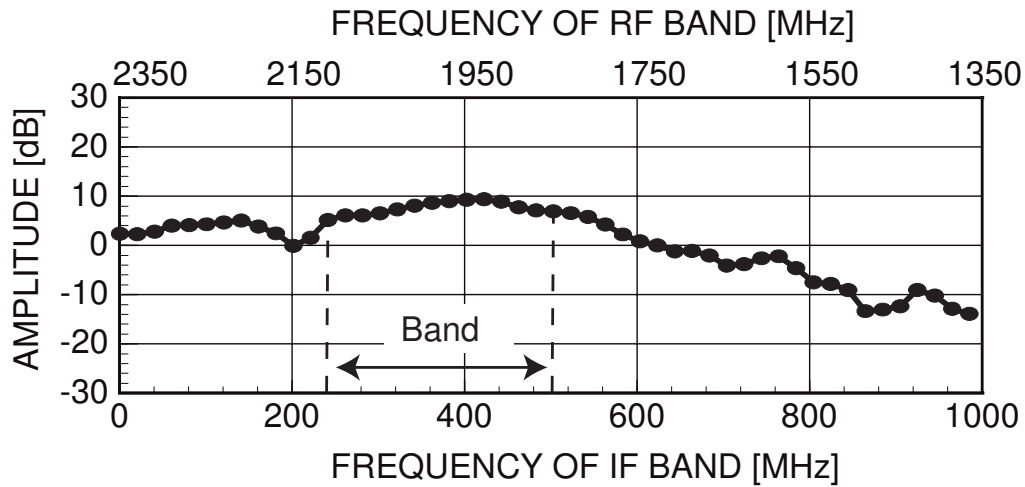
Fig. 5-13: 22GHz 帯解析結果の位相特性の傾き補正結果.

2GHz 帯

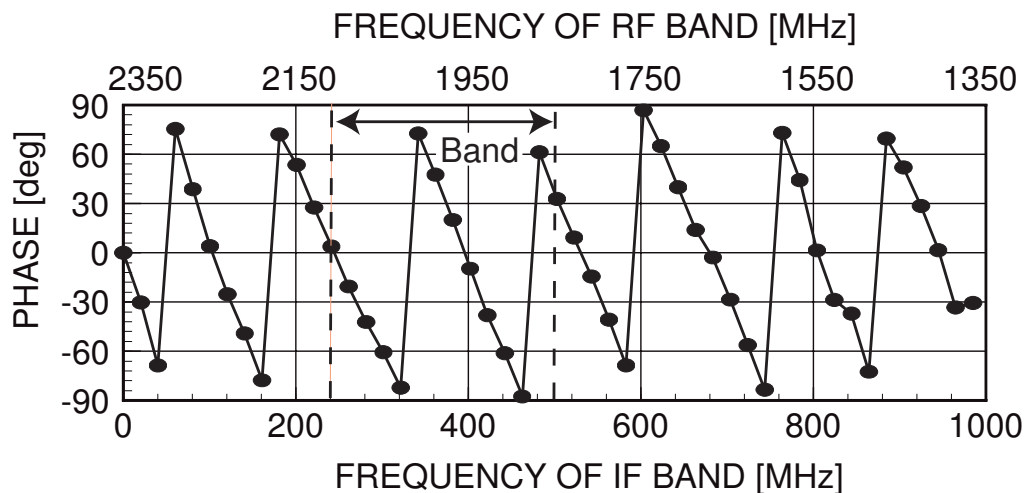
2GHz 帯の典型的なパルスとして、Fig. 4-6(b) を解析した。その結果を Fig. 5-14 に示す。Fig. 5-14(a) は複素スペクトルの強度 $P(\omega)$ である。ローカル周波数は $f_{LO}=2350\text{MHz}$ であるので、グラフ上の 0MHz が 2350MHz の放射を表しており、周波数の値が高くなるにつれて示している周波数は小さくなる。周波数変換前の RF 帯の周波数は、横軸の上側に表されている。

まず、スペクトル強度の結果について考察する。Fig. 5-14(a) から、2GHz 帯においてスペクトル強度 $P(\omega)$ は、200MHz(RF 帯で 2150MHz に相当) 付近で 5dB 程度の落ち込みが見られるものの、帯域内ではほぼフラットであることが分かる。

次に、Fig. 5-14(b) に示す位相特性 $\phi(\omega)$ の解析結果について考察する。その位相特性 $\phi(\omega)$ は局所的に直線的であり、マイナスの傾きを有している。



(a) スペクトル強度



(b) スペクトルの位相

Fig. 5-14: 2GHz 帯実験波形のスペクトル.

次に、22GHz 帯と同様に、位相特性 $\phi(\omega)$ に対して 2 種類の補正を適応する。まず、位相跳びは、240-500MHz の帯域内で 2 回起きていると判断できる。180 度位相跳びを補正した位相特性をした際、特性は直線になる。このとき、位相特性の傾きは、 $a = -1.26[\text{deg}/\text{MHz}]$ である。さらに、位相特性の傾き補正が必要である。Fig. 4-6(b) において、時刻 $t=527.225\mu\text{s}$ が切り出し時間 T_s の中心である。このとき $t_0 = 3.5\text{ns}$ として概算を行う。補正すべき値は、 $a_g = -2\pi t_0 = -1.26[\text{deg}/\text{MHz}]$ と計算され、 $a \cong a_g$ である。よって、位相特性の傾きはずれ時間によるものであると考えられ、この傾きを 22GHz 帯と同様に Equation (5-27) で補正する。補正した位相特性 $\phi_{grad}(f)$ を Fig. 5-15 に示す。帯域内で 30 度程度の間に位相値が揃っており、やはりコヒーレンスを有していることが分かる。

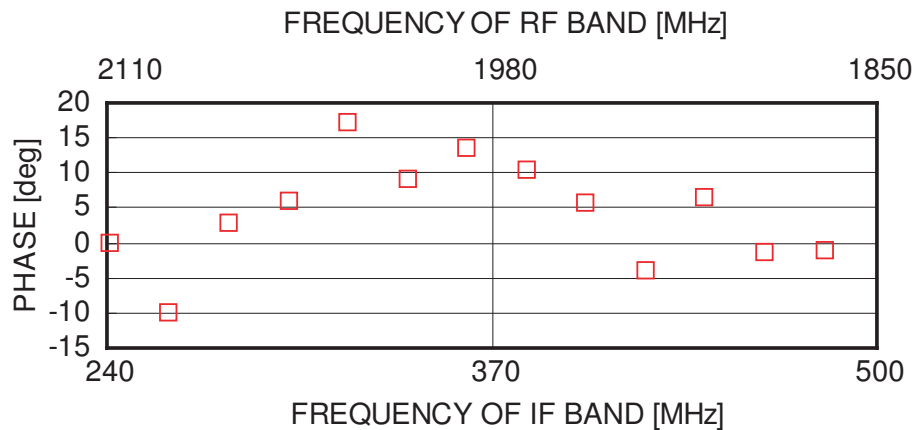
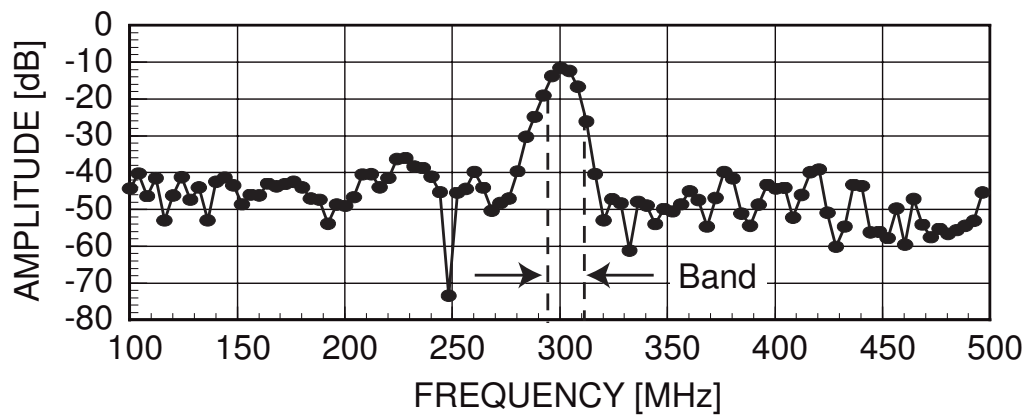


Fig. 5-15: 2GHz 帯解析結果の位相特性の傾き補正結果.

