

高精度制御電子ビームを用いたコヒーレントチェレンコフ放射による高強度テラヘルツパルス生成に関する研究

Research on generation of intense terahertz pulses by coherent Cherenkov radiation using precisely controlled electron beams

2023年2月

蓼沼 優一  
Yuichi TADENUMA

高精度制御電子ビームを用いたコヒーレントチェレンコフ放射による  
高強度テラヘルツパルス生成に関する研究

Research on generation of intense terahertz pulses by  
coherent Cherenkov radiation using precisely controlled  
electron beams

2023年2月

早稲田大学大学院先進理工学研究科および東京都市大学大学院総合理工学研究科  
共同原子力専攻 加速器応用理工学特殊研究A

蓼沼 優一  
Yuichi TADENUMA

# 目次

1	序論	1
1.1	電磁波の歴史とテラヘルツ波	1
1.2	テラヘルツ光源	3
1.2.1	熱光源	3
1.2.2	固体発振器	3
1.2.3	レーザー	3
1.2.4	電子管	4
1.2.5	超短パルスレーザー	4
1.2.6	高エネルギー電子ビーム	5
1.3	テラヘルツ検出器	5
1.3.1	ボロメーター	5
1.3.2	焦電検出器	6
1.3.3	ショットキーバリアダイオード	6
1.3.4	光伝導アンテナ	6
1.3.5	EO サンプルング	6
1.4	研究目的	7
2	早稲田大学における加速器システム	8
2.1	加速器システムの概要	8
2.2	クライストロン	9
2.3	カソード励起用レーザー	10
2.3.1	発振器	10
2.3.2	LN 強度変調器	11
2.3.3	アンプ部	11
2.3.4	波長変換	12
2.4	タイミング制御	13
2.4.1	カソード励起用レーザー(119 MHz)をマスター信号とした場合	14
2.4.2	マイクロ波アナログ信号発生器(2856 MHz)をマスター信号とした場合	15
2.5	ビームライン	16
2.5.1	1.6 cell RF-gun	17
2.5.2	2 cell transverse RF-deflecting cavity	18
2.5.3	Solenoid magnet	21
2.5.4	Quadrupole magnet	21
2.5.5	Steering magnet	22
2.5.6	Fast Current Transformer	23

2.5.7	Beam position monitor	23
2.6	冷却システム	23
3	電子線傾き制御によるコヒーレントチェレンコフ放射	25
3.1	コヒーレント放射	25
3.2	チェレンコフ放射	26
3.3	フォームファクター	28
3.4	傾き制御による位相整合原理	29
3.5	ターゲット媒質	30
3.6	EGS5 による飛程計算	32
3.7	テラヘルツ光強度とスペクトルの数値計算	35
3.8	コヒーレントチェレンコフ放射生成	37
3.8.1	電子ビームのパラメータ測定	39
3.8.2	傾き角依存性	40
3.8.3	電荷量依存性	41
3.8.4	絶対値	42
3.8.5	偏光度	43
3.8.6	集光特性	45
3.8.7	ターゲット形状の検討	45
4	空間変調電子ビームによる準単色テラヘルツパルス生成	50
4.1	電子線空間変調による準単色化原理	50
4.2	マルチスリット設計	51
4.3	準単色テラヘルツパルス生成	54
4.3.1	空間変調電子ビーム	55
4.3.2	BPF を用いた準単色化の確認	56
4.4	準単色テラヘルツパルスの高強度化	59
4.4.1	扁平電子ビーム	59
4.4.2	テラヘルツパルス強度の比較	61
5	EO サンプルング法による THz-TDS システムの開発	63
5.1	THz-TDS	63
5.2	EO サンプルング	63
5.2.1	EO サンプルングの概説	63
5.2.2	EO 結晶の選定	65
5.3	Yb ファイバーを用いたプローブレザーシステムの開発	69
5.3.1	EO サンプルングにおけるプローブレザーシステム	69
5.3.2	Yb ファイバーレーザー	69
5.3.3	プローブレザーシステム	71

5.4	テラヘルツパルスの時間波形およびスペクトル測定	75
5.4.1	加速器システムとのタイミング同期	75
5.4.2	時間波形測定とスペクトル解析	75
6	結論	78
Appendix	光共振器によるテラヘルツパルスの高強度化	80
I.	光共振器システムの概要	80
II.	共振器の増幅率計算	81
III.	共振器システムの設計	83

## 目次

図 2.1 加速器システムの概略図.....	8
図 2.2 (左)制御 PC、(右)制御盤と LLRF システム.....	9
図 2.3 (左)クライストロンパルスモジュレーター、(右)クライストロン.....	10
図 2.4 (左)発振器の外観、(右)発振器の光路図.....	11
図 2.5 LN 変調器の原理.....	11
図 2.6 アンプ部の概略図.....	12
図 2.7 IR パルス、UV パルスおよび電荷量の強度変化.....	13
図 2.8 タイミング系統図(カソード用レーザーがマスター信号の場合).....	15
図 2.9 周波数と電荷量の安定性同時測定結果.....	15
図 2.10 タイミング系統図(SG がマスター信号の場合).....	16
図 2.11 電荷量の安定性測定結果.....	16
図 2.12 ビームラインの外観.....	17
図 2.13 (左)RF-gun の外観、(右) RF-gun の概略図.....	18
図 2.14 RF-deflector の外観.....	19
図 2.15 ゼロクロス位相における電子バンチの偏向原理.....	20
図 2.16 (左)ソレノイド電磁石の外観、(右)ソレノイド電磁石の原理.....	21
図 2.17 (左) 四重極電磁石の外観、(右)四重極電磁石の原理.....	22
図 2.18 (左)ステアリング電磁石と FCT の外観、(右)ステアリング電磁石の原理.....	22
図 2.19 (左)熱交換器の外観、(右)タンクと循環水温度制御盤.....	24
図 3.1 コヒーレント放射とインコヒーレント放射.....	26
図 3.2 チェレンコフ放射の概念図.....	28
図 3.3 傾き制御電子ビームによる位相整合原理.....	30
図 3.4 電子ビームのエネルギーとチェレンコフ放射角の関係.....	32
図 3.5 Silica aerogel の EGS5 シミュレーション結果.....	33
図 3.6 TOPAS の EGS5 シミュレーション結果.....	34
図 3.7 Si の EGS5 シミュレーション結果.....	34
図 3.8 表面からの侵入深さの解析結果(a)0.2 THz, (b)0.4 THz, (c)0.6 THz, (d) 0.8 THz....	35
図 3.9 電子ビームの傾き角とフォームファクターの関係.....	36
図 3.10 周波数とフォームファクターの関係.....	36
図 3.11 傾き制御電子ビームから得られるテラヘルツスペクトルの計算結果.....	37
図 3.12 実験セットアップ.....	37
図 3.13 (左)TOPAS の外観、(右)TOPAS およびホルダーの寸法図.....	39
図 3.14 ATT 印加電圧と電子ビームの傾き角の関係.....	40
図 3.15 電子ビームの傾き角および重心位置変化に対するテラヘルツパルス強度の変化	

(a)順位相、(b)逆位相 .....	41
図 3.16 電子ビームの傾き角とテラヘルツパルス強度の関係.....	41
図 3.17 電子ビームの電荷量とテラヘルツパルス強度の関係.....	42
図 3.18 テラヘルツパルスの絶対値測定結果.....	43
図 3.19 テラヘルツパルスの偏光度測定結果.....	44
図 3.20 テラヘルツパルスのプロファイル測定結果.....	45
図 3.21 ターゲット媒質の最適化検討原理.....	46
図 3.22 最適化を検討したターゲット形状.....	47
図 3.23 五角形ターゲットを用いた場合の傾き角依存性.....	47
図 3.24 五角形ターゲットを用いた場合の電荷量依存性.....	48
図 3.25 電荷量依存性におけるターゲット形状の比較.....	48
図 4.1 準単色パルスの生成原理.....	51
図 4.2 空間変調電子ビームの deflection.....	52
図 4.3 媒質間の屈折率差によるパルス間隔の変化.....	53
図 4.4 スリット寸法図(mm 表記).....	54
図 4.5 スリットの外観.....	54
図 4.6 Solenoid 電磁石の電流値とプロファイルの関係(Slit-B).....	55
図 4.7 Solenoid 電磁石の電流値と対応周波数の関係.....	56
図 4.8 電子ビームの傾き角とテラヘルツパルス強度の関係(左)Slit-A、(右)Slit-B.....	57
図 4.9 Solenoid 電磁石の電流値とテラヘルツパルス強度の関係(左)Slit-A、(右)Slit-B.....	58
図 4.10 電荷量と準単色テラヘルツパルス強度の関係(左)Slit-A、(右)Slit-B.....	59
図 4.11 四重極電磁石の電流値とプロファイルの関係(Slit-A).....	60
図 4.12 四重極電磁石の電流値とプロファイルの関係(Slit-B).....	60
図 4.13 四重極電磁石の電流値と対応周波数の関係.....	61
図 4.14 電荷量依存性におけるビーム形状の比較.....	62
図 5.1 EO サンプリングの概念図.....	65
図 5.2 GaP と ZnTe の可視光および赤外領域における屈折率.....	66
図 5.3 GaP のテラヘルツ領域における屈折率の(左)実部、(右)虚部.....	66
図 5.4 ZnTe のテラヘルツ領域における屈折率の(左)実部、(右)虚部.....	67
図 5.5 $r_{41}\omega$ の計算結果(左)GaP、(右)ZnTe.....	67
図 5.6 結晶厚さ毎の $GEO(\omega)$ 計算結果(左)GaP、(右)ZnTe.....	68
図 5.7 ANDi レーザーの構成 [124].....	70
図 5.8 ANDi レーザーの出力特性 [124].....	71
図 5.9 ANDi レーザーの共振器各部分におけるスペクトル波形 [126].....	71
図 5.10 発振器の(左)実際の外観と(右)光路図.....	72
図 5.11 増幅部及び圧縮部の(左)実際の外観と(右)光路図.....	73

図 5.12 発振器・増幅部・圧縮部における自己相関波形 .....	74
図 5.13 EO サンプリングの光路図 .....	76
図 5.14 EO サンプリングによって得られた(左)テラヘルツパルスの時間波形、(右)時間 波形のフーリエ変換結果とスペクトル計算値 .....	76
図 A.1 共振器システムの概略図 .....	81
図 A.2 光共振器による蓄積パルス数とアウトプットパルスエネルギーの関係 .....	83
図 A.3 ファブリ・ペロー型共振器の安定性 [135] .....	84
図 A.4 ミラーの曲率半径とモード半径およびビームウエストの関係 .....	85
図 A.5 共振器用穴あきミラーの外観 .....	86
図 A.6 共振器用チャンバーの設計図 .....	87
図 A.7 共振器用チャンバーの外観 .....	87
図 A.8 共振器用ミラー制御機構の設計図 .....	88
図 A.9 共振器用ミラー制御機構の外観 .....	89



## 表目次

表 1 ターゲット媒質のパラメータ.....	31
表 2 電子ビームのパラメータ .....	39
表 3 テラヘルツパルス強度の絶対値測定結果 .....	43
表 4 スリットのパラメータ .....	53
表 5 二種類のビーム形状について対応周波数が 0.2 THz となるパラメータ.....	61
表 6 GaP および ZnTe のパラメータ .....	66
表 7 発振器後のレーザーパラメータ .....	72
表 8 増幅部後のレーザーパラメータ .....	73
表 9 圧縮部後のレーザーパラメータ .....	74
表 10 共振器用ミラーのパラメータ .....	86

# 1 序論

## 1.1 電磁波の歴史とテラヘルツ波

人類史におけるもっとも偉大な発明とは何か。15 世紀から 16 世紀にかけてのヨーロッパに限定すれば、火薬、羅針盤、活版印刷技術が三大発明と広く知られているが、全ての時代、領域においては明確な答えには至らないであろう。古くは火、言語、道具の利用から、近代の動力飛行、蒸気機関まで、あらゆる領域において科学の発明が人類の発展を支えてきた。それらと肩を並べて、電磁波もその類の一つであることは広く受け入れられている事実ではないだろうか。しかし、電磁波そのものを発明と呼ぶには少し誤解が生じるだろう。火の場合と近いが、電磁波そのものは人類が発見する以前から、極論を言えば宇宙誕生時から存在していたはずである。そして、人類を含むすべての自然は太陽から降り注ぐ光、すなわち電磁波を頼りにその生を全うしてきた。このように人類のみならず宇宙全体を見渡しても普遍的であった電磁波について、人類が初めてその存在を電磁気学という学問として確立したのは 1864 年のこと、その物理学者とは他でもないマクスウェル(James Clerk Maxwell)である [1]。その後、1888 年にはヘルツ(Heinrich Rudolf Hertz)が電波としての存在を実験的に確認し [2]、1895 年にはマルコーニ(Guglielmo Giovanni Maria Marconi)がついに人類初の無線電信に至る。電波としてのその後の発展は議論するまでもなく明らかな事実であり、ラジオ、テレビ、通信衛星、近年我々の身の回りにあふれるスマートフォン等の通信デバイスなど、その実用例は枚挙にいとまがない。さて、波長が短い電磁波、所謂放射線についてもその利用の歴史をしてみることにする。初めて放射線が発見されたのは、医療用の透過撮像技術で知られるレントゲン(Wilhelm Conrad Röntgen)である。レントゲンが X 線を発見したのは 1895 年のこと [3]、レントゲン夫人の手を撮影した X 線写真は非常に有名であろう。今でこそ、放射線は粒子線( $\alpha$  線、 $\beta$  線)と電磁波に区別されているが、その最初の発見という功績を残したのは 1898 年ラザフォード(Ernest Rutherford)であった [4]。その他にも、ラザフォード散乱による原子核の発見、原子核の人口変換などの功績により、今日では「原子物理学の父」としてその名を広く知られている。さて、電磁波の発見に話を戻すと、現在  $\gamma$  線として知られている高エネルギーの電磁波の発見は、1900 年フランスの物理学者ポール・ヴィラール(Paul Ulrich Villard)という物理学者によるものだが [5]、その未知の放射線の名前を  $\gamma$  線と付けたのは、1903 年、こちらもラザフォードであった [6]。このように進展した放射線領域の電磁波の利用は、やはりその透過性を生かした医療応用や検査技術が初めにあげられるだろう。X線よりもエネルギーの高い  $\gamma$  線については、さらに先端的な PET 検査や放射線治療、それ以外では農業分野における品種改良、害虫駆除や環境分野での下水、排ガス処理など、幅広い場面で実用化されている。

ここまで電磁波の発見と利用についてその歴史を振り返り、あらゆる波長帯において電磁波が人類の発展の礎となっていることを理解していただけたと思う。未知の電磁波を発見し、その生成や実用を探求し、そしてまた新たな領域の開拓に踏み出す。このようにして電磁波の歴史は築き上げられてきた。こうした発展の中でも、長い間未開拓領域として知られてきた帯域がある。それが、周波数 0.1-30 THz 帯の電磁波、テラヘルツ波である。周波数の領域としては電波と光波の中間に

位置しており、例えば日本の電波法によれば「電波とは、三百万メガヘルツ以下の周波数の電磁波」(三百万メガヘルツ=3 THz)と定義されていることから、テラヘルツ波の一部は電波としても扱うことがわかる。テラヘルツ波の特徴としては、まず透過性と直進性の両方を有していることが挙げられる。電波のように多くの非導電性の物質を透過することが出来る一方で、金属では反射することから光学的に輸送することもできる。また、指紋スペクトルと呼ばれる、生体分子や高分子に特徴的な吸収ピークを持つこともユニークな特徴の一つである [7]。さて、こうした特徴を持つテラヘルツ波について、その有用性を示すためにも応用研究をいくつか紹介する。テラヘルツ波研究の中でも比較的当初より注目を集めているのはセンシング技術であろう。先ほども述べた指紋スペクトルや透過性という特徴から、生物学、医薬、セキュリティ、環境測定、材料工学、天文学など幅広い領域においてテラヘルツ Time domain spectroscopy (THz-TDS) の応用研究が進められている。想像しやすいものとしては、分光とイメージングを併せた癌の診断、空港等での危険物質検知、半導体製造における特性評価などがその代表例だ [8]。センシングと並んで最も応用研究が盛んな分野としては、通信技術が挙げられる。先に紹介した電磁波の歴史にも見られるように、日々進化する情報通信分野では常により高速な通信技術が求められる。その中で期待されているうちの 하나가正しくテラヘルツである。これまで通信に利用されてきた電波帯よりも高周波帯に位置するテラヘルツ波を利用すれば 10 Gb/s 以上の高速通信が可能となる [9]。近年の研究では Beyond5G/6G といった名称で次世代高速通信の研究が進められており、日本の川西哲也氏らの研究グループを中心として 2022 年 7 月に世界初の双方向 300GHz テラヘルツ伝送に成功したことが報告され、伝送速度 20Gb/s×2(双方向)を達成している [10]。これらの応用例はいずれも産業に近い分野で、一般にもイメージがしやすい領域であるが、テラヘルツ波の応用は基礎的な研究においても盛んに進められている。そういった基礎研究においては小型光源よりも大型で高強度なテラヘルツパルスを生成できる施設が有利であり、我が国日本においては大阪大学にあるテラヘルツ自由電子レーザー (THz-FEL: THz free electron laser) がその代表である。次からは大阪大学の THz-FEL で近年行われた研究をいくつか紹介する。例えば、先に述べた THz 帯高速通信は実用化が期待される一方で、人体や生物への影響や安全性が確立されていないという懸案事項がある。そのような背景にも役立つと期待される研究として、THz-FEL によって生成した高強度テラヘルツパルスを水溶液中のタンパク質重合体に照射した際の影響を調査する研究などが行われている [11]。水分子に吸収されるテラヘルツ波は組織内部まで到達しないと従来考えられてきたが、高強度パルスの場合には連続波 (CW: continuous wave) では発生し得ない衝撃波が組織内部まで侵襲する可能性が示され、生物組織に対する安全性について新しい示唆を与えている。また、材料操作に新しい可能性をもたらす研究として、テラヘルツパルス照射による微細周期構造の生成が報告されている [12]。フェムト秒レーザーパルスを照射した際に誘起される微細構造は Laser Induced Periodical Surface Structure (LIPSS) として 1965 年には観測されていたが [13]、テラヘルツ波誘起の LIPSS は 2018 年の [12] における研究が世界で初の報告であり、新たな材料制御やレーザー加工技術の発展に貢献することが期待される。このほかにも挙げれば際限がないほどにテラヘルツに関する基礎、応用研究は発展し続けているが、本論文の主旨とは外れるため割愛させていただく。しかしながら、