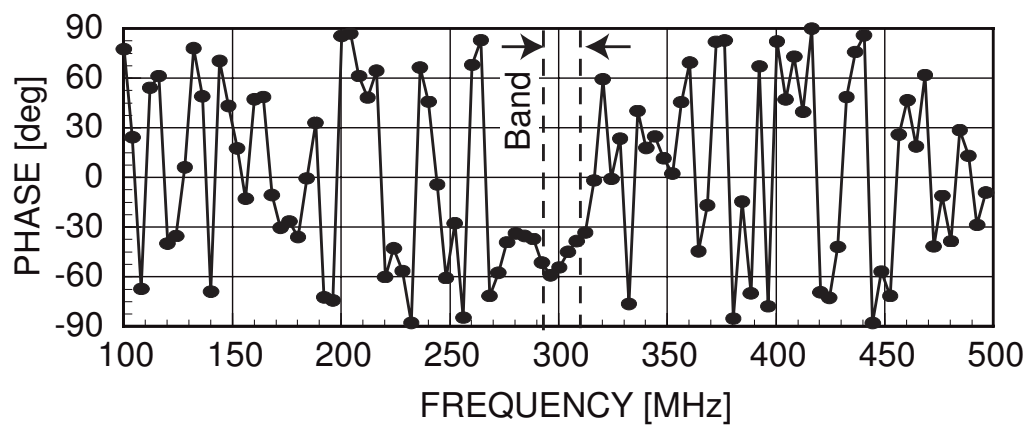
300MHz 帯

300MHz 帯の典型的なパルスとして、Fig. 4-7(b) の波形を解析した。その結果を Fig. 5-16 に示す。まず、Fig. 5-16(a) のスペクトル強度 $P(\omega)$ について検討する。300MHz 付近の $\pm 10\text{MHz}$ 程度の範囲内で、スペクトル強度が非常に強くなっていることが分かる。Fig. 3-4 の受信系帯域特性とほぼ同様のスペクトルであることが分かり、2GHz 帯と同様に帯域内でほぼフラットであることが予想される。

次に、Fig. 5-16(b) の位相特性 $\phi(\omega)$ について検討する。位相は全体的に見てランダム的であり、これは受信系の熱雑音を表していると考えられる。一方、帯域内で位相はほぼフラットであり、180 度の位相跳びが起きていないと考えられる。これは、Fig. 4-7(b) において、波の中心がほぼ切り出した窓の中心とほぼ一致しているため、時間ずれによる位相特性の傾きがほぼ変化せずに位相が大きく変化しないため、位相跳びが起きない。Equation (5-27) によって、位相特性の微小な傾きのみを補正する。Fig. 5-17 に、補正した位相特性 $\phi_{grad}(f)$ を示す。帯域幅が狭いため、周波数成分が 4 つしかないが、ほぼ 5 度以内に位相が揃っていることが分かる。よって、やはり観測波形はほぼコヒーレントであると考えられる。



(a) スペクトル強度



(b) スペクトルの位相

Fig. 5-16: 300MHz 帯実験波形のスペクトル.

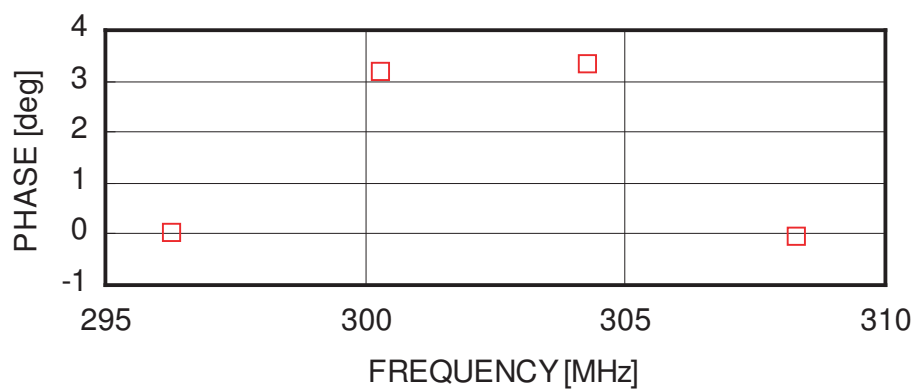
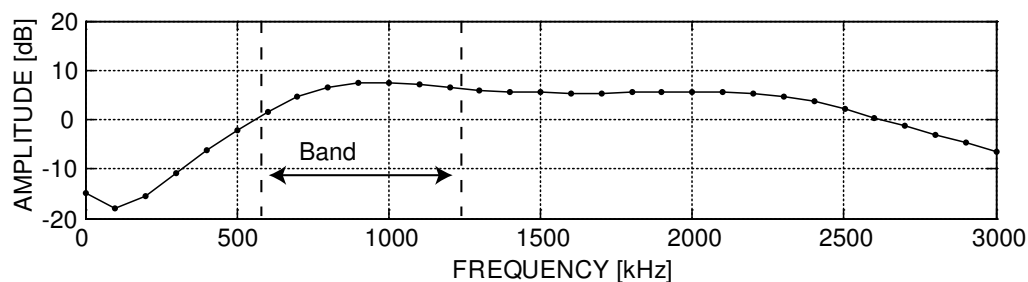


Fig. 5-17: 300MHz 帯解析結果の位相特性の傾き補正結果.

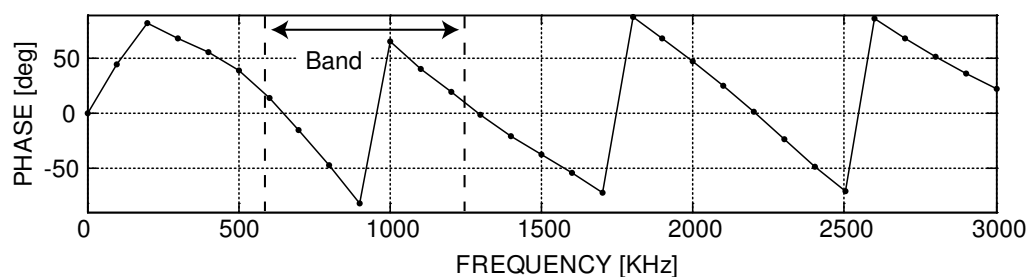
1MHz 帯

1MHz 帯の典型的なパルスとして、Fig. 4-8(b) の波形を解析した。その結果を Fig. 5-18 に示す。まず、Fig. 5-18(a) のスペクトル強度 $P(\omega)$ について検討する。帯域内で強い強度のスペクトルが見られ、ほぼ受信系の特性であり、やはり帯域内でほぼフラットであると考えられる。

次に、Fig. 5-18(b) の位相特性 $\phi(\omega)$ について検討する。やはり、局所的に直線的であり、180 度の位相跳びが起きていることが分かる。



(a) スペクトル強度



(b) スペクトルの位相

Fig. 5-18: 1MHz 帯実験波形のスペクトル.

次に、22GHz 帯と同様に、位相特性 $\phi(\omega)$ に対して 2 種類の補正を適応する。まず、位相跳びは、帯域内で 1 回起きていると判断できる。これから、特性がほぼ直線になり、傾きは、 $a = -0.3[\text{deg/kHz}]$ である。さらに、位相特性の傾き補正が必要である。Fig. 4-6(b) において、時刻 $t=922\mu\text{s}$ が切り出し時間 T_s の中心である。このとき $t_0 = 0.8\mu\text{s}$ として概算を行う。ずれ時間による傾きは、 $a_g = -2\pi t_0 = -0.288[\text{deg/kHz}]$ として計算され、 $a \cong a_g$ である。よって、Equation (5-27) で位相特性の傾きを補正する。補正した位相特性 $\phi_{\text{grad}}(f)$ を Fig. 5-19 に示す。15 度程度の中に位相が揃っており、やはりコヒーレントであることが分かる。

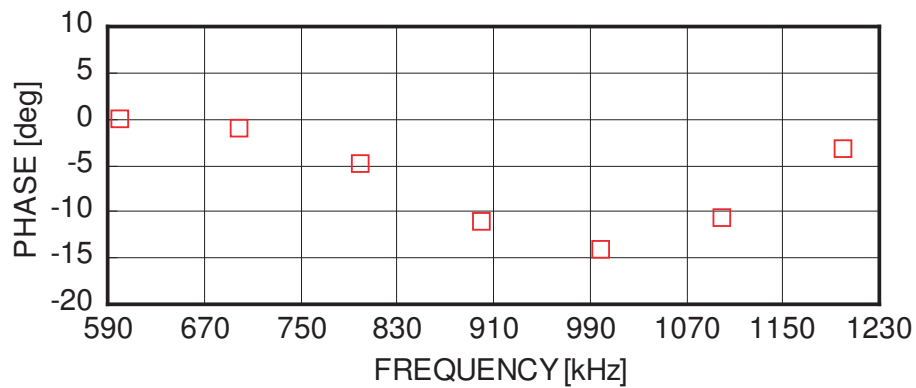


Fig. 5-19: 1MHz 帯解析結果の位相特性の傾き補正結果.

全体的に、各周波数帯でスペクトル強度 $P(f)$ が帯域内ではほぼフラットであることが分かった。また、位相特性 $\phi(f)$ は位相跳びおよび位相の傾きが起きているため、補正した位相特性 $\phi_{grad}(f)$ について検討し、22GHz 帯で 50 度程度、2GHz 帯で 30 度程度、300MHz 帯で 5 度程度、1MHz 帯で 15 度程度の間に位相値が揃っていることが分かった。よって、放射のメカニズムはコヒーレンスを有しているものであると考えられ、プラズマ粒子の制動放射など、ランダムな位相を持つ放射は本マイクロ波放射のメカニズムではないと考えられる。

第6章 マイクロ波放射信号と熱雑音

6.1 ガウス性雑音と電圧信号瞬時値

6.1.1 熱雑音

以下、電流瞬時値 $i(t)$ を電圧瞬時値 $v(t)$ に換算して考える。ランダムプロセスによって電圧 $v(t)$ の確率密度 $P_r(v)$ は、以下のガウス分布に従うことが知られている [34]。

$$P_r(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left\{ -\frac{(v - \bar{v})^2}{2\sigma^2} \right\} \quad (6-1)$$

ただし、 σ は電圧波形の標準偏差、 $\bar{v}$ は電圧波形の平均値であり、直流分を表す。受信系の熱雑音はランダムプロセスであり、この電圧瞬時値 v の分布はガウス分布に従うと考えられる。一方、超高速衝突に伴うマイクロ波放射は、このランダムプロセスとは区別されるはずであり、ガウス分布を用いて、信号の統計的性質を明らかにすることが本節の目的である。

v から $v + dv$ の間の dv 間を占める確率分布は以下のように表される。

$$P_r(v)dv \quad (6-2)$$

また、有限の v_1 から v_2 の間に占める確率は以下のように積分して表される。

$$\int_{v_1}^{v_2} P_r(v)dv \quad (6-3)$$

よって、離散データの数 N をかけることによって、 v_1 から v_2 の間に占める電圧値の数を求めることができる。ここで、 $v_1 = v - \Delta v$ 、 $v_2 = v + \Delta v$ とし、 v を中心とした Δv 間の電圧瞬時値の数 $P_n(v)$ は以下のように求められる。

$$\begin{aligned} P_n(v) &= N \int_{v-\Delta v}^{v+\Delta v} P_r(v)dv = NP_r(v) \int_{v-\Delta v}^{v+\Delta v} dv \\ &= P_r(v)\Delta v N = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left\{ -\frac{(v - \bar{v})^2}{2\sigma^2} \right\} \Delta v N \end{aligned} \quad (6-4)$$

ただし、 $P_r(v)$ は緩やかな関数であり、 Δv の間で一定として積分の外に出した。

6.1.2 解析方法

具体的な分布の作成方法を、22GHz 帯として以下で説明する。まず、分布の対象の信号を用意する。今回は、Fig. 4-5(a) を対象とし、その信号波形を $v_e(t)$ とする。また、それぞれに対応する雑音のみの波形も用意し、 $v_n(t)$ とする。このとき、信号波形 $v_e(t)$ と雑音波形 $v_n(t)$ のデータ点は同じであり、 $N=4,000,002$ である。電圧分解能 Δv も同様である。次に、雑音波形 $v_n(t)$ から、標準偏差 σ_n 及び平均値 $\bar{v}_n$ を求め、Equation (6-4) に従って理論ガウス分布をとる。そこに信号と雑音のヒストグラムをプロットし、確率分布、正確には数分布を得て、それぞれの特性を検討する。

6.1.3 解析結果

22GHz 帯

22GHz 帯における観測波形の確率分布を Fig. 6-1 に示す。信号データは Fig. 4-5(a) のものである。信号の分布は丸印で、雑音のみの分布は $\times$ 印で表されている。点線は、雑音波形による理論ガウス分布である。また、実線は、 3σ を表す。このとき、電圧分解能は、 $\Delta v=15.625\text{mV}$ である。信号、雑音の標準偏差は $\sigma_e=17.5\text{mV}$ 、 $\sigma_n=17.3\text{mV}$ である。雑音に比べて、信号波形の標準偏差 σ_e は、パルスが含まれている分、大きくなっていることが分かる。また、信号、雑音の平均値は $\bar{v}_e=-0.861\text{mV}$ 、 $\bar{v}_e=-1.50\text{mV}$ であり、0 ではなく、有限のバイアスがかけられている。また、雑音に比べて信号の平均値 $\bar{v}_e$ は大きくなっており、信号波形 $v_e(t)$ のプラス側の電圧の瞬時値の数と電圧値が、マイナス側よりも大きいことが考えられる。それは、信号波形の確率分布における左右非対称性からも伺える。

一般的に、ガウス分布は $-3\sigma + \bar{v} \leq v \leq 3\sigma + \bar{v}$ の範囲に 99.73% の数を含む。よって、 3σ 線より上の部分に、99.73% の数を含む。信号の分布は、 10^2 点を下回るあたりからガウス曲線を離れ始める。この部分が信号に対応する。ただし、どの電圧がその信号と雑音の区別を与えるかを厳密に定義することはできない。ここでは、確率・統計的な信号の区別を検討する。 3σ 線を下回る電圧値は 0.27% 残り、データの点数 $N=4,000,002$ 点のうち、1080 点は残ることが分かる。雑音電圧のしきい値を $\bar{v}_n \pm 3\sigma_n$ に設定した場合、理論曲線に点に乗っているために、 3σ の範囲に、まだ十分に雑音が含まれていることが分かる。そこで、信号と雑音の区別を以下のように考える。 10^{-2} の位置に線を引いた場合、その線の下には、1/100 点の電圧値が含まれている。図では、縦軸の最小値を表す。1/100 という数は考えにくいだが、雑音のみを $N=4,000,002$ というデータ数で 100 回取得した場合、そのうち 1 回は、 10^{-2} を示す電圧値を超える瞬時値が生じるということである。よって、この値を熱雑音とマイクロ波信号のしきい値と考えれば、99% の信頼率でそれ以上の電圧値には信号しか含まれていないといえることができる。そのとき、Equation (6-4) で $P_n(v) = 1/100$ として、プラス側のしきい値を $v = V_{th}^p = V_{th} + \bar{v}_n$ 、マイナス側のしきい

値は $v = V_{th}^m = -V_{th} + \bar{v}_n$ とすると、 $V_{th}=106.0\text{mV}$ である。この値は、 $V_{th} = 6.13\sigma$ に相当する。

2GHz 帯

次に、2GHz 帯における観測波形の確率分布を Fig. 6-2 に示す。信号データは Fig. 4-6(a) のものである。信号の分布は丸印で、雑音のみの分布は $\times$ 印で表されている。点線は、雑音理論ガウス分布である。また、実線は、 3σ を表す。このとき、電圧分解能は、 $\Delta v=15.625\text{mV}$ である。信号、雑音の標準偏差は $\sigma_e=18.3\text{mV}$ 、 $\sigma_n=17.1\text{mV}$ である。雑音に比べて、信号波形の標準偏差 σ_e は、パルスが含まれている分、大きくなっていることが分かる。また、信号、雑音の平均値は $\bar{v}_e=0.901\text{mV}$ 、 $\bar{v}_n=1.10\text{mV}$ であり、0 ではなく、有限のバイアスがかけられている。また、雑音に比べて信号の平均値 $\bar{v}_e$ は小さくっており、信号波形 $v_e(t)$ のマイナス側の電圧の瞬時値の数と電圧値が、プラス側よりも大きいことが考えられる。それは、信号波形の確率分布における左右非対称性からも伺える。