その有用性はここで記載した内容だけでも十分すぎるほどに明らかだろう。そして、このような研究に欠かせない根源的な研究が光源や検出器の開発である。そこで次節からは、いくつかのテラヘルツデバイスについて簡単な原理とその特性を紹介することで、本研究の意義を確立するための背景を示す。

## 1.2 テラヘルツ光源

### 1.2.1 熱光源

熱光源には、黒体炉、グローバー光源、超高圧水銀灯などがあり、高温の物質から生じる熱放射を光源として用いるものである。セラミックス光源の場合には 1000°C以上、高圧水銀灯の場合でも 400°C以上の高温にする必要があり、エネルギー効率が悪いという特徴はあるものの比較的安価かつ扱いやすさの点でも優れている光源として知られている [14]。また、基本的な原理として熱放射を利用するため、水銀をはじめとして原子スペクトルに由来する広帯域な白色光となり、またその一部をテラヘルツ光源として利用するため、後述する光源と比べると強度の点でも劣ってしまう。

### 1.2.2 固体発振器

固体発振器は、ガンダイオードやタンネットダイオードと呼ばれる室温で動作可能な電気素子を用いたテラヘルツ発振器である。GaAs などの半導体に高電圧を印加した際に振動電流が誘起され発振が得られるが、これは John Battiscombe Gunn により 1963 年に発見されガン効果として知られている [15]。ガンダイオードはこのガン効果を応用した素子であり、サブ THz 領域での発振が報告されている [16]。タンネットダイオードは、トンネル注入走行時間 (TUNNETT: Tunnel injection Transit Time)効果を利用した半導体デバイスであり、1968 年に初めて GaAs を用いたパルス発振に成功している [17]。テラヘルツ帯の発振は 2000 年代以降に入ってから報告され始め [18]、ミリ波帯からサブミリ波帯の発振が得られるダイオードとして利用されている。これらの発振器は概ね 200-300 GHz 程度、複数のデバイスの組み合わせで 700 GHz までの発振が得られる特徴がある。その他には、共鳴トンネルダイオード(RTD: Resonant Tunneling Diode)と呼ばれる発振器も発展してきている。これは、厚さ数 nm の間隔でバンドギャップの異なる半導体を層構造にすることで電子を束縛する量子井戸を作り、そのポテンシャル障壁を通り抜ける共鳴トンネル効果という現象を利用した電子素子であり、発振周波数としては 1 THz を超えている [19]。

### 1.2.3 レーザー

テラヘルツ帯のレーザーについては、適切な利得媒質がないことから長らく発振が困難であったが、半導体の量子井戸構造を利用して人工的な利得媒質を生成することでレーザー発振することに成功している。それが量子カスケードレーザー(QCL: Quantum Cascade Laser)と呼ばれる素子である。QCL は、RTD でも説明した量子井戸中に生成されるサブバンド間において、電子を滝(カスケード)のように流すことで得られるバンド内遷移発光を用いて発振させる半導体レーザーである。このサブバンドのエネルギー間隔を適切に制御し、THz 帯に対応させることで THz 帯のレーザー発振を得ることが可能となり、これまでに 1.2-5.4 THz 帯の発振が確認されている。量子構造は、主

に InGaAs/InAlAs, InGaAs/GaAsSb, および GaAs/AlGaAs などがあり、近年では室温動作が可能な素子も報告され注目を集めている [20]。

#### 1.2.4 電子管

電子管とは、高真空にしたガラスやセラミックスの容器内を、陰極から発生させた電子を電磁場で運動させることで動作を行う素子の総称である。クライストロン、後進波管、ジャイロトロンなどが高出力の電子管として知られており、周波数領域は赤外から短波長側への拡張が進み、その高調波がテラヘルツ帯まで達している。クライストロンは古くから利用されてきたデバイスであるが、高出力化は現在も進められており、近年では 218 GHz で最大 560 W という高出力が報告されている [21]。また、福井大学の遠赤外ジャイロトロンにおいては、CW で~395 GHz、最大 1 kW 以上の出力を、パルスでは~1 THz、最大 1.5 kW という高出力を達成している [22, 23]。

#### 1.2.5 超短パルスレーザー

超短パルスレーザーとは、主にピコ秒以下のパルス幅を持つレーザーを指し、ピコ秒レーザーやフェムト秒レーザーとも呼ばれる。希土類を添加した結晶やファイバーを利得媒質として用いることが一般的であり、Ti-sapphire、Nd、Yb などがある代表例である。近年では Er や Tm といった中赤外領域まで発振波長が拡張しており、今後も発展が期待されている。応用例は広く知られているものとしてレーザー加工や表面処理などが挙げられるが、テラヘルツ波の生成においても非常に重要な役割を担っている。超短パルスレーザーを用いたテラヘルツ波生成と一括りに扱っても、実は生成原理はかなりの種類が考案されている。本項では特徴的なものの例として光伝導アンテナとパルス面傾斜法による生成について紹介する。これらを選んだ理由としては、いずれも本研究と深く関連する手法となっているためである。

まず、光伝導アンテナ(PCA: Photo Conductive Antenna)を用いたテラヘルツ波生成原理について概説する。PCA は、1980 年代にはじめてその原理が実証されて以降、テラヘルツ波の生成および検出デバイスとして広く用いられている [24, 25]。その基本構造としては、光導電性の基板の上に金属のダイポールアンテナが配置されている。アンテナギャップにパルス光が入射すると光キャリアが生成され、バイアス電圧によって過渡的な光電流が生じる。この光電流がアンテナを駆動させ、広帯域テラヘルツパルスとして再放出されるという流れになっている [26]。放射特性としては、0.1-4.0 THz 程度の広帯域であることに加えて、出力としては 250  $\mu$ W 程度まで報告されている [27]。また、PCA 自体が非常に小型であると同時に、駆動にはバイアス電圧と超短パルスレーザーさえあればよいため、システムとしても小型化を図れる点も魅力の一つである。

もう一つの代表例が、超短パルスを電気光学結晶に入射させた際の光整流と呼ばれる現象を用いた手法である [28, 29]。レーザーパルスのような高強度な電場が電気光学結晶に入射すると、その電場強度に応じた非線形光学が生じる。光整流も二次の非線形分極から生じる効果の一つで、生じるパルス光は入射パルスの包絡線の 2 階微分で与えられる時間波形を持つ。従って、ピコ秒以下のパルス幅を持つレーザーパルスをポンプ光に用いることで、シングルサイクル程度のテラヘルツパルスを得ることが可能となる。この方法を基にしてさらに効率を上げた手法がパルス面傾斜

法である [30]。光整流によって高強度なテラヘルツパルスを生成するには、高い非線形応答を示す結晶の選定に加えて、適切な波長のレーザーパルスを用いる必要がある。これは、ポンプ光の波長帯とテラヘルツ帯の屈折率の差が大きいと、結晶内におけるポンプ光の群速度とテラヘルツパルスの位相速度が大きく異なり、位相整合条件を満たさなくなるためである。そのため、たとえば波長 800 nm の Ti-sapphire レーザーをポンプ光とする場合には、使用できる結晶は ZnTe や GaP に限られていた。ZnTe よりも 2.5 倍程度大きな非線形光学定数を持つ LiNbO<sub>3</sub> などが存在しながら、位相整合条件を満たせないためにテラヘルツ波生成には使用できていなかったのである。パルス面傾斜法は、正しくこの位相整合条件を満たすための手法である。実のところ、その原理は本研究における傾き制御電子ビームによるコヒーレントチェレンコフ放射生成と同様であり、3.4 節にて詳細を解説しているためここでは割愛させていただく。ともあれ、この手法により大幅に変換効率が上昇したことでレーザーベースの光源においても高強度なテラヘルツパルスの生成を行うことが可能になり、2011 年の時点でパルスエネルギーとしては 3  $\mu\text{J}$ 、最大電場強度 1.2 MV/cm を達成している [31]。また、比較的長い 1.3 ps というパルス幅のポンプ光に用いることで 125  $\mu\text{J}$  という大強度のパルス生成も報告されている [32]。

### 1.2.6 高エネルギー電子ビーム

高エネルギーの荷電粒子から発生する放射現象もテラヘルツ光源として利用される。シンクロトロン放射や遷移放射においてもテラヘルツ帯の放射を確認されているが [33, 34]、中でもとりわけ高出力が得られる光源が FEL である。FEL の基本的な仕組みとしては、電子ビームを相対論的速度まで加速させた後に、アンジュレータと呼ばれる周期的に並んだ磁場発生装置中を走行させることで電子を蛇行させ、その際に生じるシンクロトロン放射を光共振器間に蓄積することで発振を行う。レーザー媒質によらない発振方法であるため、テラヘルツ帯から X 線領域まで非常に幅広い波長の光を取り出すことが出来る [35]。テラヘルツ帯の発振が得られている FEL はまだ少ないが、アメリカの UCSB [36]、オランダの FELIX [37]、ロシアの NovoFEL [38]、韓国の KAERI [39] など少しずつその施設数は増え、発振波長や強度も発展を遂げている。日本の大阪大学でも THz 帯の FEL が稼働しており、近年も出力向上の報告が為されている。電子バンチの間隔を従来の 108 MHz から 27 MHzs に変更し、バンチチャージを 1 nC から 4 nC に向上させたことで、出力としては 30  $\mu\text{J}$  から 260  $\mu\text{J}$  という 10 倍近い強度の向上に成功している [40]。

## 1.3 テラヘルツ検出器

### 1.3.1 ボロメーター

ボロメーターは、次項の焦電検出器と同じく熱型に分類される検出器である。入射電磁波の吸収材と、それに結合したヒートシンクから構成され、入射した電磁波による温度上昇を吸収材に取り付けられた半導体の抵抗変化として測定するという原理になっている。基本的に室温動作が可能なデバイスであるが、冷却することによって感度を挙げる手法も採用されている [41]。Micro Electro Mechanical Systems (MEMS) と呼ばれる微小機械共振器構造を利用することで、室温でも

高感度かつ高速応答のボロメーターも開発されている [42, 43]。

### 1.3.2 焦電検出器

前項のボロメーターは光吸収による抵抗変化を検出する原理であったが、焦電検出器は入射光による温度変化が生じさせる電気分極変化を検出する。焦電素子内部には温度変化が無くても分極は生じているが、温度変化時には分極の大きさが変化するため電圧として検出することが出来る [44]。室温動作が可能であるため、汎用的な検出器として広く採用されている。しかしながら、一般的なボロメーターも含めて熱型の検出器は、下記で紹介するような量子型や EO 結晶を用いたサンプリング測定に比べて応答速度が遅い(ミリ秒以上)ため、ナノ秒間隔以上の高繰り返しのパルスを時間分解して測定することは困難である。

### 1.3.3 ショットキーバリアダイオード

ショットキーバリアダイオード(SBD: Schottky Barrier Diode)は、ダイオードに一般的な pn 接合ではなく、ショットキー接合と呼ばれる金属と n 型半導体の接合を利用したダイオードである。通常のダイオードと比べて順方向電圧が非常に小さいため、高効率かつ高速応答が達成できる利点がある。しかしながら、検出器としての設計では基本となる導波路に依存して帯域幅が狭くなるため、単体での使用では広帯域の検出は困難という欠点もある。この欠点を改善したのが、Quasi-Optical Terahertz Detector(QOD)として知られる、ショットキーダイオードとシリコンレンズを組み合わせた検出器である。QOD は、100 GHz-2.0 THz 程度まで検出することが可能であり、応答性、感度、NEP などの指標も非常に優れた特性を示す [45]。本研究においても、高感度である点とマルチバンチ運転時の 119 MHz という高い繰り返しを時間分解して測定できる点を評価して、メインの検出器として採用している。

### 1.3.4 光伝導アンテナ

光源としても紹介した光伝導アンテナは、検出器としても使用することが出来る。使用する際のセットアップとしては、光源として使う場合と比較して DC バイアス電圧が無くなることに加えて、一般的には微弱な信号を検出するためのロックインアンプが使用される。検出時は、光源として使用する場合と同様に、プローブ光でゲートをかけておき、そこにテラヘルツパルスを入射させる。すると、プローブ光によって生じたキャリアが入射電場によって加速され電流が生じるため、その信号をロックインアンプで増幅し検出する [26]。プローブ光を時間走査することで時間波形を取得することが出来るが、この波形は厳密には光伝導アンテナの応答関数との畳み込みとして検出される。しかし、検出対象のパルスに対してプローブパルスが十分に短ければ実効的に電場波形としてみる事が出来る。

### 1.3.5 EO サンプリング

最後に紹介するのが Electro-optic(EO)サンプリング法である。詳細の原理は 5.2 節にて紹介するが、光伝導アンテナ同様に入射パルスの時間波形を直接測定できるため、テラヘルツ波の検出方法として非常に有効である [46, 47]。プローブパルスを十分に短くすることで高い時間分解能が

得られ、また適切な EO 結晶を用いることで十分に高い感度と検出帯域を得ることが出来る。EO サンプルングの懸念事項としては、結晶中でポンプ光とプローブの波長が異なるために伝搬と共に位相不整合が生じてしまう点があった。これを改善するためにチェレンコフ型位相整合という方式などが考案されており、任意の波長のプローブ光に対して位相整合条件を満たすことが可能であることが示されている [48]。

## 1.4 研究目的

ここまで紹介してきたとおり、電磁波の利用が日々拡大される中で比較的未開拓領域であるテラヘルツ波については、光源と検出器の開発が日々進展を遂げている。また、それらを利用した応用研究に関しても、電磁波の中でもユニークかつ有用な特性を活用して医療、製薬、通信、セキュリティ、バイオテクノロジーをはじめとしたあらゆる方面の応用が進められている。こうした実用研究の期待が高まる中、THz 帯における基礎デバイスは一層高度な発展を求められている。特に、1.2 節で紹介した中でもとりわけ大強度のテラヘルツパルスを生成できる THz-FEL は、その規模の大ききゆえに利用が限定されているほか、その施設数や発振波長も発展途上にあることがわかった。

上記のような現状のもと、本研究では早稲田大学で保有する小型 RF 電子銃を軸にした加速器システムを用いることで高強度テラヘルツ光源の開発を目指す。同時に、ファイバーレーザーを利用した検出システムにも着手することで、生成から検出、応用までを見据えた包括的なテラヘルツシステムの開発を目的とする。テラヘルツパルス生成の基本原理においては、電子ビームに対して傾き角と周期構造という新たなパラメータを導入することで、電子ビームの新奇的な利用の可能性を提示する。さらに、レーザー研究において技術が確立されている光蓄積共振器を導入することで、生成したテラヘルツパルスの大幅な強度増幅にも挑戦する。



## 2 早稲田大学における加速器システム

### 2.1 加速器システムの概要

早稲田大学では、全長約 3 m のビームラインとそれらに付随する高周波生成部やタイミング制御部、電子生成用レーザーなどから構成される小型加速器システムを保有している。本章では、各コンポーネントの概要や機能を、本研究における役割と共に紹介する。加速器システムは、図 2.1 に示すように三つの部屋に分かれて様々な装置が設置された構図となっている。図にも記載してあるが、役割毎に大きく分けて下記の通りとなる。

- Control system
- RF pulse system
  - Low level radio frequency (LLRF) system
  - Klystron
- Laser system for photocathode pumping
- Beamline