22GHz 帯と同様の議論により、 10^{-2} の位置に線を引いた場合、その線の下には、1/100 点の電圧値が含まれている。そこで、99% の信頼率を表すしきい値電圧を検討する。 $P_n(v) = 1/100$ として、プラス側のしきい値を $V_{th}^p = V_{th} + \bar{v}_n$ 、マイナス側のしきい値は $V_{th}^m = -V_{th} + \bar{v}_n$ とすると、 $V_{th}=104.8\text{mV}$ である。この値は、 $V_{th} = 6.13\sigma$ に相当する。

300MHz 帯

次に、300MHz 帯における観測波形の確率分布を Fig. 6-3 に示す。信号の分布は丸印で、雑音のみの分布は $\times$ 印で表されている。点線は、雑音理論ガウス分布である。また、実線は、 3σ を表す。このとき、電圧分解能は、 $\Delta v=0.15625\text{mV}$ である。信号、雑音の標準偏差は $\sigma_e=0.273\text{mV}$ 、 $\sigma_n=0.267\text{mV}$ である。雑音に比べて、信号波形の標準偏差 σ_e は、パルスが含まれている分、大きくなっていることが分かる。また、信号、雑音の平均値は $\bar{v}_e=0.271\text{mV}$ 、 $\bar{v}_n=0.251\text{mV}$ であり、0 ではなく、有限のバイアスがかけられている。また、雑音に比べて信号の平均値 $\bar{v}_e$ は大きくなっており、信号波形 $v_e(t)$ のプラス側の電圧の瞬時値の数と電圧値が、マイナス側よりも大きいことが考えられる。それは、信号波形の確率分布からは明確には見えないが、左右非対称性が生じていると考えられる。

22GHz 帯と同様の議論により、 10^{-2} の位置に線を引いた場合、その線の下には、1/100 点の電圧値が含まれている。そこで、99% の信頼率を表すしきい値電圧を検討する。 $P_n(v) = 1/100$ として、プラス側のしきい値を $V_{th}^p = V_{th} + \bar{v}_n$ 、マイナス側のしきい値は $V_{th}^m = -V_{th} + \bar{v}_n$ とすると、 $V_{th}=1.62\text{mV}$ である。この値は、 $V_{th} = 6.06\sigma$ に相当する。

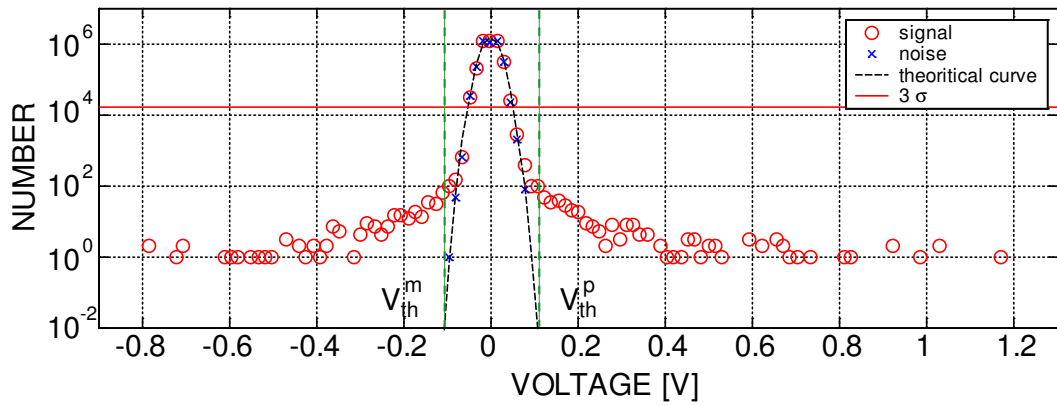


Fig. 6-1: 22GHz 帯における観測波形の確率分布.

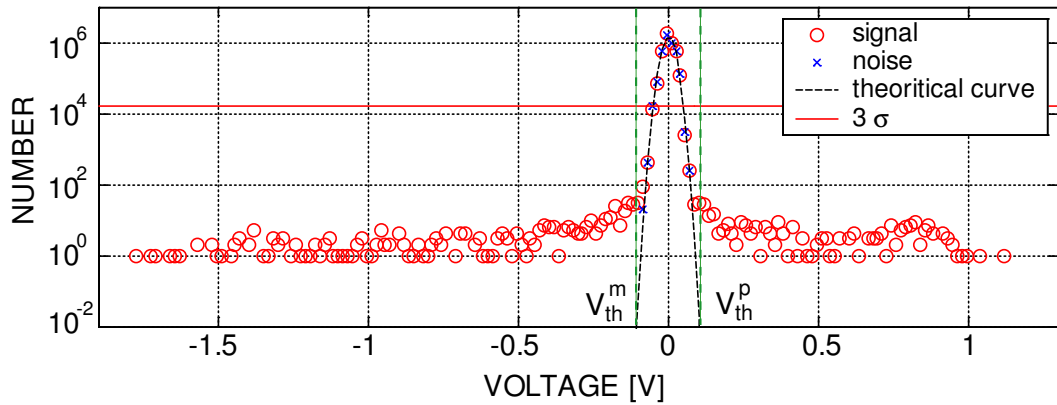


Fig. 6-2: 2GHz 帯における観測波形の確率分布.

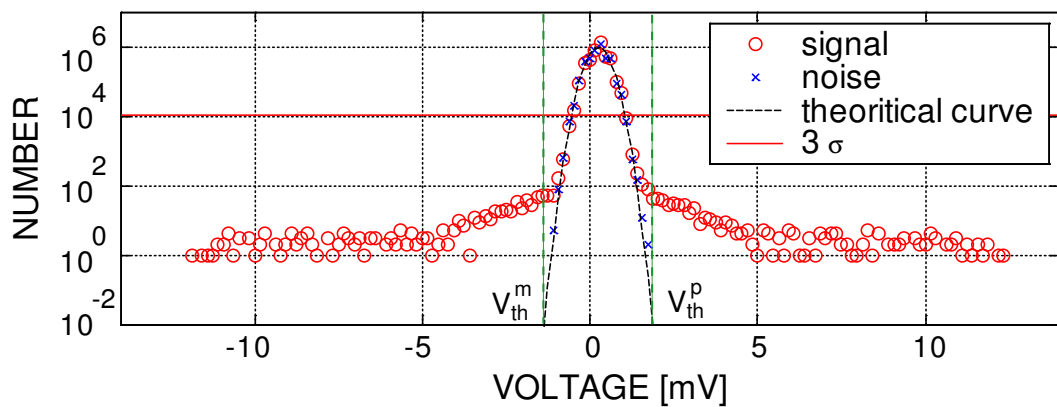


Fig. 6-3: 300MHz 帯における観測波形の確率分布.

6.2 雑音包絡線分布による信号検知

Table 3-1 において、Equation (3-2) の帯域幅比は、22GHz、2GHz、1MHz 帯で $r=0.7$ 程度の数であるが、300MHz 帯のみ $r=0.056$ であり、1/10 以下の値であることが分かる。 $r \ll 1$ のとき、包絡線の動揺が起き、あたかも衝突によるマイクロ波放射で得られる信号であるかのように振舞う可能性がある [35]。ここでは、その包絡線の強度に対する誘起確率の分布を元に、信号と雑音の区別を目指す。

理想 BPF の包絡線 R の極大の数分布は、以下のように与えられる [35]。

$$p(t, R)dR = \frac{dR}{\sqrt{\psi_0}} \frac{f_b - f_a}{4} \sqrt{\frac{\pi}{3}} \left(\frac{4z}{5}\right)^{3/2} e^{-a^2 z^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{z^n A_n}{\Gamma\left(\frac{n}{2} + \frac{7}{4}\right)} \quad (6-5)$$

ただし、包絡線 R は、余弦電圧の重ね合わせ V_c と正弦電流の重ね合わせ V_s を用いて、以下のように表される。

$$R = \sqrt{(V_c^2 + V_s^2)} \quad (6-6)$$

$$V_c = \sum_{n=1}^N c_n \cos(\omega_n t - \omega_m t - \phi_n) \quad (6-7)$$

$$V_s = \sum_{n=1}^N c_n \sin(\omega_n t - \omega_m t - \phi_n) \quad (6-8)$$

また、 $\sqrt{\psi_0}$ は雑音電流の標準偏差である。 f_b と f_a はそれぞれ BPF の最高周波数と最低周波数を表す。 z は以下のように定義される。

$$z \equiv \sqrt{\frac{5}{8\psi_0}} R = \sqrt{\frac{5}{8}} y \quad (6-9)$$

このとき、 y は包絡線の標準偏差 $\sqrt{\psi_0}$ に対する包絡線の強度 R の比であり、以下の様に表される。

$$y = \frac{R}{\sqrt{\psi_0}} \quad (6-10)$$

また、 $a^2 = 9/5$ であり、 Γ はガンマ関数である。最後に、 A_n は以下のように定義される。

$$A_n = 1, \quad (n = 0) \quad (6-11)$$

$$A_n = \sum_{m=0}^n \frac{\left(\frac{1}{2}\right) \left(\frac{3}{2}\right) \cdots \left(m - \frac{1}{2}\right)}{m!} (n - m + 1) b^m, \quad (n > 0) \quad (6-12)$$

$$A_n \sim (n + 1)(1 - b)^{-1/2} - \frac{b}{2}(1 - b)^{-3/2}, \quad (n \gg 1) \quad (6-13)$$