重要なコンポーネントについては各節を設けて後述するため詳細についてはそちらを参照していただきたいが、全体像の理解として本節でも上記について概説する。

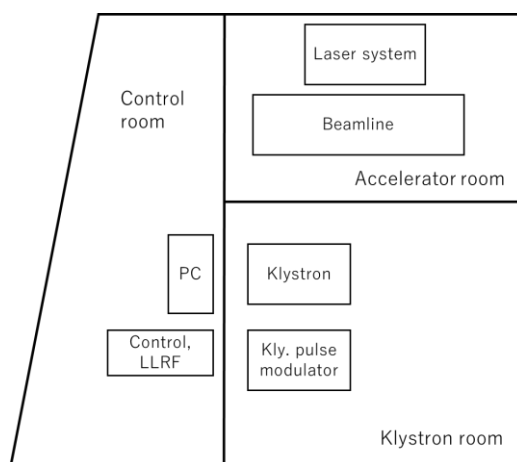


図 2.1 加速器システムの概略図

Control system は、図 2.1 中の制御室(Control room)内に配置された制御 PC と各コンポーネントを接続する制御機器から構成され、それぞれ図 2.2 のような外観となっている。加速器運転時は、クライストロンやビームラインから多量の放射線が発生する。そのため、図 2.1 中の加速器室(Accelerator room)やクライストロン室(Klystron room)は法令上の放射線管理区域となっており、これら二室との間に適切な放射線遮蔽を施すことで安全な場所からの運転を行う。制御用のプログラムは主に National instruments 社の Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench (LabVIEW)を採用しており、加速位相の制御や集束電磁石の電流値、ミラーの角度といった様々なパラメータを遠隔で制御することが可能となっている。RF pulse system については、さらに LLRF

部分とクライストロン部分に分かれる。2.5.1 項内で詳述する電子銃であるが、その共振周波数は 2856MHz となっており、通常 5 Hz の間隔で運転を行う。LLRF 部分では、クライストロンに供給するための低いレベルの RF パルスを生産する。なお本研究ではこの RF パルスについて実験条件や安定性の観点から、Keysight 社のマイクロ波アナログ信号発生器 N5183B を主信号とする手法や、カソード励起用レーザーの 119 MHz を通倍する手法といった複数の方法を検討した。この点については、2.4 節タイミング制御にて詳述する。何れかの方法にして生成した 2856 MHz の信号は位相器や RF 増幅器、パルス変調器を通った後に、2.2 節で解説するクライストロンへと送られる。クライストロンによってさらに増大された RF パルスは、その後電子銃や高周波偏向空胴へと送られる。主に 2.3 節で詳述する Laser system for photocathode pumping は、光電効果によってカソードから電子バンチを生成するための励起用レーザーやそれらの増幅部、変調部、波長変換部等で構成される。最終的に生成した電子ビームを制御し、実験を行う真空容器全体と各種制御や測定を行うコンポーネントを総称してビームライン(Beamline)と呼ぶ。ビームラインには、電子ビームの制御を行う電磁石やパラメータの測定装置、本実験の核となるターゲットチャンバーなどが含まれる。重要な装置については 2.5 節にて概説する。



図 2.2 (左)制御 PC、(右)制御盤と LLRF システム

繰り返しになるが、上記のシステム全てが大学の研究室レベルというコンパクトさで実現されることは極めて珍しく、また学生の手が及ぶ範囲で任意に制御可能となっているフレキシビリティは、バリエーション豊富な実験に非常に適している。現に、鷲尾研究室においてはその歴史の中で、カソードの高性能化 [49, 50]、電子ビームの精密測定 [51, 52, 53]、パルスラジオリシス [54]、逆コンプトン散乱による X 線生成 [55, 56, 57]などの多種多様な実験を実施してきた。本論文のテラヘルツ波生成も正しくそういった応用実験の代表例であり、高強度なテラヘルツパルスを生産するための制限となっている規模の観点について有用性を有している。

## 2.2 クライストロン

クライストロンは、入力した RF パルスを大電力パルスへと増幅する装置であり、図 2.3(左)に示すパルス発生部と図 2.3(右)に示すクライストロン本体によって構成される。クライストロン本体は、Thomson tubes electroniques 社の TV2019B6 を使用している。印加する高電圧は、パルス発生部で 23.4 kV、パルストランスで 170 kV まで昇圧される。これに対する耐圧を保証するために、クライ

ストロンは絶縁油で満たされたマウントタンク内に設置されている。

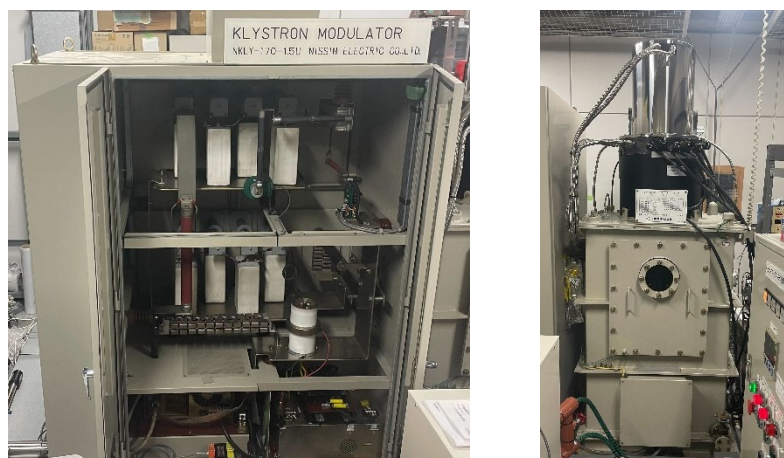


図 2.3 (左)クライストロンパルスモジュレーター、(右)クライストロン

クライストロンの原理は一種の加速器とみなすことが出来る。まず、クライストロン内では高電圧によって電子ビームが生成される。この電子ビームは、入力された LLRF パルスによって速度変調および密度変調が施され、コレクターへと向かう。こうして集群された電子ビームは、自己誘導高周波電界によって強大化し、最終的に出力空洞を通過する際に強大な交流電界を発生させる [58]。生成した RF パルスは、絶縁特性を持つ六フッ化硫黄(SF<sub>6</sub>)で満たされた導波管を用いて、電子銃及び偏向空洞へと輸送する。このとき、偏向空洞に送る RF パルスについては、輸送の途中に減衰器(ATT: Attenuator)と位相器(PS: Phase shifter)を設けることで、電子銃におけるパルスの強度と位相とは独立に制御を行うことを可能としている。出力としては 23.4 kV 運転時に 10 MW となっており、RF-gun に 9.25 MW、RF-deflector に 750 kW の割合で分岐される [52]。

## 2.3 カソード励起用レーザー

### 2.3.1 発振器

早稲田大学の加速器では、電子生成源としてフォトカソードを採用している。フォトカソードは光電効果によって電子を取り出す陰極であり、電子ビームのパラメータは元となるレーザーパルスの性能に大きく影響されることとなる。先述の通り鷲尾研ではフォトカソードの高性能化も実施しているが、主として Cs-Te を採用しておりその仕事関数は約 3.3 eV、波長にして約 375 nm 程度である [59]。光電効果を起こすにはこの波長よりも短い波長のパルスが必要であり、そのために Yb ファイバーモードロックレーザーと BBO 結晶による波長変換を採用している。図 2.4 がカソード用レーザーの外観と光路の模式図であり、Yb ファイバーを利得媒質に用いて波長板による非線形偏波回転によるモードロックを行い、発振波長はバンドパスフィルターによって 1047 nm となっている。繰り返し周波数は、電子銃の共振周波数 2856 MHz の 24 分の 1 である 119 MHz(間隔にして 8.4 ns)に調整してある。

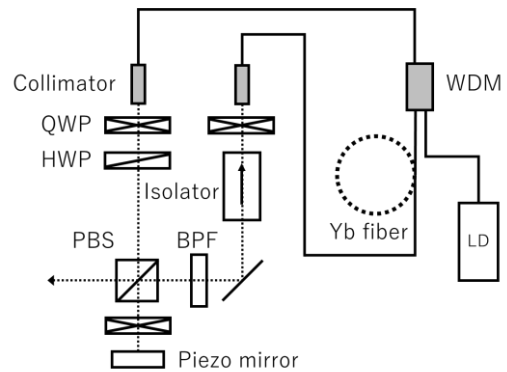
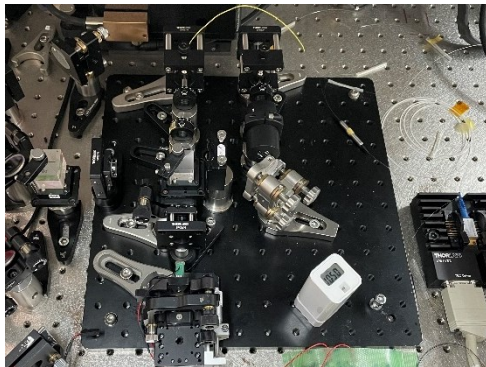


図 2.4 (左)発振器の外観、(右)発振器の光路図

### 2.3.2 LN 強度変調器

発振器から出射したパルス列は、まず LN 変調器によって任意の時間幅に切り出される。LN 変調器は、印加した電圧によって屈折率が変化するポッケルス効果を利用したレーザーパルスの強度変調器であり、変調器入口で分岐されたパルスに対して印加電圧をかける時間を調整することで、出口で合成されるパルスの強度を任意に調整する。導波路に電圧がかかっていない場合は分岐された二つの信号の位相差はゼロで入力と同等の信号が出力されるが、半波長電圧が印加される場合には導波路の屈折率が変化し分岐されたパルス間の位相差が  $\pi$  となるため、合流した光は互いに打ち消され出力としてはゼロとなる [60]。この電圧印加時間はデジタル遅延パルス発生器 DG535 により制御しており、パルス列の時間間隔 8.4 ns の定数倍に取り出し間隔を設定することで、シングルバンチ運転からマルチバンチ運転を自由に切り替えることが出来る。

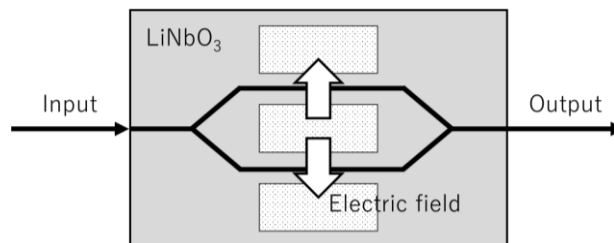


図 2.5 LN 変調器の原理

### 2.3.3 アンプ部

任意の幅に切り出されたパルス列は、ファイバーアンプへと入力され、その後 LD アンプ 2 台へと進んでいく。アンプ部の概略図を図 2.6 に示す。ファイバーアンプがプリアンプ、LD アンプがメインアンプともいえる役割となっており、各 LD アンプを 2 回通過するため計 4 回のメイン増幅が行われることになる。LD アンプは、Cutting Edge Optronics 社の REA-6306 を用いており、1 台目が 165 A、2 台目が 160 A で駆動させている。また、各アンプはクライストロン室に設置した空冷チラー (Apiste、PCU-3300R) を用いて温度制御を行っているが、LD アンプの電源はその排熱量がクリーンルーム内の温度上昇に起因しており、温度に敏感な LN 変調器や各種光学部品への影響も懸案事項となるため、クリーンルーム内も空冷チラーによって温度制御を行っている。

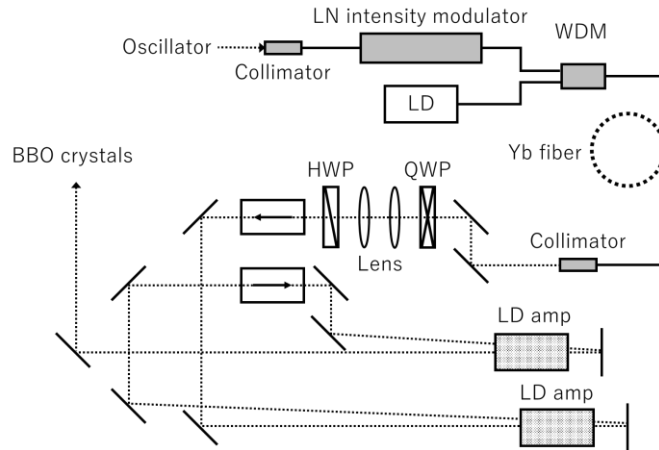


図 2.6 アンプ部の概略図

### 2.3.4 波長変換

こうして十分な増幅を得られたパルスは、波長変換部へと向かう。前述の通り波長変換にはBBO結晶を用いる。BBO結晶は、優れた非線形光学特性を持つ結晶として広く知られており、第二高調波生成(SHG: Second Harmonic Generation)による波長変換にも非常に適している [61]。UVパルスの生成のため、このBBO結晶に2回通すことで1047 nmから523 nm、262 nmへと変換を行う。本研究の実施時点でのIRからUVへの変換効率は約10%程度となっている。また、カソードへの光学輸送系の途中には波長板とPolarizing Beam splitter(PBS)による強度調整部分があり、加速器運転中でもカソードに照射するUVパルスの強度を調整できるようになっているため、電子ビームの電荷量を変化させながら実験を行うことが可能となっている。

第二高調波生成は二次の非線形光学効果であるため、効果の大きさは電場強度の二乗に依存する。すなわち、入射光の電場強度の揺らぎも二乗で伝搬していくことになる。本研究では波長変換を二回行うため、それだけ強度の揺らぎが大きくなる懸念される。レーザーパルスの強度の揺らぎは、光電効果によって生成される電子ビームの電荷量の揺れに直接的に反映されるため、可能な限り安定化させることが望ましい。後述する実験における電荷量の安定性を把握するため、波長変換前のIRから、UV、電荷量の強度の揺れを同時に測定した。パルス強度はPhotodiode(PD)、電荷量はFCT(詳細は2.5.6項を参照)によって測定した。プロットは200 ms毎に取得し、一つのオシロスコープ上でトリガーをかけることで同一のパルスについてIR、UV、電荷量を測定している。測定結果は図2.7に示すようになっており、それぞれのデータは平均値で規格化して表示している。予想した通りIRよりもUV、そしてUVよりも電荷量の方が、揺らぎが大きくなっていることは明らかである。平均値に対する標準偏差は、IRが5.6%、UVが23%、電荷量が31%となっており、IRからUVは波長変換によるものだと考えられるものの、電荷量の揺れはUVよりも8ポイント程度大きくなっていることから、UVパルスの揺らぎに起因する揺らぎ以外の要因が影響していることが示唆されている。これは、次節で議論するように印加するRFパルスやタイミングジッターによる影響だと考察している。

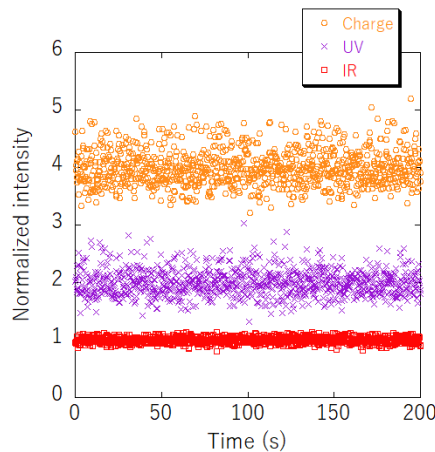


図 2.7 IR パルス、UV パルスおよび電荷量の強度変化

## 2.4 タイミング制御

電子ビームの生成およびそれを用いた実験を行う上で、各コンポーネントのタイミング制御は非常に重要な要素となる。理由について全てを網羅することはしないが、例えばカソードに照射する UV レーザーパルスと電子銃に印加する RF 電場が同期されていないと電子ビームの生成すら不可能であるし、測定機器のトリガーが無ければ生成した電子ビームのパラメータも測定することが出来ない。また、高い時間分解能が求められる精密な測定や各パラメータの安定性が求められる場合には、その同期精度がそのまま実験の精度に影響する。具体的には、電子ビームのバンチ長がピコ秒程度であることから、時間分解測定などを行う場合にはそれ以下の同期精度が無ければ十分とは言えないだろう。2.1 節において概説したが、タイミング制御においてはマスター信号の選び方とそれを基に生成される信号の伝達方法によって、系全体の同期精度が大きく変化する。本節では、これらの最適化について検討した結果を順に示す。最適化のためには、信号の検出、生成、輸送方法などの観点で多量のパターンを検討する必要があったが、それら全てを記載することは困難であるため、中でも安定的であった二つのパターンのみを絞って結果を示す。

2856 MHz の信号を生成した後の制御系は同一であるため、重複を避けるために先にまとめておく。いずれかの方法にして生成した 2856 MHz の信号は、クライストロンへ送るための LLRF パルスシステムと同期信号システム生成用の Synchronized signal generator(SSG)の二系統に分岐される。前者の LLRF 部分についてはすでに述べた通りである。後者の SSG は、電源周波数を任意の値で分割した周波数で、かつ入力信号に同期した信号を生成する。通常は関東の電源周波数 50 Hz を 10 分の 1 にして 5 Hz で運転を行っており、この 2856 MHz に同期した 5 Hz の信号が全てのタイミングシステムのトリガー信号となる。次項から、LLRF システムおよび SSG に入力する 2856 MHz の生成手法について検討した結果を示す。

改めて、加速器の RF と UV レーザーの同期に要求される精度の定量的観点についてまとめておく。共振周波数 2856 MHz は時間に変換して約 350 ps であり、この時間で加速電場が 360 deg 変化する。これに対して、常に 1 deg を許容範囲として同位相で加速させる(同タイミングで UV パ