ただし、 b は以下のように与えられる。

$$b = \frac{1}{2}(3 - a^2) \quad (6-14)$$

次に、以下のように確率密度関数 $p_R(y)$ が求められる。

$$p_R(y)dy = \frac{p(t, R)dR}{N_B} \quad (6-15)$$

ただし、確率変数は、標準偏差 $\sqrt{\psi_0}$ を基準とした包絡線強度の比 y で示されている。また、 N_B は単位秒辺りの包絡線の数であり、以下の様に表される。

$$N_B = 0.64110(f_b - f_a) \quad (6-16)$$

ここで、 $y > 2.5$ のとき、確率密度関数 $p_R(y)$ は以下の近似式で表される。

$$p_R(y) \sim \frac{1}{0.64110} \sqrt{\frac{\pi}{6}} (y^2 - 1) e^{-y^2/2} \quad (6-17)$$

次に、累積分布関数 $P(y)$ は、確率密度関数 $p_R(y')$ を $0 \leq y' \leq y$ の範囲で積分して、以下の様に求められる。

$$P(y) = \int_0^y dy' p_R(y') \sim 1 - \frac{1}{0.64110} \sqrt{\frac{\pi}{6}} y e^{-y^2/2} \quad (6-18)$$

よって、0 から y に含まれる包絡線の数割合を求めることができる。 $1 - P(y)$ を計算することによって、0 から y に含まれない数の割合を求めることができ、それに、包絡線の数 N_B をかけることによって、以下の $D(y)$ の定義のように 0 から y に含まれない包絡線の数を求めることができる。

$$D(y) \equiv (1 - P(y))N_B = \frac{N_B}{0.64110} \sqrt{\frac{\pi}{6}} y e^{-y^2/2} \quad (6-19)$$

分布関数 $D(y)$ に観測時間 $T_m=1\text{ms}$ をかけて、 $D(y_0) = 10^{-2}$ とすれば、 $0 \leq y \leq y_0$ 含まれる数が $1/100$ になり、 $y = y_0 = 5.62$ と計算される。このとき、100 回に 1 回は包絡線の極大が含まれるので、信頼率 99% で $y > y_0$ には包絡線が含まれていないことが分かる。ここで、 $R = y_0 \sqrt{\phi_0} = 5.62\sigma$ であることが分かる。これを、Fig. 6-3 に適用すると、 $V_{th} = 6.06\sigma$ であったので、この値に設定しておけば、 5.62σ を超えるため、包絡線の動揺と信号を区別できると考えられる。

第7章 マイクロ波放射メカニズムの検討

7.1 マイクロ波放射のスペクトル

第5.1節もしくは第5.2節と第5.3節の結果から、22GHz、2GHz、300MHz、1MHz帯のスペクトル強度はほぼフラットであり、位相はコヒーレントを有している。そのため、放射パルスそのものもコヒーレントで Fig. 7-1 のような幅の極めて短い交流パルスである可能性が高い。よって、衝突時に放射するパルスを以下のように仮定する。

$$e_p(t) = \begin{cases} E_0 e^{j\omega_f t} & (|t| \leq T_f/2) \\ 0 & (|t| > T_f/2) \end{cases} \quad (7-1)$$

ただし、 f_f は交流信号の周波数であり、 $\omega_f = 2\pi f_f$ である。また、 T_f はパルスの幅、 E_0 は中心周波数の振動の振幅である。

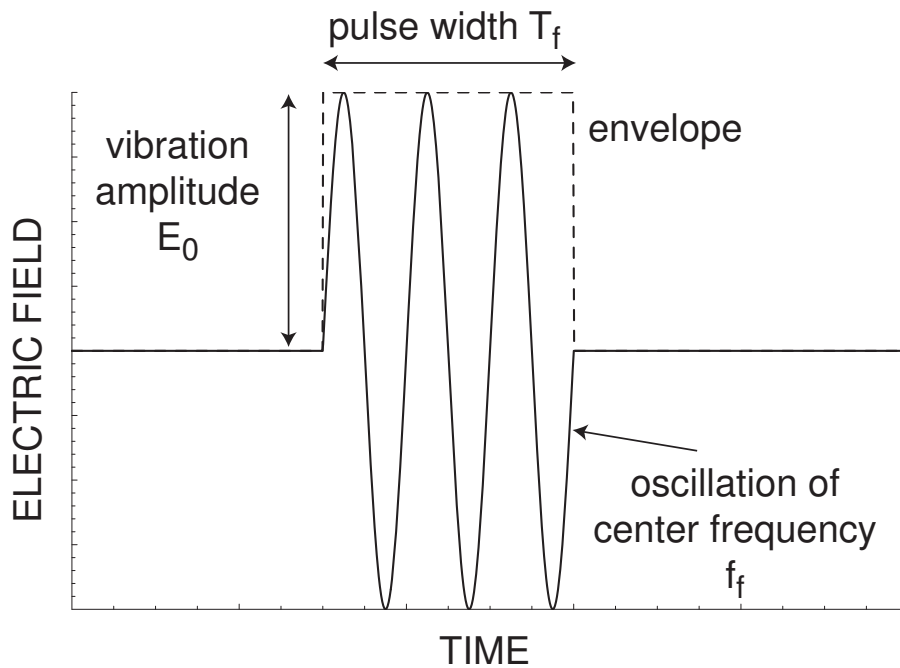


Fig. 7-1: 放射パルス.

このとき、フーリエ変換によってその周波数スペクトルが求められる。

$$E_p(f) = \int dt e_p(t) e^{-j\omega t} = E_0 T_f \frac{\sin \pi(f - f_f) T_f}{\pi(f - f_f) T_f} \quad (7-2)$$

周波数スペクトルは、Fig. 7-2 のように周波数 f_f を中心とした sinc 関数型のスペクトルであることが分かる。標的材質が Al の場合、 $f_f > 22\text{GHz}$ より高い周波数にとれば、300MHz、2GHz、22GHz 帯ともに、sinc 関数のメインローブの左部分に位置していると考えられる。受信系で受信するとき、各受信系の帯域によって、sinc 関数型スペクトルの部分を抽出することに相当する。簡単のため、抽出されるスペクトルは矩形であると近似する。その周波数スペクトルを逆フーリエ変換することによって、Fig. 4-5(b)、Fig. 4-6(b)、Fig. 4-7(b)、Fig. 4-8(b) のように各周波数帯で出力波形解析で得られたような振幅変調のような波形が再現される。

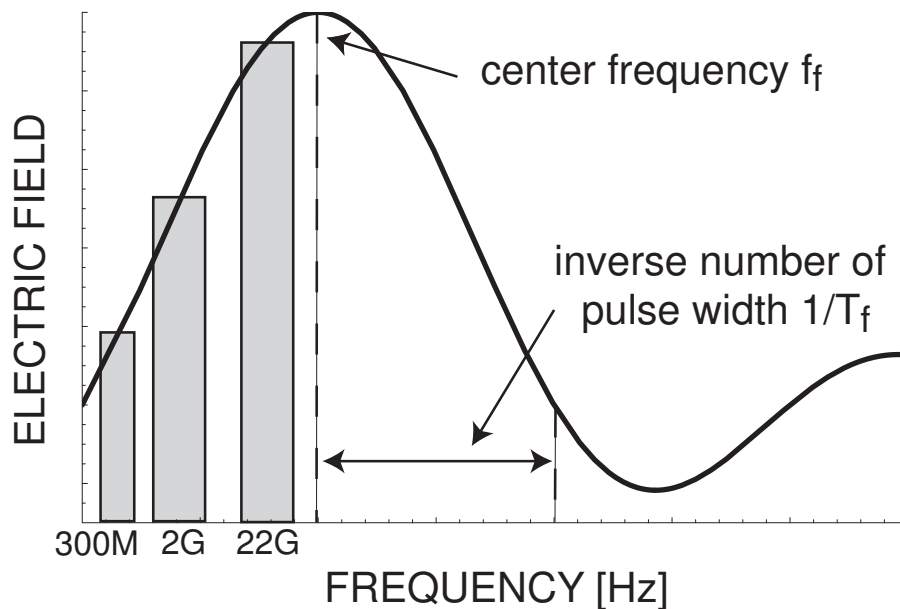


Fig. 7-2: 放射パルスのスペクトル.