ルスを入射させる)必要があると仮定すると、同期精度としては 1 ps 未満に収める必要があることがわかる。十分な同期精度を、 $\pm 3\sigma$  がこの 1 ps 程度に収まっていることと仮定すれば、同期精度としては約 160 fs (rms)が得られれば相当に良い精度と判断できる。

#### 2.4.1 カソード励起用レーザー(119 MHz)をマスター信号とした場合

まず一つ目として、カソード用レーザーをマスターとした場合の結果を述べる。複数のパターンを試行し、最終的に最もよい結果が得られたタイミング系統図を図 2.8 に示す。119 MHz のレーザーパルスを光ファイバーで輸送し、制御室に設置した PD で電気信号へ変換する。その後、測定波形の中から 119 MHz 成分を Band pass filter(BPF)と RF amp を通して抽出し、さらにその 119 MHz 成分を逡倍することで 2856 MHz を生成する。このシステムの利点としては、PID 回路によるフィードバック制御が必要ないため、UV レーザーに対して RF の周波数が必ず追従する点である。すなわち、電子機器内のジッターなどを除いて、原理上はレーザーと RF が完全に同期していることとなる。一方で、レーザーはフィードバックをかけないフリーランとなるため、温度や振動といった外乱によるレーザーの揺れがそのまま RF の波形にも乗ってしまう。

安定性を評価する術はいくつか考えられるが、カソードレーザーをマスター信号とする場合は逡倍して生成した 2856 MHz 信号の周波数変動に起因する電荷量の揺らぎが顕著であったため、印加する 2856 MHz 信号の周波数および電子ビームの電荷量を 1 時間にわたって測定した。周波数変動は SSG から分岐した信号を周波数カウンターに入力してモニタリングし、同時に FCT で電荷量を測定している。結果は、図 2.9 のようになっているが、45 分頃と 52 分頃の電荷量は、放電などで適切に測定できなかったために極端に低い値となっている。全体の傾向としては、強い相関とまでは言えないが、20 分以降の関係を見ると周波数変動に伴って電荷量の変化も生じていることがわかる。これは、周波数変動がもとのカソードレーザーの共振器長に依存することを考えると、それに伴ってカソードに照射する UV パルスの強度が変化し、電子ビーム生成時点で電荷量が少ない可能性が考えられる。もう一つの可能性としては、RF-gun に蓄積されるパワーの変動によってショットキー効果や加速される電子の総量も変化することも懸念される。この周波数変動を低減する手法としては、カソードレーザーの繰り返し周波数を一定にするための独立したフィードバック系統を設けることを検討している。具体的には、SG を独立して用意し目的周波数と整数分の一になるようにリファレンス信号を生成する。この信号に一致するようにレーザー内部のピエゾ素子を制御することで周波数の安定化が望めると考えている。

しかしながら、この手法では図 2.9 では表示しきれない短時間(運転周波数 5 Hz 程度の時間オーダー)での揺れが大きく、測定への影響が大きく懸念された。そこで、次項に示すようなフィードバック制御を検討し、結果としてはそちらのタイミング制御機構を主として採用することとした。

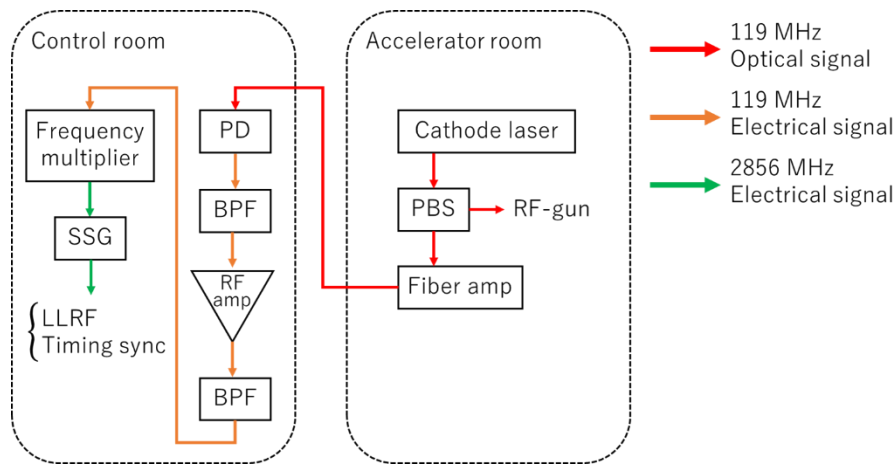


図 2.8 タイミング系統図(カソード用レーザーがマスター信号の場合)

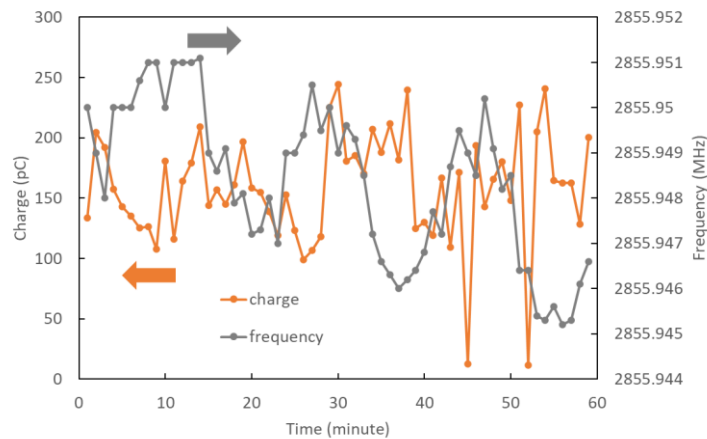


図 2.9 周波数と電荷量の安定性同時測定結果

#### 2.4.2 マイクロ波アナログ信号発生器(2856 MHz)をマスター信号とした場合

検討結果の二点目として、マイクロ波アナログ信号発生器(SG: Signal generator)をマスター信号とした場合を示す。タイミング系統図は図 2.10 のようになっている。この方法ではまず、制御室に設置した SG の出力周波数を、RF-gun の共振周波数に合わせて 2856 MHz 付近で調整する。次に、SG と内部回路で同期した SG をもう一台用意し、そこで一台目の SG で設定した 2856 MHz のちょうど 1/4 となる 714 MHz の周波数を設定する。そして、この SG で生成した 714 MHz とカソード用レーザーから抽出した 714 MHz の二つを位相比較器(Phase detector)に取り込み、それらのエラーが小さくなるように PID 回路でレーザーにフィードバックを与える。PID 回路については、Laser Servo(Vescent Photonics, D2-125)を使用しており、発振器内に組み込まれたピエゾ素子がフィードバック信号を受け発振器の繰り返し周波数を一定に制御する。この系統の場合は、SG で設定する周波数は常にほぼ完全に一定であり前項と同様の安定性の評価は出来ない。また、レーザーの繰り返しを一定にするピエゾ素子の動作電圧内であれば長い時間スケールでの変動はそれほど顕著ではなく、むしろ PID 回路による同期精度に依存した短い時間スケールでの変動の影響が大き



い。そこで、このセットアップを用いて 200 ms という短い時間間隔で電荷量を 500 プロットした測定した結果を図 2.11 に示す。一部大幅に外れている点は放電などによるものであり、全体の RMS 安定度としては 28% 程度となっている。また、このタイミング系統の特徴として、同期をかけるためにレーザー付近に人が立ち入る際の温度変化等の影響で、同期をかけてから少し時間が経ってからの方が安定性が向上する傾向がしばしば観測される。実際、後半の 100 プロットのみの安定性をみると約 17% 程度であり、前半を含めた結果よりも大きく改善される。10% オーダーの揺れ幅であれば平均回数を増やすなどといった対処で実験を行うことが十分可能であるため、本研究での多くはこのタイミング系統で実験を行うこととする。

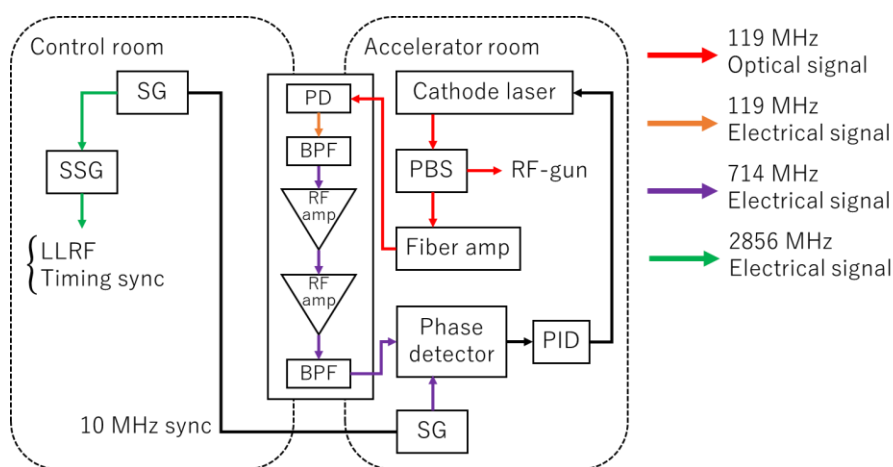


図 2.10 タイミング系統図(SG がマスター信号の場合)

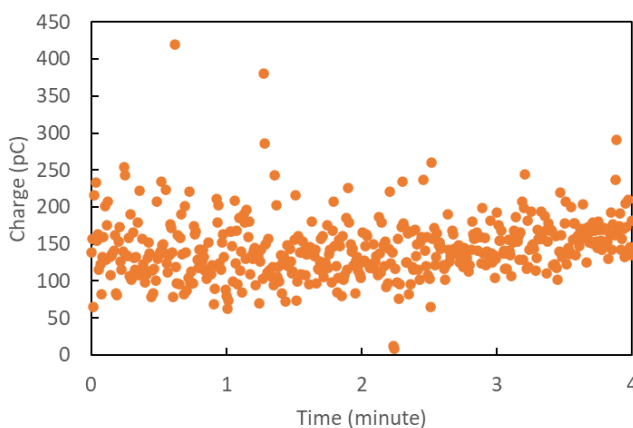


図 2.11 電荷量の安定性測定結果

## 2.5 ビームライン

ビームラインとその奥に設置されているクリーンルーム内のレーザーシステムの外観を図 2.12 に示す。ビームラインを構成するコンポーネントは実験ごとに異なる部分があり、図 2.12 では最下流がテラヘルツ光生成用のチャンバーを設置したセットアップとなっている。本節では、本研究にお

いてほとんどの実験や操作において必要となる装置について紹介することとし、電子ビームのエネルギーを測定する偏向電磁石(bending magnet)や電荷量の校正を行うファラデーカップ(Faraday cup)、電子ビームの空間変調を行うマルチスリットなどの特定の測定のみを用いるものは、都度その測定を述べる項で説明することとする。また、独立した項による説明は設けないが、ビームライン全体の真空引きについてはターボポンプやイオンポンプを用いて行っており、ビームラインの容積によって異なるが概ね  $10^{-7}$  Pa の超高真空を維持している。

この後の説明を明瞭化するために座標軸について定義しておく、ビームラインと平行(電子ビームの進行方向)の軸を z 軸、それに対して実験室の水平方向を x 軸、鉛直方向を y 軸とする。また、加速器領域では一般であるが、ここで z 軸方向を縦方向、x および y 軸方向を横方向と呼ぶことも追記しておく。

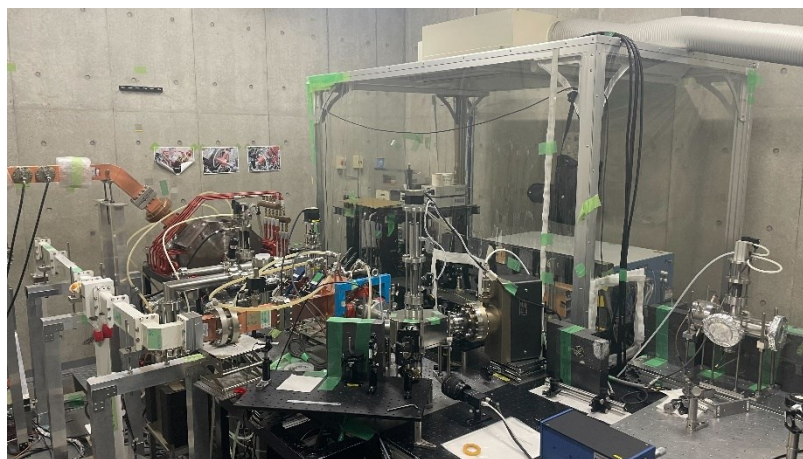


図 2.12 ビームラインの外観

### 2.5.1 1.6 cell RF-gun

本項では、高品質電子ビーム応用実験の要となる RF 電子銃について、その加速原理やパラメータなどを概説する。設計や空洞物理の詳細については、鷲尾研究室の歴代の学位論文 [62, 63]や投稿論文 [64]を参照していただきたい。

早稲田大学の保有する高周波電子銃は、BNL タイプ IV の設計に基づいた 1.6 cell 構造となっており、フォトカソードを後ろから挿入できるポートが備えられている。その外観を図 2.13(左)に、概略図を図 2.13(右)に示す。概略図では省略しているが、共振周波数を規定する RF-gun の温度制御用冷却水ポート、RF パルスを印加する導波管、レーザーパルスを入射するためのポートなどを備えた設計となっている。素材は無酸素銅であり、さらに Hot Isostatic Pressing(HIP) 処理という表面処理を施すことで表面の状態を向上させ、暗電流や放電を大幅に低減させている。この空洞内に、クライストロンで発生させた RF パルスが導波管を伝わって RF-gun に印加され、円筒空洞の中心に z 軸方向の電場を持つ  $TM_{010}$  モードで共振する。我々の RF-gun の共振周波数は S-band の 2856 MHz であり、これによって決定される寸法は約 10.5 cm となっている。空洞内では、 $\pi$  モードと呼ばれるハーフセルとフルセルで逆方向の電場が立つモードによって加速を行う。光電効果によ

って生成された電子ビームはまずハーフセルで加速され、その後フルセルに入るタイミングでちょうど電場の向きが入れ替わりフルセルにおいて更なる加速電場を受ける。このようにして 2 つのセルによる加速を実現することで、空間電荷効果の影響を受ける前に光速に近い速度まで加速し、低エミッタンスの高品質電子ビームを生成することが可能となっている。この原理からわかる通り、レーザーパルスの入射タイミング(加速位相)によって電子ビームのエネルギーが異なることが予想される。また、加速位相はカソード表面付近の電場によって生じる Schottky 効果にも影響するため、電子ビームの電荷量も加速位相によって異なる。実際これらは実験的に観測されるが、本論文における実験ではエネルギーと電荷量が共におよそ最大となる、立ち上がり位相から+25~30 deg 付近で実験を行っている。また、レーザーパルスの入射方法には垂直入射と斜入射の 2 種類があり、RF-gun に取り付けられたレーザーポートは斜入射用のものである。詳細については、こちらも鷲尾研究室の学位論文 [65]などを参考にして頂きたいが、斜入射は Schottky 効果によって高電荷量が得られるがプロファイルが崩れ、垂直入射はその逆で綺麗なプロファイルが得られるという特徴がある。本論文におけるテラヘルツ波生成の手法では、傾きというパラメータが非常に重要となるため垂直入射を採用している。ビームラインと干渉するため実際には完全な垂直ではないが、穴あきミラーを利用することで入射角 2 度程度を実現している。

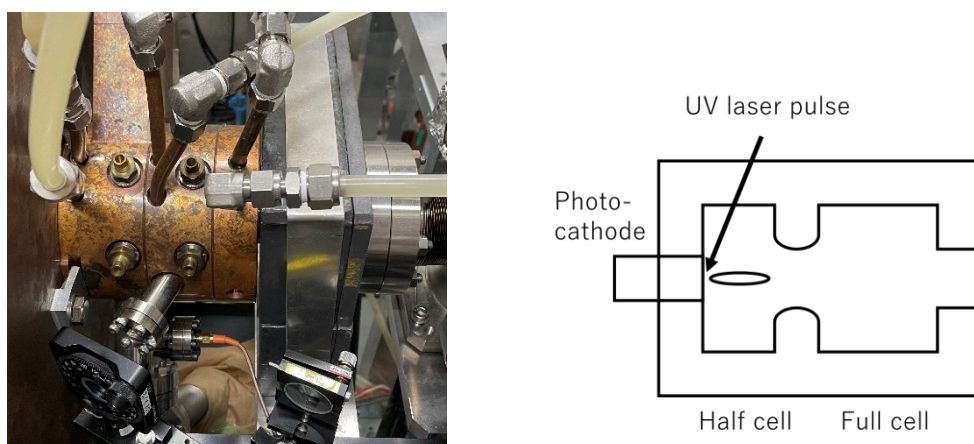


図 2.13 (左)RF-gun の外観、(右) RF-gun の概略図

2.4 タイミング制御でも述べたように、RF-gun の運転周波数は通常時で 5 Hz となっている。この 5 Hz の間隔に一つのレーザーパルスを入射させることで一つの電子バンチを生成する場合をシングルバンチ運転と呼び、任意の複数パルスを入射させることでバンチのパルス列を生成する場合をマルチバンチ運転と呼ぶ。切り出しの方法については、2.3.2 項で述べた通りである。マルチバンチ運転時に問題となるのは、空洞内に RF が蓄積されるまでの時間応答と、前方のバンチが誘起するウェイク場によって後続のバンチが影響を受けるビームローディングである。いずれもバンチ間にエネルギー差を生む現象であり、本論文においてもチェレンコフ放射の放射角度に影響する点で懸案事項となる。

## 2.5.2 2 cell transverse RF-deflecting cavity

高周波偏向空洞(transverse RF-deflecting cavity)は、通称 RF-deflector と呼び、電子ビームの縦方向情報を横方向に変換することが出来る装置である。早稲田大学においては、当初ビーム診断の目的として開発・導入され [52, 53]、その後傾き制御の応用として本論文の主題となるコヒーレントチェレンコフ放射の生成といった応用へと発展してきた。空洞共振器である RF-deflector は、図 2.14 でも見て取れるように RF-gun と同様に冷却水によって温度制御することで共振周波数を設定しているが、RF-gun とは別系統のチラーを備えることで独立に共振周波数を調整することが可能となっている。

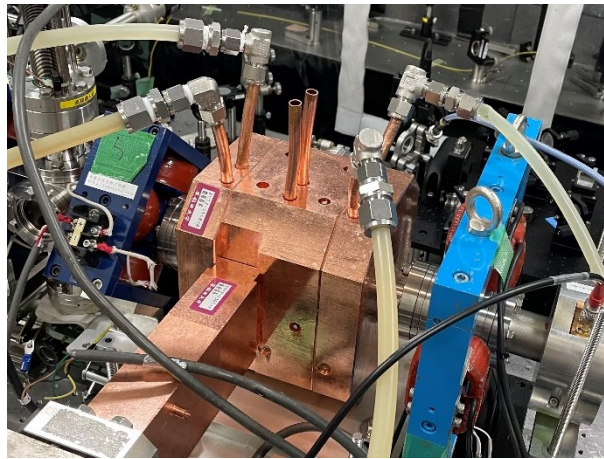


図 2.14 RF-deflector の外観

RF-deflector では、2 cell 構造の中で  $TM_{210}$  モードが共振する。 $TM_{210}$  モードは、RF-gun と異なり、電子ビームの軌道上には電場がほとんど立っておらず、軌道の左右に電場が立つモードである。これにより、空洞中心では電子ビームに対して磁場による横方向のローレンツ力のみが与えられる。このローレンツ力の強度は共振する電場の位相に従うため、RF 同様に  $\sin$  波の形で時間変化する。図 2.15 に示すように、この  $\sin$  波の 0 を交差するタイミングをゼロクロス位相とよぶ。空洞に入射する電子バンチに対して、印加する RF の位相を制御し適切にゼロクロス位相へ乗せることで、電子バンチの前方と後方に逆向きの力を対象に与える。横方向の力を受けた電子はドリフト共に重心位置は維持しながら横方向に移動し、時間方向プロファイルを横方向プロファイルへと変換することが可能となる。この原理からもわかる通り、本論文においては度々傾き制御という言葉を用いるが、実際には電子ビームの引き延ばしやせん断と呼ぶ方が原理的に正しい。一方で、コヒーレント放射の生成手法においては傾き角というパラメータとして表す方が都合が良いため、本論文では便宜上 RF-deflector の働きを傾き角の制御として扱うこととする。また、RF-deflector は上記原理を応用することで電子バンチの時間方向サイズを計測することが出来、詳細は割愛するが結果として、

$$\sigma_t = \frac{E}{V_0 \omega L} \sqrt{\sigma_{x_{on}}^2 - \sigma_{x_{off}}^2} \quad (2.1)$$

となる。ここで、 $\sigma_t$  はバンチ長、 $E$  は電子ビームのエネルギー、 $V_0$  は空洞の偏向電圧、 $\omega = 2\pi f$  は空

胴の共振周波数、 $L$ はドリフト長、 $\sigma_{x_{on}}$ はRF-deflectorがonの時のビームサイズ、 $\sigma_{x_{off}}$ がRF-deflectorがoffの時のビームサイズである。実験においては、 $\sigma_{x_{on}}$ と $\sigma_{x_{off}}$ の値を求めれば、あとは平方根の外の係数を求めることでバンチ長を得ることが出来る。これについても途中の導出は割愛するが、RF-deflectorの位相 $\varphi$ とビーム位置の変化 $\Delta x$ に、

$$\Delta x = \frac{V_0 L}{E} \sin \varphi \quad (2.2)$$

という関係があることから、位相を変化させたときの重心位置の変化をsin関数でフィッティングすることでその振幅として係数を得ることが出来る。

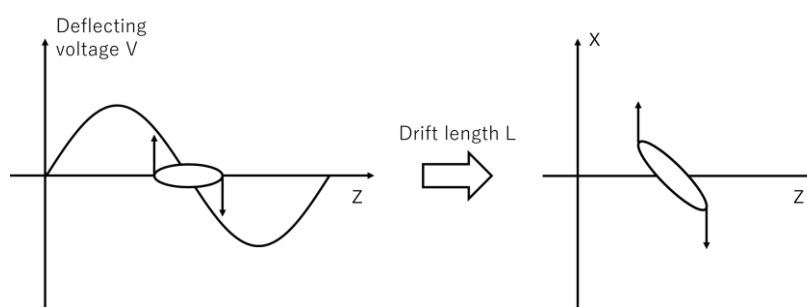


図 2.15 ゼロクロス位相における電子バンチの偏向原理

次に、RF-deflectorによる傾き角測定の手法についても概説する。ゼロクロス位相で電子ビームを傾けることを考え、バンチの重心位置からある距離だけ離れた電子がどれだけ横方向に変位するかを求めることで、傾きに換算することができる。まず式(2.2)において、係数部分を Skewing strength  $T$ と定義する。

$$T = \frac{V_0 L}{E} \quad (2.3)$$

これは、すなわちRF-deflectorによる傾ける力の強さを表すパラメータである。また、RF位相1degが距離にしてどの程度に相当するか換算する。共振周波数が理想的に2856MHzちょうどとして、これは波長にして、

$$\lambda = \frac{c}{f} \approx 0.105 \text{ [m]} \quad (2.4)$$

である。1deg分はその360分の1で、約0.292mmとなることがわかる。すなわち、ゼロクロス位相から $\varphi$ だけずれた位相に入射する電子は、距離にして $\varphi \times 0.292 \text{ mm}$ だけ重心から離れて位置していることを意味する。また、その位置の電子は、式(2.2)より、

$$\Delta x = T \sin \varphi \approx T \varphi \quad (2.5)$$

だけ変位することがわかる(ゼロクロス付近で $\sin \varphi \approx \varphi$ という近似を用いた)。これらを電子バンチ全体について考えれば、電子バンチの傾き角 $\theta$ は、

$$\tan \theta = \frac{T \varphi}{\varphi \times 0.292}$$

$$\therefore \theta = \tan^{-1} \left( \frac{T}{0.292} \right) \quad (2.6)$$

であることがわかる。実験においては RF-deflector に印加する RF の強度を、ATT を用いて可変させることで ATT と傾き角の対応を測定する。それらのフィッティングから目的の傾き角に対応する ATT の値(偏向電圧の強度)を逆算し、任意の傾き角に制御することが可能となる。

### 2.5.3 Solenoid magnet

ソレノイド電磁石(Solenoid magnet)は集束電磁石の一つであり、鷲尾研究室のビームラインにおいては RF-gun 直後に設置され空間電荷効果の補正やエミッタンスの補正を担っている。外観は図 2.16(左)に示している通りであり、ソレノイド電磁石の内部では図 2.16(右)のように軸対称の磁場が存在している。ソレノイド電磁石に入射した電子は入口における軸からの半径方向の距離に対応した螺旋軌道を描くが、この螺旋軌道の周波数は、サイクロロン周波数あるいはラーモア周波数として知られている。ソレノイド電磁石ではその磁場によって、xy 平面に対して方位角方向の力も与えられるが、この成分は入口と出口によって打ち消されるため結果として出射後には半径方向の力だけを持つことになる。従って、この半径方向の力により電子ビームとしては軸中心へと集束されていく [66]。この原理からわかる通り、電子ビームを適切に集束させるためにはソレノイド電磁石の入口に入る時点でソレノイド磁場中心と電子ビームの中心を一致させる必要がある。電子ビームの初期位置は、UV レーザーのフォトカソードへの照射位置を調整することで制御する。具体的には、穴あきミラーの直前の UV ミラーが二軸方向に遠隔で制御することが可能となっており、これによってソレノイド磁場中心に電子ビームが入射するようにアライメントしている。

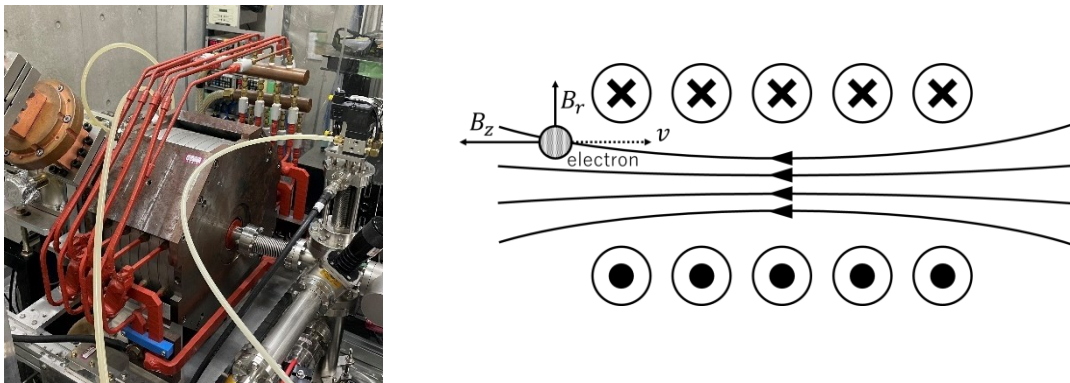


図 2.16 (左)ソレノイド電磁石の外観、(右)ソレノイド電磁石の原理

### 2.5.4 Quadrupole magnet

四重極電磁石(Quadrupole magnet)は、ソレノイド電磁石のようにビームに対して半径方向の力を均一に欠けることは出来ず、特定の一次元の集束効果を持つ。従って、真円のプロファイルを得るためには、四重極電磁石を複数台用いることが一般的である。早稲田大学のシステムにおいては、通常四重極電磁石を 2 台用いて集束させており、このセットアップをダブルレットと呼ぶ。ダブルレットでは、一般に下流側で集束させる方向により強い集束力が働くため、実験ごとに求めるプロファイルによって適切に配置する必要がある。本論文においては、x 方向のプロファイルがより集束されるこ

とが望ましいため、上流が  $y$  方向集束、下流が  $x$  方向集束の配置となっている。その名の通り N 極と S 極の電磁石が二つずつで計四つの電磁石から構成されており、同極が互いに向かい合うように配置されている。これによって、四重極電磁石の中心を通過する電子ビームは  $x$  方向と  $y$  方向にそれぞれ集束と発散の力を受ける。図 2.17(左)が四重極電磁石の外観、図 2.17(右)は  $y$  方向集束の場合の電磁場と各位置で電子が受ける力の方向を示している。この電磁場の立ち方から、電子はそれぞれ入射位置によって  $x$  軸対称と  $y$  軸対称の力を受けることがわかる。こちらもソレノイド電磁石同様に、電子ビームが磁場の中心を通らないと電子ビームの重心位置が変化してしまうため、その上流までのアライメントに加えて、四重極電磁石自体の設置位置も考慮する必要がある。ビームラインの中では、ソレノイド電磁石の後、RF-deflector の直前に配置している。

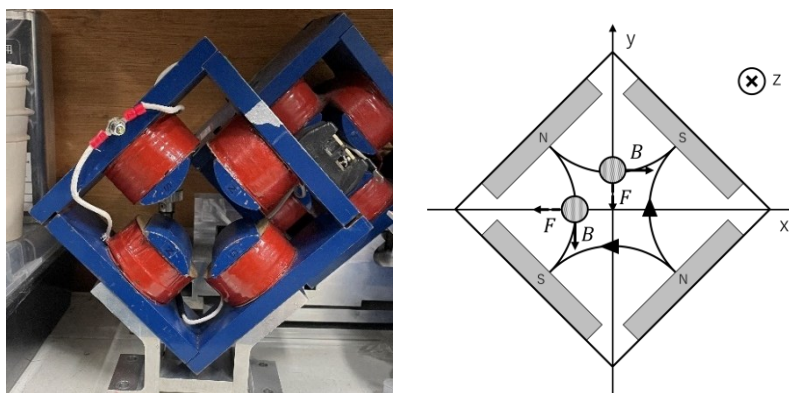


図 2.17 (左) 四重極電磁石の外観、(右)四重極電磁石の原理

### 2.5.5 Steering magnet

ステアリング電磁石(Steering magnet)は、これまで述べたソレノイド電磁石や四重極電磁石のような集束の役割ではなく位置調整の働きをする。構造としては、図 2.18(左)で見えるような四重極電磁石同様の四つの電磁石が備わっているが、N 極と S 極が向き合って配置される構造となる。図 2.18(右)から明らかなように、この配置から作られる磁場中では電子ビーム全体に均一な力が働くため、集束効果ではなく位置調整として機能することとなる。本論文においては、RF-deflector 後に設置することで、電子ビームのターゲット照射位置を調整するために使用している。

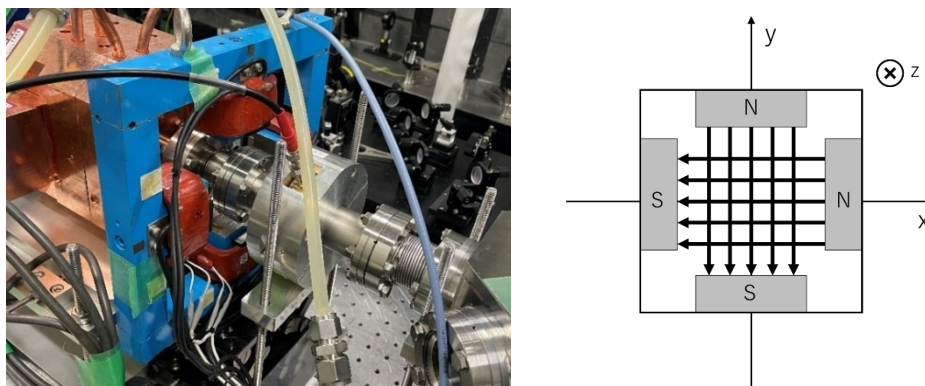


図 2.18 (左)ステアリング電磁石と FCT の外観、(右)ステアリング電磁石の原理

### 2.5.6 Fast Current Transformer

Fast Current Transformer(FCT)は、電子ビームの電荷量をモニタリングする装置である。図 2.18(左)の外観に示すように装置としては真空用のパイプと一体となった構造となっており、電子ビームが FCT を通過するとパイプを囲むトロイダル状の磁性体コア内に磁場が発生する。この磁場を打ち消す方向に誘導起電力が生じるため、この電圧から電子ビームの電荷量を相対値として検出する [67]。電荷量の絶対値を測定することが可能なファラデーカップと異なり、電子ビームを非破壊で測定することが可能であるため、応用実験においては電荷量の依存性をリアルタイムで測定出来るといったメリットがある。時間分解能の点でも、ファラデーカップではマルチバンチ運転時のバンチ間隔 8.4 ns は分離できないが、FCT ではバンチ毎を分離して測定することが出来るという特徴がある。3.1 節で後述するように、本研究において生成するテラヘルツパルスの強度は電子ビームの電荷量に大きく依存するため、パルスと電荷量を同時に測定する必要がある。よって、電荷量の測定は非破壊というメリットを持つ FCT を採用し、計測した値をファラデーカップによって校正することで実験を行う。

### 2.5.7 Beam position monitor

電子ビームの位置調整やビームサイズの測定には、アルミナ蛍光板(Desmarquest, AF995R)を用いている。アルミナ蛍光板に電子ビームが入射すると波長 690 nm の蛍光が発生し、その光を CCD カメラで測定する。アルミナ蛍光板は放射線耐性に優れ、ガス放出が少ないため超高真空かつ放射線環境下である加速器実験には最適である [68]。一方で、電子ビームが入射した際の散乱やミリ秒オーダーの残光による分解能の懸念がある。実際、高電荷量においては他の素材のスクリーンと比べて大幅に大きく測定されてしまうことが報告されている [69]。本論文においては、コヒーレント放射の帯域についてフォームファクターと呼ばれるパラメータを考察する際にビームサイズやバンチ長の数値が重要であり、ビームサイズの測定エラーがテラヘルツパルスのパラメータ測定における実験値と計算値の誤差に影響することも懸念される。

## 2.6 冷却システム

加速器システムではクライストロンと電磁石において大きな発熱が生じるため、温度を一定に保つための冷却システムを設置している。十分な冷却能力が確保できないと、電子銃の共振周波数の変動、クライストロンコイルの故障、最悪の場合にはコイルの発火などに起因する大事故に繋がりがねない。前述した LD アンプと RF-deflector については、独立したチラーを設けているためここでは説明を省略する。