7.2 物体の破壊によるマイクロ波放射

以上で述べたマイクロ波放射の特性、波形解析を元に、マイクロ波放射のメカニズムについて検討を行う。マイクロ波放射の系を Fig. 7-3 に示す。

まず、真空チェンバに配置された標的に飛翔体が数 km/s という超高速度で衝突する。衝突によって、物体の破壊、プラズマ発生およびマイクロ波放射という 3 つの物理現象が起きる。ここで、プラズマによるマイクロ波帯の電磁波放射が考えられていたが、プラズマはランダムな位相特性をもつ。一方、第 5.3 節のスペクトル解析の結果より、各周波数

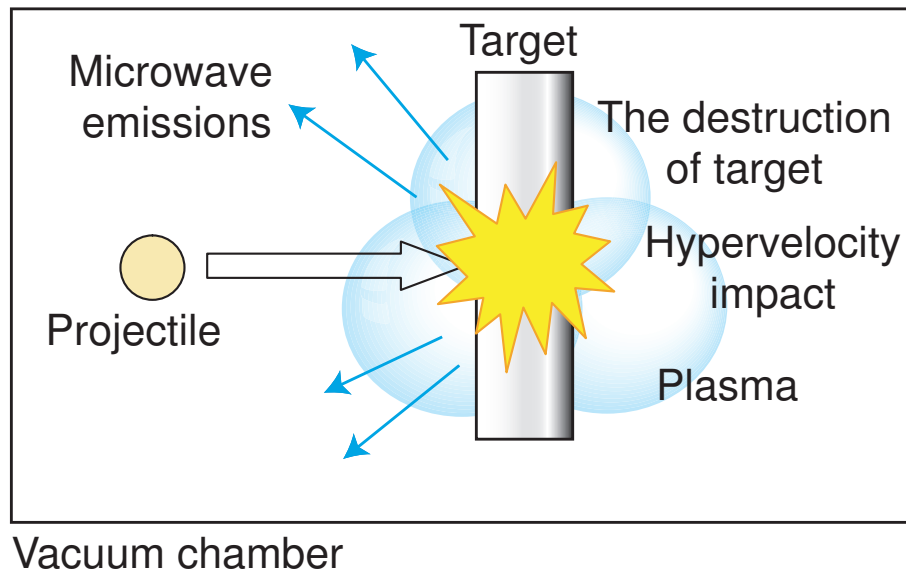


Fig. 7-3: マイクロ波放射の系.

帯のパルスの位相特性はほぼコヒーレンスを有しているため、より明確にプラズマによる放射が否定された。また、第 5.2 節の出力波形解析において、物体の破壊と微小ダイポールからのマイクロ波放射を結びつける、マイクロクラックモデルを元に、観測波形をほぼ正確にシミュレートできた。よって、物体の破壊によってマイクロ波が放射されていることが裏付けられた。

次に、第 4.8 節において、真空チェンバ内の気体が放射に影響しているかを調べるため、真空度依存性を検討したが、物体の破壊に無関係なため、やはり依存性が見られなかった。また、第 4.4 節において、標的の非貫通と貫通を区別した飛翔体衝突速度依存性を検討し、非貫通と貫通時に特性が大きく異なった。特性は、非貫通時に 22GHz 帯で 5.4 乗、2GHz 帯で 3.9 乗、300MHz 帯で 4.8 乗、貫通時に 22GHz 帯で -1.7 乗、2GHz 帯で -4.9 乗、300MHz 帯で -1.3 乗であった。この事からも、物体の破壊、特に標的の破壊がマイクロ波放射に寄与していることが伺える。また、その周波数特性は、標的材質が Al の場合、300MHz、2GHz、22GHz 帯の順に放射電力が高くなっていった。これは第 7.1 節の放射のスペクトルで解釈することができる。標的材質 SUS304 の場合、22GHz、300MHz、2GHz 帯の順に高くなっており、Equation (7-2) において $f_f \simeq 2\text{GHz}$ であると考えたと説明ができる。

マイクロ波放射は、衝突してから信号のパルスが確認されるまでに時間の遅延があり、第 4.9 節において検討された。衝突後 0-100 μs に、22GHz および 2GHz 帯では、検討された波形のうち 70% 以上放射し始めていたのに対し、300MHz 帯では 30% を下回っており、周波数帯における放射遅延の違いがあることが示された。これは、以下のように解釈することができる。300MHz 帯は、Fig. 7-2 において中心周波数の振動の振幅 E_0 が小さ

いときに、雑音レベルを下回ると考えられる。よって、 $E_0 = E_0(t)$ と考え、衝突の直後からある時定数 τ_r で強度の立ち上がりがあると考え、衝突時刻 T_{impact} 付近の強度 $E_0(t = T_{impact})$ では、22GHz、2GHz 帯のパルスは雑音レベルを超えるが、300MHz 帯は、時間が τ_r 程度経たないとパルスが雑音レベルを超えないため、放射の遅延が大きいのではないかと考えることができる。

放射遅延に対して、第 4.10 節で放射の継続時間を検討した。標的材質 Al、衝突速度 4km/s 程度の場合に、3つの周波数帯で平均 7.5ms の放射継続が確認された。標的の破壊に関連させて考えると、マイクロクラックの亀裂の生成が 7.5ms 程度継続し、このマイクロ波放射継続時間に対応しているのではないかと考えられる。

第 4.7 節において、密度依存性を検討した。密度の高い標的では放射量が少ないことが分かった。標的の破壊モデルで考えると、密度 ρ が高いと、同じ衝突速度 v でも破壊が起きにくく、標的の破壊におけるマイクロクラックの全発生量 n_{mc} が少なくなり、単一のマイクロクラックからの放射電力を P_{mc} とすると、 $P_{total} = n_{mc}P_{mc}$ と表せるため、放射量が少なくなると考えられる。

7.3 今後の展望

今後の展望について以下にまとめる。

- 出力波形解析は、各周波数帯で独立に解析して、結果を出力したが、マイクロ波放射のスペクトルを考慮すると、1つの放射から全ての周波数帯のマイクロ波を受信することができるはずなので、解析においても、各周波数帯で同時出力波形解析を行うことができるはずである。
- また、同時出力波形解析を行う際に、熱雑音の波形を考慮することによって、波形の出力が雑音に埋もれる様子を再現できるはずである。
- 出力波形解析を拡張して、観測時間全体の波形を再現できる可能性がある。

第8章 まとめ

第2章

- 超高速衝突を起こす加速系および実験系について説明し、衝突瞬間のマイクロ波放射を捕らえるための観測方法について示した。

第3章

- マイクロ波放射を受信するための受信系について説明した。
- マイクロ波受信系の較正を行い、超高速衝突に伴うマイクロ波放射を受信するための前準備を行った。
- パルス発生器を使用した較正によって、出力波形としてパルスを得られることが分かった。

第4章

- 超高速衝突実験を実施し、22GHz、2GHz、300MHz、1MHz 帯のマイクロ波放射の同時観測によって、マイクロ波パルスの観測に成功した。
- 得られた実験波形の特徴分類を行い、各々のパルスが振幅変調のように、中心周波数の振動に包絡線がかけられたような波形となっていることを提案した。
- マイクロ波放射電力の推定法について説明し、それを用いて実験波形の放射電力を推定した。
- 非貫通と貫通を区別した衝突速度依存性を検討し、非貫通時に 22GHz 帯で 5.4 乗、2GHz 帯で 3.9 乗、300MHz 帯で 4.8 乗、貫通時に 22GHz 帯で -1.7 乗、2GHz 帯で -4.9 乗、300MHz 帯で -1.3 乗であった。
- 標的材質 SUS304 による衝突速度依存性は貫通時のみ得られ、22GHz 帯で 6.4 乗、2GHz 帯で -1.2 乗、300MHz 帯で -0.51 乗であった。
- 放射電力の周波数依存性を検討し、標的材質 Al の場合、300MHz、2GHz、22GHz 帯の順に電力が高くなること示した。標的材質 SUS304 の場合は 2GHz、300MHz、22GHz 帯の順に高く、標的材質の違いによってピーク周波数が異なった。

- 標的厚さ依存性について検討し、非貫通、貫通ともに厚さに対する依存性がほぼ無いことが分かった。
- SUS304 による標的厚さ依存性は、貫通時のみ行われたが、22GHz 帯で 1.2 乗、2GHz 帯で -0.57 乗、300MHz 帯で 0.80 乗であり、22GHz 帯のみ小さい依存性が見られた。
- 標的材質の密度依存性について検討し、特性は、22GHz 帯で -1.3 乗、2GHz 帯で -1.1 乗、300MHz 帯で -5.3 乗であった。密度が高くなると物体の破壊が起きにくくなるため、放射量が少なくなると考えられる。
- 放射電力の真空度依存性を検討し、どの周波数帯もほぼ依存性が無いことを示した。
- 衝突からマイクロ波放射が観測されるまでの放射遅延について検討した。22GHz、2GHz 帯で 0-100 μ s に 70% 以上の数を含むのに対し、300MHz 帯では 30% 程度であり、低周波の方が放射遅延が起こる傾向にあることが分かった。
- マイクロ波放射の放射継続時間について検討し、標的厚さ 7mm の Al、衝突速度 4-5km/s に固定した場合、22GHz 帯で 7.7ms、2GHz 帯で 6.4ms、300MHz 帯で 8.5ms の継続が見られた。

第 5 章

- 物体の破壊と放電現象による電磁波放射を記述するマイクロクラックモデルの妥当性は十分に示されていないため、モデルに基づいた出力波形解析によって、受信系の出力波形をシミュレートし、実験結果の振動周期、パルス幅、形状を比較し、一致した。よって、マイクロクラックモデルの妥当性を示すことができた。
- プラズマ放射はランダムな位相を持つことが知られているが、物体の破壊とプラズマ放射の非関連性は十分に議論されていないため、実験結果の極短パルスのスペクトルを検査するスペクトル解析を行った。これにより、パルスのスペクトル強度は受信系の帯域内でほぼフラットであり、位相はコヒーレントであるため、プラズマからの放射ではないと考えることを裏付けた。

第 6 章

- 信号と雑音の区別および確率・統計的な性質について検討した。

第 7 章

- マイクロ波放射のスペクトルについて検討し、マイクロ波放射の波形を交流パルスと考えることによって sinc 関数型のスペクトルを得て、上記の放射電力の周波数依存性を満足でき得ることを提案した。

- マイクロ波放射メカニズムについて検討し、衝突速度依存性、密度依存性によって放射はやはり物体の破壊に関連していることを説明した。
- sinc 関数型のスペクトルによって、材質が異なる場合の周波数依存性、放射遅延を包括的に理解できることを提案した。

参考文献

- [1] Zaitsev, A.V., A.V. Dobrov, V.A. Kotin and I.V. Simonov, Possibilities for hypervelocity impact experiments in frames of demonstration project "space patrol", Int. J. Impact Engng, 20, 839-847, 1997.
- [2] Schildknecht, T., U. Hugentobler and M. Ploner, Optical surveys of space debris in GEO, Adv. Space Res., 23(1), 45-54, 1999.
- [3] Thompson, T.W. and R.M. Goldstein, Radar detection of centimeter-sized orbital debris: preliminary Arecibo observations at 12.5-cm wavelength, Geophys. Res. Let., 19(3), pp.257-259, Feb. 7, 1992.
- [4] 八坂哲雄,「宇宙のゴミ問題—スペースデブリー」裳華房, 1997.
- [5] "Interagency Report on Orbital Debris", The National Science and Technology Council, 1995.
- [6] Eftis, J., C. Carrasco and R. Osegueda, Simulations of hypervelocity impact damage and fracture of aluminum targets using a constitutive-microdamage material model, Int. J. Impact Engng, 26, 157-168, 2001.
- [7] Hiermaier, S., D. Konke, A.J. Stilp and K. Thoma, Computational simulation of the hypervelocity impact of Al-spheres on thin plates of different materials, Int. J. Impact Engng, 20, 363-374, 1997.
- [8] Lee, M., A numerical comparison of the ballistic performance of unitary rod and segmented-rods against stationary and moving oblique plates, Int. J. Impact Engng, 26, 399-407, 2001.
- [9] Groenenboom, P.H.L., Numerical simulation of 2D and 3D hypervelocity impact using the SPH option in PAM-SHOCK, Int. J. Impact Engng, 20, 309-323, 1997.
- [10] R. Bianchi, F. Capaccioni and P. Cerroni, Radiofrequency emission observed during macroscopic hypervelocity impact experiments, Nature, vol.308, no.26, pp.830-832 (1984).

-
- [11] T. Takano, Y. Murotani, K. Maki, T. Toda, A. Fujiwara, S. Hasegawa, A. Yamori and H. Yano, Microwave emission due to hypervelocity impacts and its correlation with mechanical destruction, *J. Appl. Phys.*, vol.92, no.9, pp.5550-5554, Nov. 2002.
- [12] 牧 謙一郎, "超高速衝突に伴うマイクロ波放射の観測及び放射メカニズムの考察", 博士論文.
- [13] B.Jean and T.L.Rollins, *AIAA J.*8, 1742(1970).
- [14] Swift, H.F., The role of electromagnetic radiation in hypervelocity impact mechanics, *Int. J. Impact Engng*, 26, 745-760, 2001.
- [15] Eichhorn, G., Measurement of the light flash produced by high velocity particle impact, *Planet. Space Sci.*, 23, 1519-1525 (1975).
- [16] Eichhorn, G., Analysis of the hypervelocity impact process from impact flash measurements, *Planet. Space Sci.*, 24, 771-781 (1976).
- [17] 杉田精司, 衝突閃光の高速分光学, 日本惑星科学会誌「遊・星・人」, 8(2), 1999.
- [18] Sugita, S. and P.H. Schultz, Spectroscopic measurements of vapor clouds due to oblique impacts, *J. Geophys. Res.*, 104(E8), 19,427-19,441, Aug 25, 1998.
- [19] Sugita, S. and P.H. Schultz, Spectroscopic characterization of hypervelocity jetting: Comparison with a standard theory, *J. Geophys. Res.*, 104(E12), 30,825-30,845, Dec 25, 1999.
- [20] T. Kadono, Observation of expanding vapor cloud generated by hypervelocity impact, *Journal of geophysical research*, Vol.101 No.E11, pp26097-26109, November 25, 1996.
- [21] David A. Crawford, Peter H. Schultz, The production and evolution of impact generated magnetic fields, *Impact Journal of Engineering* vol.14, pp205-216, 1993.
- [22] Tidman, D.A. and G.H. Weiss, Radio emission by plasma oscillations in nonuniform plasmas, *Phys. Fluids*, 4(6), 703-710, June 1961a.
- [23] Tidman, D.A. and G.H. Weiss, Radiation by a large-amplitude plasma oscillation, *Phys. Fluids*, 4(7), 866-868, July 1961b.
- [24] K. Maki, T. Takano, E. Soma, K. Ishii, S. Yoshida, M. Nakatani, "Observation of Microwave Emissions in Rock Fracture under Pressure", *Zisin (Journal of the Seismological Society of Japan)*, 58(4), 375-384 (2006)
-