冷却システムは、喜久井町キャンパス地下 1 階に設置された冷凍機から供給される 1 次系統と加速器システムを冷却する循環水側の 2 次系統に大別される。2 次系統の中で熱を回収し温度上昇した循環水は 1 次系統と熱交換を行い、再びタンクへと戻ってくる構造となっている。図 2.19(左)の右下に見える長方形の装置が熱交換器(アルファ・ラバル、プレート式熱交換器 CB26-34H)となっており、上部が 1 次系統の配管、下部が 2 次系統の配管である。1 次側は常に地下 1 階から 0°C の水を供給しており、2 次系統の熱交換器出口温度を設定値に近づけるように流量が調整される。



通常は、2次システムの熱交換器出口温度が15°Cとなるよう設定している。タンク内に貯められた2次システム循環水は、図2.19(左)の右下に見える分配器によって分岐して独立して冷却水を送る。各流量は流量計によってモニタリングしており、一つでも流量が不足した場合にはインターロックが作動し、加速器が運転できないようになっている。各装置から戻ってきた循環水は再びタンク内に戻り、必要量を熱交換器へと送るというサイクルとなっている。このタンク内に戻る温度もモニタリングしており、図2.19(右)に示すように通常時で22°Cとなるように設定している。2次システムで冷却する分配先の各装置とその発熱量は、設計当時においてクライストロンコレクタ:3.0 kW、クライストロンボダイ:0.5 kW、クライストロン集束マグネット:5.5 kW、ソレノイド電磁石:3.4 kW、電子銃:1.0 kWの5つで合計13.4 kWである。



図 2.19 (左)熱交換器の外観、(右)タンクと循環水温度制御盤

### 3 電子線傾き制御によるコヒーレントチェレンコフ放射

#### 3.1 コヒーレント放射

加速器から生成される粒子線は CW とパルスに大別できるが、本論文ではパルスに焦点を当てて議論を進める。高周波電子銃から生成される電子ビームのようなパルス状のビーム列について、特にパルス一つだけを指して電子複数個から成る束という意味で電子バンチと呼ぶ。各種放射現象の原理については、簡単のため一つの電子からの発生について論じられるが、実際の放射光利用においては電子バンチに含まれる一つ一つの電子からの放射を考慮しなくてはならない。この各電子からの放射の重なりをコヒーレンスと呼び、放射強度を高める重要な要素となる。また、各電子からの放射の位相が重なり合っている状態をコヒーレント放射、重なっていない状態をインコヒーレント放射と呼び、詳細は後述するがこれらは理想的な極限の状態を指すこともある一方で、実験における相対的な表現でも使用される。本研究においてもコヒーレント放射を活用することで高強度なテラヘルツパルスを生成することを目指すため、まず初めにコヒーレント放射の原理や有用性について概説する。

コヒーレント放射に関する歴史については、1982 年にストレージリング内の高エネルギー電子バンチからサブミリ波領域のコヒーレント放射が発生している可能性が指摘されていた [70]。しかし実際に世界で初めて観測に成功したのは、当初指摘されていた放射光リングではなく、1989 年、日本の東北大学の線形加速器であった [71]。この時、線形加速器から発生させた 180 MeV の短バンチ電子ビームを用いて、波長 0.4-2.2 mm 帯のコヒーレントシンクロtron放射の観測に成功している。この報告では同時に、コヒーレント放射のスペクトルや電流依存性についても報告されている。その後、同様の線形加速器においてより詳細にコヒーレント放射の特性が調査されており、理論的な定式化と実験的な結果をまとめている [72]。この文献において、1 バンチから発生するコヒーレント放射の強度  $P(\lambda)$  は、

$$P(\lambda) = p(\lambda)N_e[1 + (N_e - 1)f(\lambda)] \quad (3.1)$$

という式で表されることが示されている。ここで、 $p(\lambda)$  は電子一つからの放射強度、 $N_e$  は 1 バンチ内に含まれる電子数、 $f(\lambda)$  はフォームファクターと呼ばれる要素である。フォームファクターは、電子バンチの分布によって規定される係数で、インコヒーレントの極限で 0、コヒーレントの極限で 1 となる。フォームファクターの定義式は、

$$f(\lambda) = \left| \int \exp\left(i2\pi \frac{x}{\lambda}\right) S(x) \right|^2 \quad (3.2)$$

と表すことが出来、これはバンチ内の電子の空間分布を示す確率密度関数  $S(x)$  のフーリエ変換である。また、式(3.1)について、フォームファクターの極限を取ると、

$$P(\lambda) = p(\lambda)N_e \quad (\text{incoherent limit}) \quad (3.3)$$

$$P(\lambda) = p(\lambda)N_e^2 \quad (\text{coherent limit}) \quad (3.4)$$

という結果が得られる。これは、よく知られているようにインコヒーレント放射はバンチ内の電子数に比例し、コヒーレント放射は電子数の二乗に比例することを示した式となっている。これまでの議論

を視覚的に示した図 3.1 から明らかなように、コヒーレント放射は放射の波長とバンチ形状に依存するため、バンチから得られるパルスに含まれる波長ごとにコヒーレント放射成分の割合が異なる。そして、電子バンチから発生する各種の放射現象自体もスペクトルの特性を有するため、実際の放射パルスは両者を反映させたスペクトルを持つパルスとなる。この詳細については、3.7 節にて議論する。

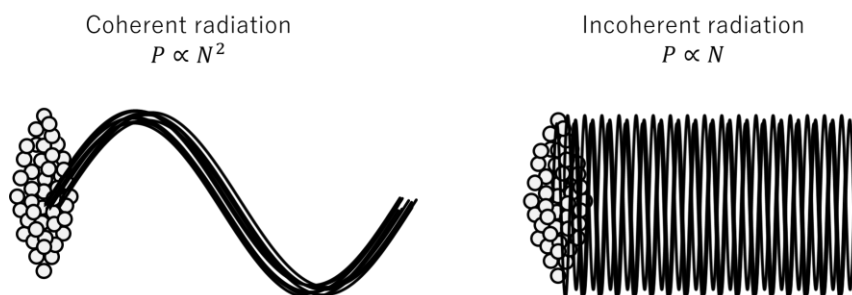


図 3.1 コヒーレント放射とインコヒーレント放射

こうしたコヒーレント放射の特性から、多様な応用研究が提案され実用されている。一つの代表例としてはビーム診断が挙げられる [73, 74]。既に述べたように、コヒーレント放射のスペクトルは電子バンチの分布によって規定されるフォームファクターを反映している。従って、電子バンチから発生する放射のスペクトルを正しく解析することで、元となる電子バンチの分布を得ることが可能となる。実際に測定から得られる情報はフォームファクターの二乗であるため、クラマース・クローニツヒ (Kramers-Kronig) 解析という手法によって位相情報を復元することでバンチ分布を再構成する必要がある [75]。

### 3.2 チェレンコフ放射

電子バンチから発生する放射現象には、シンクロトロン放射や遷移放射、回折放射、スミスパーセル放射など様々なものがある。本論文で用いるチェレンコフ放射もその一つであり、日本におけるスーパーカミオカンデの検出 [76] や原子力発電所内の燃料プールの画像でよくみられる青白い光 [77] などが広く知られている例だろう。チェレンコフ放射は、ソ連科学アカデミーの研究者セルゲイ・ヴァヴィロフ (Sergey Ivanovich Vavilov) の下で研究を行っていたパーヴェル・チェレンコフ (Pavel Alekseyevich Cherenkov) によって 1934 年に発見された。実験には放射性ラジウムが用いられ、また観測者が実際に可視光を確認するために完全な暗闇の中で行われた。発表時の論文ではその発生原理は解明されておらず、ヴァヴィロフ自身も最終的な結論とは考えていなかったが、ラジウムから発生するガンマ線が液体中の原子から電子を叩き出し制動放射線が発生する、という推測を立てていた [78]。その後、この放射現象について理論的に解析を行ったのが、フランク (Ilya Mikhailovich Frank) とタム (Igor Yevgenyevich Tamm) の二人である [79]。チェレンコフ、フランク、タムの三名は、このチェレンコフ放射に関する発見と解析による功績が認められ、1958 年にノ

ーベル物理学賞が与えられている。

フランクとタムの解析は、ホイヘンスの原理を用いてチェレンコフ放射を説明しており、非常に簡単な理解を得られるものであった。この主張は、一様に運動する荷電粒子からは電磁放射は発生しないという当時の理解に反するものであったため、彼らの主張への反論を含む多数の議論がなされた。しかし、厳密な解釈を除けば [80]、現在でも概ねその理論が正しいことが知られており、本論文においてもフランクとタムの公式として知られる解析結果を参考に議論を進める。式の導出については、J. D. Jackson 著の電磁気学などの教科書をはじめ [81]、多くの文献で紹介されているため本論文では割愛し、その結果のみを記し先に進むこととする。

まず、チェレンコフ放射が発生する条件は、荷電粒子が媒質中を運動する際にその速度が媒質中の光の位相速度を超えることである。すなわち条件式としては、荷電粒子の速度を $v$ 、周波数 $\omega$ の分散を考慮した媒質の屈折率 $n(\omega)$ 、光速 $c$ を用いて、

$$v > \frac{c}{n(\omega)} \quad (3.5)$$

と表される。また、荷電粒子の速度を光速との比で表して( $\beta = v/c$ )、

$$\beta > \frac{1}{n(\omega)} \quad (3.6)$$

と表記する場合もある。また、この時の放射角 $\theta_c$ は、

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n(\omega)\beta} \quad (3.7)$$

と表される。荷電粒子の運動を一様と仮定すれば、その放射波面は粒子の軌道を軸とした円錐状に広がる波面となる。よく示される図 3.2 のような原理図は、その円錐について一つの平面を切り取った図を意味している。その偏光については、波面に平行な電場を持つため、図 3.2 のように切り取った一つの平面で見れば直線偏光、円錐状の波面全体で見ればラジアル偏光となっている。また、一般的な媒質(正常分散)の場合、周波数 $\omega$ が大きくなるほど(短波長ほど)屈折率も大きい。従って、放射角も短波長ほど大きくなり観測角度によってスペクトル分解されることがわかる。可視光の領域で言えば、赤色を中心付近として外側になるにつれて青色になるような円環のスペクトル分布となっている。これ以降は簡単のため屈折率については $n$ とだけ表記するが、厳密には常に屈折率の周波数依存性があることに注意されたい。次にチェレンコフ放射の放射強度に関してだが、一般にはスペクトルの積分表示で表されることが多く、

$$\frac{dW}{dl} = \frac{e^2}{c^2} \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{(\beta n)^2}\right) \omega d\omega \quad (3.8)$$

となる [82]。ここで $W$ は放射強度、 $l$ は荷電粒子の移動距離、 $e$ は電気素量である。従って、式(3.8)は単位長さ当たり放出する放射強度を表している。また式変形によって、放射光子数の式としても表現することが出来、その結果は、

$$N = 2\alpha l \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \cdot \left( 1 - \frac{1}{(\beta n)^2} \right) \quad (3.9)$$

となり、 $\alpha = 2\pi e^2 / hc$ は微細構造定数と呼ばれる定数( $h$ はプランク定数)である。式(3.9)は、電子一つが媒質中を距離 $l$ だけ運動するとき、その電子が放出する放射のスペクトルの一部である二波長 $\lambda_1, \lambda_2$ の間には光子数が $N$ だけ含まれていることを意味する。式(3.8)および式(3.9)から明らかなように、屈折率の分散を無視すれば短波長ほど放射強度が大きいことがわかる。これは、前述したチェレンコフ放射についての青白い光のイメージの通りで、可視光の領域では青色側になるほど強度が強いためである。この式通りであるとする、紫外線よりも短波長な X 線や  $\gamma$  線の放出も伴うように思われるが、実際には X 線より短波長側の領域では屈折率は 1 以下の値を示すためその領域の放射は発生しない。

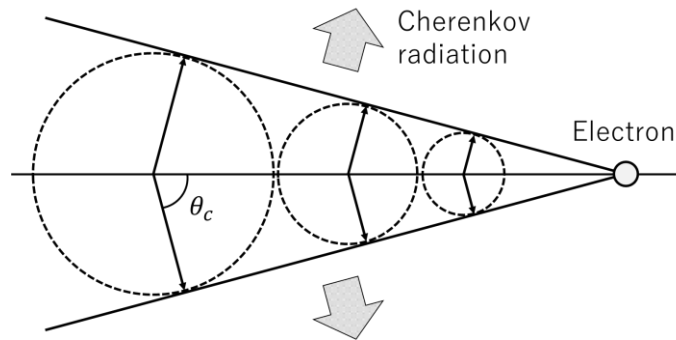


図 3.2 チェレンコフ放射の概念図

### 3.3 フォームファクター

フォームファクターとは、すでに述べたように電子バンチの分布をフーリエ変換することで得られる係数である。その値は 0 から 1 の間を取り、完全にコヒーレントな場合を 1、完全にインコヒーレントの場合を 0 として示す。電子バンチの空間分布と放射の特性を結びつけるため、コヒーレント放射による強度増幅やスペクトルを考慮するうえで最も重要になる要素と言える。本項で改めて取り上げる理由としては、次節で説明するような傾き制御電子バンチでは一般的なフォームファクターとは異なる解析が必要となることに加え、3.7 節において実際の数値解析を必要とするためである。

式(3.2)を用いて具体的な電子バンチの形状から得られるフォームファクターについて検討してみる。電子バンチの分布は生成する手法や輸送方法等によって決まるが、本論文の実験系ではフォトカソードに UV レーザーパルス照射した際の光電効果により電子バンチを生成するため、その形状も元のパルスレーザーのプロファイルが反映される。レーザーパルスの空間分布および時間分布は一般にガウス分布で近似されることが知られており、実験に用いる UV レーザーも基本的には共振器、アンプ、波長変換以外にプロファイル成形用の素子などは入れていないためガウス分布を持つと考えられる。従って、電子バンチについても三次元的にガウシアンとなっていることが予想され、実際にビームプロファイル等を計測した際も良いフィッティング結果が得られる [51]。では、実際にガウス分布を持つ電子バンチの場合におけるフォームファクターを考える。バンチ長

$\sigma$ を持つ電子バンチを仮定し、平均値 0、標準偏差 $\sigma$ のガウス分布を考えると、

$$S(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) \quad (3.10)$$

と表すことが出来、そのフーリエ変換の結果は、

$$f(\lambda) = \exp\left(-\frac{\sigma^2}{2\lambda^2}\right) \quad (3.11)$$

となり、これは明らかに元の関数形と同じガウス分布をしている。一次元の結果のみを示しているが三次元の分布となっても同様で、各軸の分布のフーリエ変換の積の形となる [83]。従って、三次元ガウス分布を持つ電子バンチから発生する放射のフォームファクターは、ガウシアンを三つかけたものとなる。これが最も簡単な場合のフォームファクターの結果であるが、これは放射の観測点によって結果が異なることが明らかである。チェレンコフ放射のように大きな角度を持って発生する放射をその放射角方向から観測する場合には、三次元ガウス分布から得られるフォームファクターを適用することは出来ないことは明らかであろう。そこで、文献 [84]などでは観測方向の角度もパラメータに入れることで詳細に三次元ガウス分布の記述を行っている。さらに拡張して、傾きを持った電子バンチに対するフォームファクターの理論的解析を行った研究も発表されており [85]、本論文においてもこの論文にて示された式も参考にして数値的な解析を行う。導出や詳細の議論については元の文献を参照していただくとして、その結果だけを引用させていただくと、傾きを持つ電子バンチのフォームファクターは下記の通りとなる。

$$f(\omega, \psi) = e^{-\frac{1}{2}(k_x \sigma_x)^2} e^{-\frac{1}{2}(k_y \cos(\psi) + q_z \sin(\psi))^2 \sigma_y^2} e^{-\frac{1}{2}(q_z \cos(\psi) - k_y \sin(\psi))^2 \sigma_z^2} \quad (3.12)$$

$$\{k_x, k_y, q_z\} = \frac{\omega}{c} \{\sin(\theta) \sin(\phi), \sin(\theta) \cos(\phi), 1/\beta\} \quad (3.13)$$

ここで、 $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ はビームサイズとバンチ長、 $\omega$ は放射波の周波数、 $\psi$ は電子バンチの傾き角、 $\theta, \phi$ はそれぞれ観測点を指定する極角(天頂角)と方位角である。電子バンチの形状や観測点の位置関係の詳細については、引用元の文献を参照していただきたい。詳細の計算結果については、議論の順序の都合上 3.7 にて示すこととする。

### 3.4 傾き制御による位相整合原理

本節では、本論文の主軸ともいえるコヒーレントチェレンコフ放射の生成原理について解説する。基本となる放射原理には 3.2 節で解説したチェレンコフ放射を利用する。これまでの、コヒーレント放射やフォームファクターの議論と重複になるが、電子バンチから発生するチェレンコフ放射を考えると、一般的な縦方向に長い三次元ガウス分布を持つ電子バンチではコヒーレント放射が得られにくい。そこで、全く新しいコヒーレント放射の生成手法として、電子バンチの傾き角という新しいパラメータの導入を提案する。電子バンチの傾きを高精度に制御しチェレンコフ放射角と合致させることで、放射方向から観測した際のフォームファクターが大幅に向上し、より短波長側までコヒーレント放射を得る、という手法である。電子バンチ圧縮によるフォームファクターの向上 [86, 87]といった一般的なコヒーレント放射の生成手法に対して、傾き制御という手法では横方向を十分に集束さ

せることでコヒーレント放射成分を増大させることが可能となる。

この原理についてより詳細に説明する。まず、電子バンチの傾き制御による位相整合原理を図 3.3 に示す。図 3.3 は、速度 $\beta$ の電子ビームが屈折率 $n$ の媒質中を運動する様子 の時間変化を示したものである。電子ビームの傾き角は  $x$  軸と電子バンチの縦方向(長手方向)がなす角度を指し、図ではチェレンコフ放射角 $\theta_c$ と合致させたときを示している。電子バンチは媒質中においてエネルギーを落としながら進行していくが、ある程度の深さまではほぼ光速( $\beta \approx 1$ )で運動する。一方で、電子バンチから発生したチェレンコフ放射の速度は媒質の屈折率に依存し、 $c/n$ で放射角の方向へ進む。放射角 $\theta_c$ は式(3.7)で示した通り $\cos \theta_c = 1/n\beta$ であるので $\beta \approx 1$ の領域においては、

$$\cos \theta_c \approx 1/n \quad (3.14)$$

と近似できる。ここで、 $x$ - $z$  平面を放射角 $\theta_c$ だけ回転させた座標系、すなわち、 $y$  軸はそのまま  $y'$  軸、放射の方向を  $z'$  軸、 $y'$  と  $z'$  に直行する方向を  $x'$  軸とする座標系を考える。この新しい座標系において  $x'$ - $z'$  平面で電子ビームの速度をベクトル分解すると、その放射方向成分( $z'$  軸成分) $\beta_{z'}$ は、

$$\beta_{z'} = \beta \cos \theta_c \approx \frac{c}{n} \quad (\because \beta \approx 1, \cos \theta_c \approx 1/n) \quad (3.15)$$

であり、媒質中の光の速度 $c/n$ と等しくなる。すなわち、電子バンチのある点から発生したチェレンコフ放射は、運動した先の点から発生する放射と同位相で重なり合うことになる。従って、チェレンコフ放射角と合致した傾き角を持つ電子バンチが発生するチェレンコフ放射は、速度を $\beta \approx 1$ と近似できる領域においては全て同位相で重なり合いコヒーレント放射となることがわかる。この原理からわかるように、電子バンチが速度をほぼ変化させずに運動できる深さが重要であり、これによって適切なターゲット媒質も選定される。また、このコヒーレント放射生成手法は、1.2.5 項で紹介したパルス面傾斜法と原理的には同一である。パルス面傾斜法はレーザーパルス为非線形光学結晶に入射させた際の光整流を効率的に発生させる手法として考案されたものであり [30]、THz 領域のパルス発生手法として非常に有用であることが示されている [88, 89]。

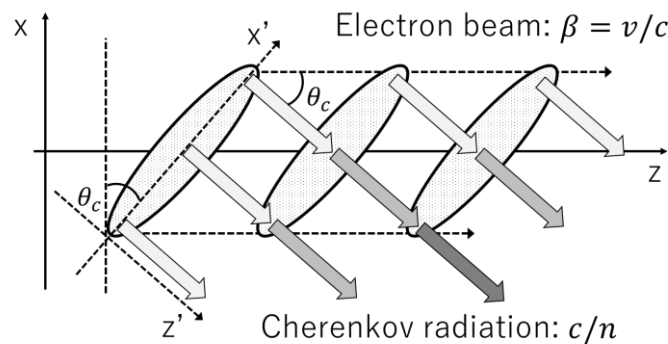


図 3.3 傾き制御電子ビームによる位相整合原理

### 3.5 ターゲット媒質

3.4 節で解説したように、傾き電子バンチによるコヒーレントチェレンコフ放射生成においては、媒質中を運動する深さ方向の距離が重要となる。そこで改めて媒質中における電子バンチの振舞い

を考えると、その大部分は電子バンチのエネルギーと媒質の密度に依存することが広く知られている。また、物質の密度は屈折率と相関があり、密度が大きいほど屈折率も大きくなる傾向がある。同時に、屈折率は式(3.8)や式(3.9)からわかるようにチェレンコフ放射の放射角や強度の直接的に影響する。すなわち、適切なターゲット媒質の選定は、傾き制御電子バンチからテラヘルツパルスを発生させるうえで非常に重要な要素となる。これらの理由から、ターゲット媒質について密度の異なる三種の媒質を検討した。三種とは、屈折率の小さいものから順に、シリカエアロゲル、TOPAS、高抵抗率シリコンである。いずれも THz 帯の吸収が小さいことを特徴として併せ持つため [90, 91]、テラヘルツパルス生成に適しているものとなっている。

検討した三種の媒質について、重要となるパラメータを表 1 にまとめる。最も屈折率および密度の小さいシリカエアロゲルは、エアロゲルの中でも最も知られた物質で、二酸化ケイ素の骨組みと多数の空隙から成る物質である。高い比表面積(500-1200 m<sup>2</sup>/g)、高气孔率(80-99.8%)、低密度(~0.003 g/cm<sup>3</sup>)、高い断熱性能(0.005 W/m・K)、低誘電率(k=1.0-2.0)、低屈折率(~1.05)といった特徴を持つことが知られている [92]。これらの特徴から応用としては、断熱材や衣類、宇宙関連など幅広く用いられている [93]。チェレンコフ放射の生成においても、その圧倒的な低密度のために電子ビームが表面から長い距離を運動できると予想し、ターゲット媒質として検討することにした。次に、三種の中で中間の材料として検討した材料が TOPAS である。TOPAS は、ノルボルネンとエチレンをメタロセン触媒にて共重合したシクロオレフィンコポリマー(COC)である [94]。医療用材料や包装材料に用いられる他、THz 帯の材料としても広く研究されている。特に、THz 帯で一定の屈折率を示し、吸収率が低い特徴 [91]から本実験においても高い適性が期待できる。最後に、最も屈折率が高く、THz 帯の吸収率が低い [95]ことからテラヘルツ材料として広く認識されている高抵抗率シリコンを候補に選定した。屈折率が高いことから単位長さ当たりの放射光子数が増えることは期待できるが、境界面でのフレネル反射も無視できない大きさとなる。そこで、シリコンについては透過率を向上させる取り出し方法としてブリュースター角も検討に入れた。ブリュースター角とは、境界面での P 偏光の透過率が 100%となる入射角のことであり、実質的にフレネル反射を無視することが出来るようになる。

表 1 ターゲット媒質のパラメータ

	Silica aerogel	TOPAS	High-resistivity silicon
Refractive index	1.05	1.53	3.4
Density	~0.1 g/cm <sup>3</sup>	1.02 g/cm <sup>3</sup>	2.3 g/cm <sup>3</sup>
Cherenkov angle	73 deg	49 deg	17 deg
Fresnel reflectivity	29.8 %	4.4 %	0.06 %
Absorption coefficient	< 1 cm <sup>-1</sup>	< 0.3 cm <sup>-1</sup>	< 0.1 cm <sup>-1</sup>
Ratio of number of Cherenkov radiation photons per unit length	1.6	1	0.15



電子ビームは媒質中を、エネルギーを落としながら運動すると述べたが、エネルギーが減少するにつれてチェレンコフ放射角も変化していくこととなる。エネルギーの変化に対してチェレンコフ放射角の変化量が小さければ、より長い距離で放射の位相整合が得られることとなる。厳密にどの程度の放射角のずれまで許容されるかは、光源点から取り出し窓までの距離および窓の系、大気中での輸送距離、光学素子の径などに依存する。3.7 節の数値計算では、これらについても可能な限り考慮しているため、詳細はそこで議論する。では、上記の三種の媒質について電子ビームのエネルギーに対するチェレンコフ放射角の変化を図 3.4 に示す。これを見ると、媒質ごとにエネルギー変化に対する放射角の変位量が異なるのは明らかである。例えば、電子ビームのエネルギーが 5 MeV における放射角から 1° 変化する点でのエネルギーは、エアロゲルで 3.57 MeV、TOPAS で 2.32 MeV、シリコンで 1.52 MeV である。勿論、エネルギーを媒質中にどのように落としていくかによって表面からの侵入深さは異なるが、これについては 3.6 節にてシミュレーションコードを用いて議論する。

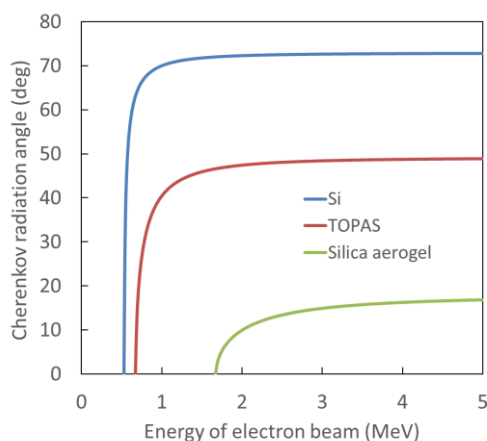


図 3.4 電子ビームのエネルギーとチェレンコフ放射角の関係

### 3.6 EGS5 による飛程計算

前節の最後に述べたように、電子ビームの媒質中の運動は実際には非常に複雑である。媒質中の分子や電子との衝突、それに伴う二次電子や光子の放出までを考慮した振舞いは、古典的な式で記述することは困難である。例えば、高速の荷電粒子が媒質中で失う平均エネルギーは、Bethe-Bloch の式 [96] によって記述できることは広く知られている。しかし、コヒーレントチェレンコフ放射生成において必要となる情報は単なる表面からの侵入深さではなく、電子ビームが速度  $\beta \approx 1$  と近似でき、かつ媒質中を直進する長さである。そこで、媒質中の荷電粒子の振舞いを記述できるシミュレーションコードである Electron Gamma Shower Version 5 (EGS5) を使用して、電子ビームの飛程を解析することを試みた。

EGS5 は、1 keV から数百 GeV までのエネルギー範囲における電子・光子輸送計算のモンテカルロシミュレーションを、任意の媒質およびジオメトリ内でおこなう汎用コードパッケージである [97]。媒質の組成や形状、電子ビームのパラメータ、解析したい放射やエネルギー範囲の全てを

任意で設定できるため、本論文のコヒーレントチェレンコフ放射の数値計算に必要な電子ビームの飛程を得るには十分に適している。基本のパッケージにはチェレンコフ放射を記述するコードは含まれていないため、本論文ではあくまで電子ビームの飛程の解析に用いるツールとして検討した。EGS5 の解析結果は CGVIEW というソフトを用いることで視覚的に確認することが出来、おおよその散乱の様子を確認するために使用した。三種の媒質について、入射電子ビームのエネルギーが 4.8 MeV、粒子数 1000 とした場合のシミュレーションを CGVIEW で表示した結果を図 3.5 から図 3.7 に示す。赤色の線が電子、黄色の線が光子を表している。陽子については、シミュレーション結果には含まれているが、ほぼ発生していないこと、本研究においては考慮する必要が無いことの二点から表示していない。媒質毎の境界線がやや見づらいが、左から順に赤色が空気、黄色がターゲット媒質、緑色が再び空気となっている。空気を再現している赤と緑の領域は、x 及び y が 10 cm、z が 5 cm のジオメトリとした。黄色のターゲット媒質領域については x, y が同様に 10 cm、z についてはエアロゲルのみ 20 cm、TOPAS とシリコンが 5 cm とした。これは、エアロゲルのみ密度が小さく、十分に解析するために必要なジオメトリに設定したためである。詳細の解析の前に、これらの視覚的なシミュレーション結果を見ても、屈折率の違いによる散乱の具合や光子の放射数の違いがよくわかる。ちなみに、EGS5 の基本コードの中にはチェレンコフ放射は含まれていないため、ここで見えている光子は制動放射などがほとんどである。媒質毎の侵入深さを見てみると、屈折率の小さいエアロゲルの場合などは表面から深くまで侵入してはいるものの、早い段階で散乱によって直進軌道からそれていることがわかる。また、屈折率の大きい Si の場合には距離は短いものの光子数は多く、チェレンコフ放射以外に多くのエネルギーを落としていることも見て取れる。これらは正しく 3.5 節で懸念していた内容と合致しており、一粒子について各座標でのエネルギーの落とし方まで解析することで、コヒーレント放射に寄与する直進距離を求める必要があることを示唆している。

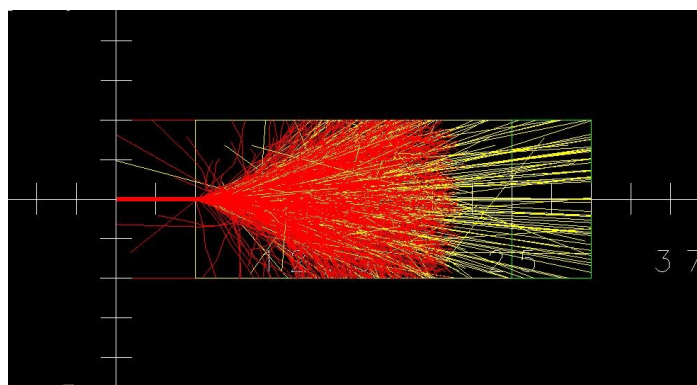


図 3.5 Silica aerogel の EGS5 シミュレーション結果

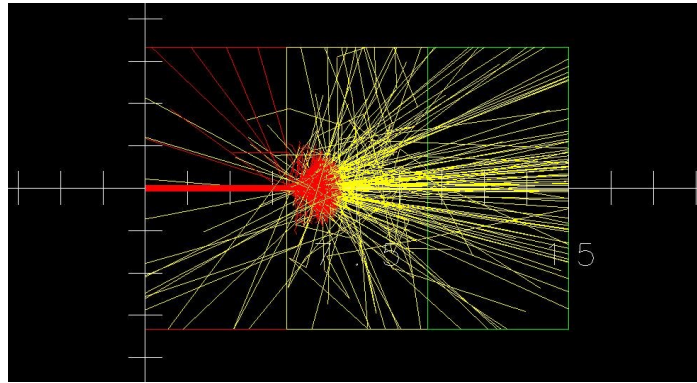


図 3.6 TOPAS の EGS5 シミュレーション結果

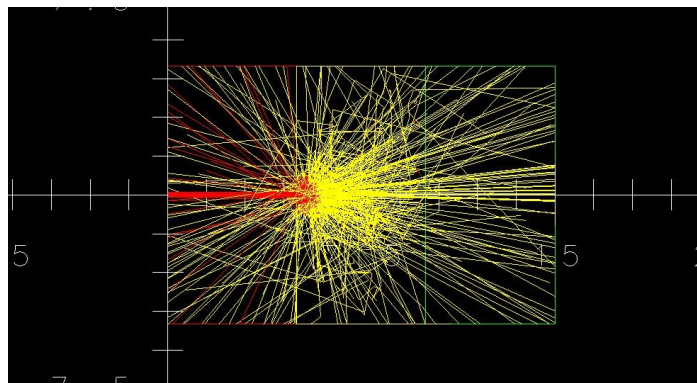


図 3.7 Si の EGS5 シミュレーション結果

EGS5 におけるカスケードの追跡は、散乱や光子の放出などといった反応を 1 step として、指定した数値まで粒子がエネルギーを失うまで行われる。この追跡を入力した粒子数分繰り返し行われるという具合である。追跡データには各座標とその位置でのエネルギーが含まれているため、これらの情報を適切に解析することで、コヒーレントチェレンコフ放射生成に寄与する飛程を求めることが出来る。まず、解析の一段階目としてエネルギーの閾値を設定した。これは、図 3.4 で示したようにエネルギーに依存して放射角が変化し、位相整合に寄与しないあるいは窓から取りだされないためである。ターゲット位置を光源点として窓までの距離と窓の直径から概算したところ、最大放射角から約  $5^\circ$  変化しても取りだされるが、さらに回折やスポット径を考慮して損失がほぼ発生しない  $1^\circ$  を閾値とした。これにより、放射角が一定とみなせるエネルギー範囲までの粒子をカットオフしたことになる。次の二段階目の解析では、横方向(x, y 方向)の閾値を設定する。このとき、フォームファクターは波長に依存するため閾値は波長ごとに設定する。これは、例えば電子の変位量が 1 mm だとしても、波長 1 mm と波長 0.1 mm の放射の場合ではそれぞれフォームファクターへの影響が大きく異なるためである。またこの閾値は、後述する 3.7 節の計算結果と実験結果との照合を繰り返すことで最適化を検討した。解析結果の一部を図 3.8 に示す。全て粒子数を 10000 に設定した場合のシミュレーション結果であり、横軸が表面からの侵入深さ、縦軸がその深さまでたどり着いた粒子数を示している。また、実際には後述する数値計算のため 0.01 THz 間隔で閾値を変えて解析を行ったが、ここでは傾向を示すため 0.2 THz、0.4 THz、0.6 THz、0.8 THz の四つのパターン

みを示している。結果を見ると、高周波になるほど表面から浅い距離までしか侵入できていないが、これは高周波になるほどわずかな横方向への変位によってフォームファクターが悪化するためである。言い換えれば、想定しているとおりに高周波ほどコヒーレント放射への寄与が困難になることを再現できていると言える。