-
- [25] David A. Crawford, Peter H. Schultz, Electromagnetic properties of impact generated plasma, vapor and debris, *Impact Journal of Engineering* vol.23 pp169-180, 1999.
- [26] L.E. Murr, E.FerreyraT., S.Pappu, E.P.Garcia, J.C.Sanchez, W. Huang, J.M.Rivas, C.Kennedy, A.Ayala, and C.-S.Niou, Novel deformation processes and microstructures involving ballistic penetrator formation and hypervelocity impact and penetration phenomena, *Material Characterization* 37: 245-276, 1996.
- [27] Ken-ichiro Maki, Tadashi Takano, "Analysis of the Microwave Radiation Field from the Discharge due to an Impact Destruction", *The Institute of Electrical Engineers of Japan (IEEJ)*, 1-081, pp.87, Mar. 2004.
- [28] Kentaro Ishii, Eriko Soma, Hiroko Ohnishi, Shigeo Chiba, Tadashi Takano, Akira Yamori, "The Frequency Characteristics of Radio Wave Radiation Phenomenon due to Hypervelocity Impacts", *Space Plasma Study Group*, Mar. 2005.
- [29] K. Maki et al., "Dependence of microwave emissions from hypervelocity impacts on the target material", *J. Appl. Phys.*, vol.97, 104911 (2005)
- [30] 牧, 高野, 相馬, 矢守, "衝突破壊に伴うマイクロ波放射の周波数特性及び放射メカニズム", *電気学会論文誌*, 2004b.
- [31] 稲垣直樹, "電気・電子学生のための電磁波工学", P.73-82, 丸善株式会社.
- [32] O. Fujiwara, "An analytical approach to model indirect effect caused by electrostatic discharge", *IEICE Trans. Commun.*, vol.E79-B. no.4, pp.483-489 (1996).
- [33] 藤原 修, 世古 秀明, 山中 幸雄, "静電気放電の火花抵抗則に基づく発生電磁界の F D T D 計算", *電子情報通信学会論文誌 B*, Vol.J85-B, No.9, pp.1644-1651, Sep. 2002.
- [34] 宮脇 一男, "雑音解析", 朝倉書店.
- [35] S.O.Rice, "雑音理論", 電気書院.
- [36] MATLAB, Copyright 1984-2000, The MathWorks, Inc.
-

発表文献

論文誌

- [1] Shigeo Chiba, Eriko Soma, Tadashi Takano, "Waveform Analysis of Microwave Pulses Emitted in Association with Hypervelocity Impacts", The Institute of Electronics, Information and Communication Engineers (submitted on Dec. 2006).

国外発表

- [2] Shigeo CHIBA, Eriko SOMA, Tadashi TAKANO, "Waveform Analysis of Microwave Pulses Emitted in Association with Hypervelocity Impacts", International Symposium on Antennas and Propagation, a91-r145, Nov. 1-4, 2006.

国内発表

- [3] 千葉 茂生, 牧 謙一郎, 相馬 央令子, 石井 健太郎, 高野 忠, 吉田 真吾, "岩石圧縮破壊に伴うマイクロ波放射荷重依存性", 17年度電気学会全国大会, 徳島, 1-152, Mar. 2005.
- [4] 千葉 茂生, 牧 謙一郎, 相馬 央令子, 石井 健太郎, 高野 忠, "超高速衝突に伴うマイクロ波放射の波形解析", 平成 17 年度電気関係学会九州支部連合大会, 02-2P-03, Sep. 2005.
- [5] 千葉 茂生, 相馬 央令子, 石井 健太郎, 大西 裕子, 高野 忠, "超高速衝突に伴うマイクロ波放射のコヒーレンシの検討", 18 年度電気学会全国大会, 1-166, Mar. 2006.
- [6] 千葉 茂生, 相馬 央令子, 岸 康弘, 長谷川 直, 高野 忠, "超高速衝突に伴うマイクロ波放射の継続時間に関する検討", 第 50 回宇宙科学技術連合講演会, 小倉, 1I07, Nov. 2006.
- [7] 千葉茂生, "超高速衝突に伴うマイクロ波放射現象のスペースデブリ衝突検知システムへの応用 (ポスター発表)", The 3rd IEEE Tokyo Young Researchers Workshop, 東京, E-4, Dec. 2006.

- [8] 千葉 茂生, 相馬 央令子, 岸 康弘, 高野 忠, “超高速衝突に伴うマイクロ波放射の周波数依存性”, 19年度電気学会全国大会, Mar. 2007(発表予定).

国内研究会発表

- [9] 千葉 茂生, 相馬 央令子, 石井 健太郎, 大西 裕子, 長谷川 直, 高野 忠, “超高速衝突に伴うマイクロ波放射の周波数領域解析及びプラズマの関連性”, 17年度スペースプラズマ研究会, Mar. 2006.

共著者としての発表

- [10] 石井 健太郎, 相馬 央令子, 大西 裕子, 千葉 茂生, 高野 忠, 長谷川 直, “マイクロ波の相関処理によるデブリ衝突位置検出の検討”, 第49回宇宙科学技術連合講演会, 広島, 3F06, Nov. 2005.
- [11] 石井 健太郎, 相馬 央令子, 大西 裕子, 千葉 茂生, 高野 忠, 矢守 章, “超高速衝突による電波放射現象の周波数特性”, 16年度スペースプラズマ研究会, 神奈川, Mar. 2005.
- [12] H.Ohnishi, S.Chiba, K.Maki, E.Soma, K.Ishii, T.Takano, S.Hasegawa, “Study on microwave emission mechanisms on the basis of hypervelocity impact experiments on target plates with various thicknesses”, Journal of Applied Physics(to be published).
- [13] H.Ohnishi, K.Maki, E.Soma, K.Ishii, S.Chiba, T.Takano, A.Yamori, “Study on Microwave Emission Due to Hypervelocity Impact Destruction”, UNION RADIO-SCIENTIFIQUE INTERNATIONALE(URSI), A01, 2005.
- [14] 大西 裕子, 牧 謙一郎, 相馬 央令子, 石井 健太郎, 千葉 茂生, 高野 忠, 矢守 章, “超高速衝突に伴うマイクロ波放射の荷重依存性”, 電子情報通信学会総合大会, B-1-12, 2005.
- [15] 大西 裕子, 牧 謙一郎, 相馬 央令子, 石井 健太郎, 千葉 茂生, 高野 忠, 長谷川 直, “超高速衝突に伴う標的の破壊とマイクロ波発生量の関係”, 第49回宇宙科学技術連合講演会, 3F08, 2005.
- [16] Eriko Soma, Shigeo Chiba, Tadashi Takano, Sunao Hasegawa, Masatoshi Sano, “Study on Position Determination of Space Debris Impact via Microwave”, 2006 International Symposium on Antennas and Propagation, (submitted on Dec. 2006).

-
- [17] Eriko SOMA, Kentaro ISHII, Hiroko OHNISHI, Shigeo CHIBA, Tadashi TAKANO, Sunao HASEGAWA, "Destruction and Microwave Emission due to Hypervelocity Impacts onto External Wall of Spacecraft", International Symposium on Space Technology and Science, Kanazawa, Japan, 2006-r-2-09, Jun.2006.
- [18] Eriko SOMA, Kentaro ISHII, Shigeo CHIBA, Sunao HASEGAWA, Tadashi TAKANO, Masatoshi SANO, "Study on Position Determination of Space Debris Impact via Microwave", International Symposium on Antennas and Propagation, Singapore, Technical Session C, Nov.2006.
- [19] 相馬 央令子, 石井 健太郎, 大西 裕子, 千葉 茂生, 高野 忠, 長谷川 直, "宇宙基地曝露材へのデブリ衝突によるマイクロ波放射", 第 49 回宇宙科学技術連合講演会, 広島, 3F07, Nov.2005.
- [20] 相馬 央令子, 石井 健太郎, 大西 裕子, 千葉 茂生, 高野 忠, 長谷川 直, "放射電波による宇宙機曝露部へのデブリ衝突検出特性", 平成 17 年度衝撃波シンポジウム, 神奈川, 17-A-1-2, Mar.2006.
- [21] 相馬 央令子, 千葉 茂生, 高野 忠, 長谷川 直, 佐野 雅敏, "大型宇宙機へのデブリ衝突検出系の提案", 第 3 回宇宙環境シンポジウム, 筑波, Dec.2006.

謝辞

本研究を行うにあたり、(独)宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究本部での研究と言う非常に貴重で有意義な機会を与えてください、様々な御指導、御助言を与えていただいた宇宙科学研究本部高野忠教授に深く感謝いたします。

同本部特別研究員の井上浩三郎氏には、貴重な御助言、御指導を頂き、深く感謝いたします。

電磁飛翔体加速装置の運用担当である同本部の矢守章技官、長谷川直技官には、実験において多大な助力を頂き感謝いたします。

秘書の井村久美氏には事務処理において非常にお世話になりました。

牧謙一郎氏(現、理化学研究所)には、研究の解析の機会を与えていただき、また、数々の御助言を頂き感謝いたします。

また、共同実験者である相馬央令子氏、石井健太郎氏、大西裕子氏、岸康弘氏には、実験をはじめとする多大な手助け、様々なアドバイスをしていただきとても感謝いたします。

3年もの間、研究およびその他の様々な面でお世話になった高野研究室のメンバーの方々に厚く御礼申し上げます。