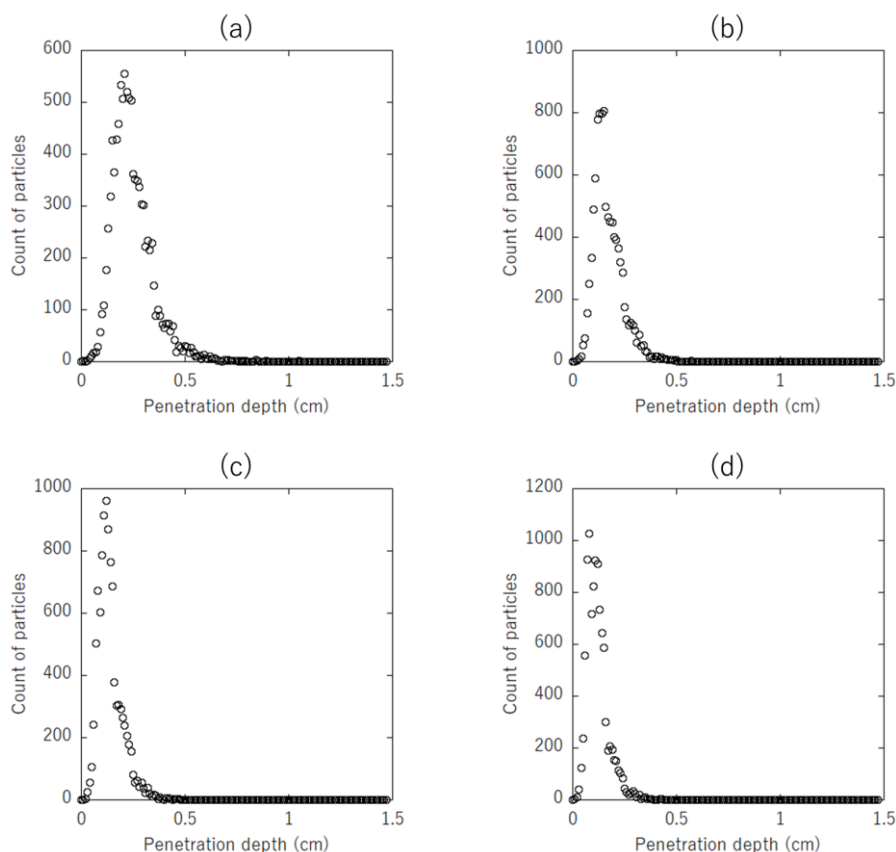


図 3.8 表面からの侵入深さの解析結果(a)0.2 THz, (b)0.4 THz, (c)0.6 THz, (d) 0.8 THz

### 3.7 テラヘルツ光強度とスペクトルの数値計算

最終的な数値計算を実行するために、3.3 節で提示を保留していたフォームファクターについての計算結果を示す。順番は前後するが、電子ビームの実測パラメータは 3.8 節にて載せており、その値を参考に計算ではビームサイズ 250  $\mu\text{m}$ 、バンチ長 1 mm、エネルギー 4.8 MeV として計算を行った。また、対象とするターゲット媒質については 3.5 節で紹介した TOPAS を用いることとするが、これは実験的に検討した媒質の中で TOPAS が最も適していたためである。まず初めに、式 (3.12) を用いて電子ビームの傾き角に対するフォームファクターの変化を計算した結果を図 3.9 に示す。周波数は 0.1 THz とし、観測角  $\theta, \phi$  については TOPAS におけるチェレンコフ放射角  $49^\circ$  を想定して計算している。電子ビームの傾き角が  $49^\circ$  付近でフォームファクターが最大となる様子がわかるが、これは傾き制御電子ビームの原理通り、チェレンコフ放射角付近でコヒーレント放射成分が最大となることを示している。図 3.10 は上記の TOPAS の場合で観測角、傾き角を最適化した場合の周波数に対するフォームファクターの変化を計算した結果である。一般的なフォームファ

クターの周波数依存性と同様に、低周波になるほど1付近の値をとりコヒーレント放射成分の増大が期待できる結果となった。

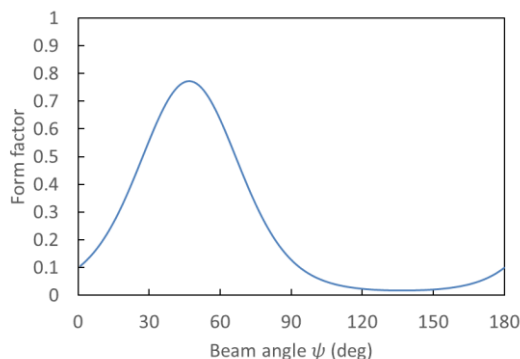


図 3.9 電子ビームの傾き角とフォームファクターの関係

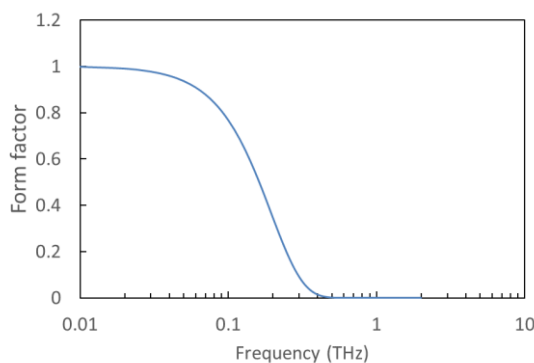


図 3.10 周波数とフォームファクターの関係

ここまでの議論によって、電子ビーム傾き制御を用いたコヒーレントチェレンコフ放射によって発生させた TH パルスの数値計算に必要な情報が一通り得られた。最終的に電子一つからの放射は式(3.9)を用いて、それらをもとに電子バンチ全体からの放射は式(3.1)を用いて計算を実施する。3.3 節および 3.6 節の議論によってコヒーレント放射に寄与する飛程 $l$ 、フォームファクター $f(\lambda)$ が得られ、あとは波長ごとに全ての値を代入することでスペクトルとして結果を算出する。計算結果の一例を図 3.11 に示す。計算に使用したパラメータは、後述する電子バンチの実測データを参考に、z 方向のバンチ長を 3 ps、x および y 方向のビームサイズが同じ値として 100  $\mu\text{m}$  から 400  $\mu\text{m}$  まで変化させた場合の計算結果である。原理から予想通り、ビームサイズが十分に小さくなるほど高周波側にピークがシフトしていく様子が見て取れる。また、実験ではビームサイズの集束が 200-300  $\mu\text{m}$  までが経験的に限界であるため、得られるテラヘルツパルスのスペクトルは 0.2-0.3 THz 付近であることが予想できる。この計算結果に関する詳細の定量的な考察については、後述する実測結果と共に比較して表示することとする。

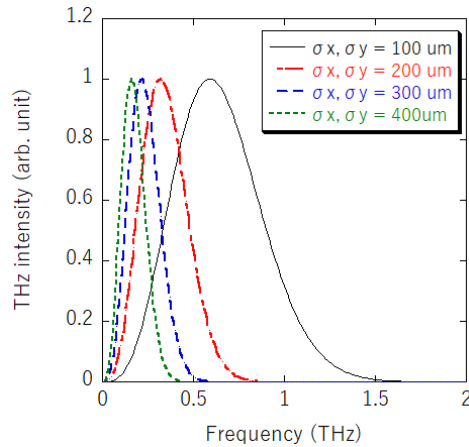


図 3.11 傾き制御電子ビームから得られるテラヘルツスペクトルの計算結果

### 3.8 コヒーレントチェレンコフ放射生成

ここまでの議論によって、電子ビームの傾き制御による THz 帯コヒーレントチェレンコフ放射が正常に動作し、数値的な見積もりも得られることが判明した。本節では、実際にテラヘルツパルス生成を試みた結果をまとめる。初めにテラヘルツパルス生成を行うで基本となる電子ビームのパラメータ測定結果を示し、その後それらのパラメータに基づいたパルス生成実験の結果を示す。

実験で使用する装置については 2 章でまとめた通りであり、実際にそれらを用いて構成したビームラインが図 3.12 に示すようになっている。ターゲットチャンバーからテラヘルツパルスを取り出すビューポートには z-cut 水晶窓を用いることで、テラヘルツパルスの減衰を最小限に抑えている。また、大気へ取り出した後のテラヘルツ光路については実験内容毎に異なるが、一例としてレンズ二枚と軸外放物面ミラー一枚で輸送する場合の系を示している。テラヘルツ波は大気による減衰が大きいので、どの実験においても大気中の輸送距離が最小となるようにアライメントしており、その値は最大でも 30 cm 程度に抑えている。

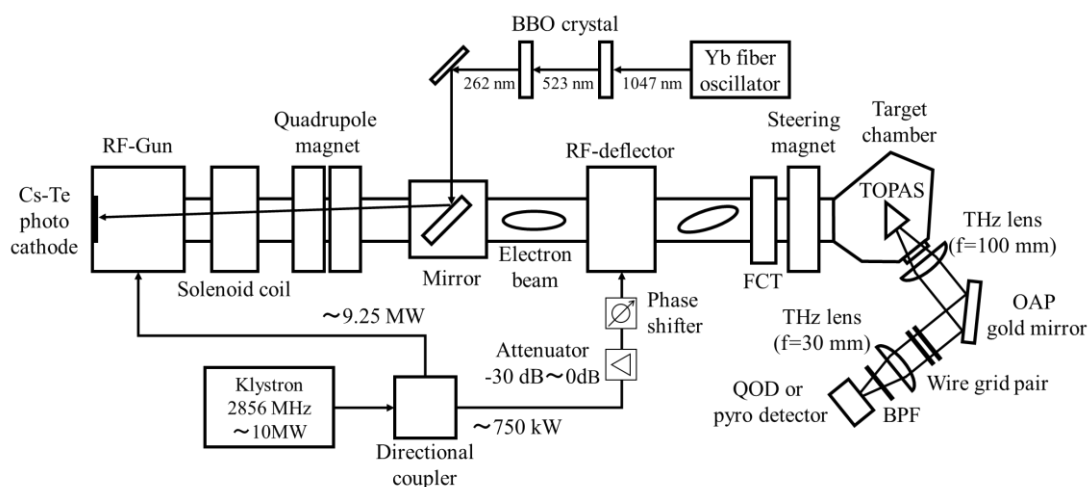


図 3.12 実験セットアップ

電子ビームのパラメータ測定に使用する装置はすでに概説したが、テラヘルツパルスの検出器についてもここで概説する。測定では主にシリコンレンズを組み込むことで広帯域化させたショットキーダイオード検出器(QOD: Quasi-Optical Broadband Detectors, Virginia Diodes, Inc.)と焦電検出器(PYD-1、フラクシ)を使用する。QOD は時間分解能と感度が高いためマルチバンチ運転や弱い強度でもパルスを分解して測定できる一方で [98]、高強度の領域では波形が鈍ってしまう傾向があり線形性が担保されない可能性がある。パイロ検出器は焦電効果による熱検知のため時間分解は劣るが、高い強度まで測定することが可能となっている。これらの特徴をもとに、テラヘルツパルスの強度に応じて検出器を使い分けている。絶対値の測定時のみパワーメータ(3A-P-THz, Ophir Optronics Solutions)を使用している。プロファイルや偏光度の測定では、強度の絶対値よりも空間的な分布が重要であるためテラヘルツカメラ(IRV-T0831, NEC)を使用した。

テラヘルツ生成にはターゲット媒質を三種類検討していたが、以下の結果ではその中で最も高い強度を得ることが出来た TOPAS について主に議論する。他二つの詳細の議論については、高抵抗率シリコンに関する内容が参考文献 [99]、エアロゲルに関する内容が参考文献 [100]を参照していただきたい。結果を要約すると、シリコンについては電子ビームの傾き角に対する強度の変化が見られず、これはチェレンコフ放射が位相整合するに十分な距離まで電子ビームがシリコン内部に侵入できていないためであると考察している。エアロゲルについては、傾き制御によってコヒーレント放射成分の増加がみられるものの TOPAS と比較して強度が著しく低く、パワーメータの検出限界以下の強度しか得られない結果となった。これは、シリコンとは対照に位相整合するに十分な深さまで侵入は出来るが、単位長さ当たりの放射光子数が少ないために高い強度は得られなかったと考察している。TOPAS は密度がこれらの中に位置するため、位相整合が十分に起きだけの距離を電子ビームが進入し、かつ十分な単位長さ当たりの放射光子数を得られていたために最も強度の強いパルスを生成できたと考えている。以下では、その詳細の測定結果について述べる。

測定結果の議論の前に、テラヘルツパルス生成を行った条件として TOPAS およびホルダーの形状を載せる。外観と寸法は図 3.13 のようになっており、形状としては底辺 14 mm、斜辺 11 mm、高さ 10 mm、底角 49°の二等辺三角柱に加工している。これは、傾けた電子ビーム全体をカバーできる入射面を持ち、かつ生成したパルスを境界面で屈折させることなく取り出せるように設定したものである。ブリュースター角で取り出す方が効率としては良いが、フレネル反射率が 4%程度であることを踏まえて、原理実証段階では光学輸送が簡便な垂直入射によって取り出すこととした。ホルダーは y 方向に動作する直線導入機の一部についており、先端に備えたアルミナ蛍光板と出し入れが可能になっている。図 3.13(右)の寸法図において左上部分に直線で囲んだ領域があるが、これは TOPAS を上下から挟んで固定したホルダーの連結部分である。後に、3.8.2 項などでビームの重心位置を検証する部分があるが、これは電子ビームがホルダー連結部分にあたると遷移放射等のノイズが発生する可能性を考慮しているためである。

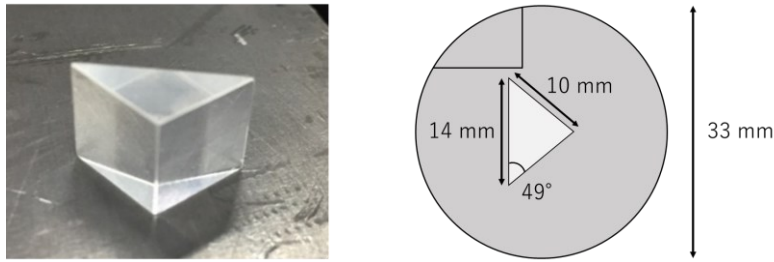


図 3.13 (左)TOPAS の外観、(右)TOPAS およびホルダーの寸法図

### 3.8.1 電子ビームのパラメータ測定

電子ビームは実験ごとにパラメータを振って特性を測定するため一定の値を取るパラメータは少ないが、典型的な値や測定手法を示すことを目的として本項でまとめておく。基本となるパラメータは、エネルギー、ビームサイズ、バンチ長、電荷量、傾き角の五つであり、表 2 にこれらの測定結果の一覧を示す。

表 2 電子ビームのパラメータ

Energy	4.8 MeV
Beam size	260 $\mu\text{m}$
Bunch length	2.5 ps
Charge per bunch	< 1 nC

電子ビームのエネルギー測定には、偏向電磁石という装置を用いる。電子ビームはエネルギーによって磁力による軌道の曲がり具合が異なるため、電磁石に流す電流とその時の電子ビームの軌道からエネルギーを算出することが出来る。この電磁石はテラヘルツ光生成には必要のない装置であるため、テラヘルツ光生成実験のビームラインとは異なるセットアップで測定を実施している。完全に同条件ではないが、同じ強度の RF を印加した場合にはその誤差は原理実証において無視できる程度であるため典型的な値として記載しておく。ビームサイズについては電荷量や電磁石による集束の程度によって異なるが、電荷量 200 pC の時にターゲット位置で最も収束されるようにソレノイド電磁石と四重極電磁石をアライメントとした場合に約 260  $\mu\text{m}$  となっている。バンチ長の測定は 2.5.2 項で述べた原理を用いており、RF-deflector を on にしたときのビームサイズを測定することによって算出した。最後に電荷量については、FCT で測定した電圧値を、電荷量の絶対値を測定できるファラデーカップによってキャリブレーションすることで求めている。キャリブレーションの係数は約 0.5 であり、常にモニタリングしている FCT による測定結果にこの校正係数をかけることで電荷量の調整を行った。電荷量についても加速位相や実験時のカソードの状態によって多少の誤差はあるが、加速位相 30 deg 時に最大で約 1 nC が得られている。また、この加速位相 30 deg という値はエネルギーと電荷量がおおよそ最大になる位相であり、本論文の全ての測定結果において実験毎に多少の幅があるものの、25 deg-30 deg の間で最大の電荷量を得られる位相に調整している。



また、傾き制御を行うために RF-deflector に印加する偏向電圧と傾き角の対応についても測定した。結果を図 3.14 に示す。電子ビームの傾き角は 3.4 節で述べた原理との整合性の観点から、90°の時は RF-deflector によって傾けられていない状態に対応する。ATT の電圧は、値が高いほど RF-deflector に印加する電圧が低減されるため、ATT が小さくなるほど電子ビームに横方向の力が加わっている状態となる。フィッティングは式(2.6)を基に行っており、その逆関数を求めることで任意の傾き角になるように ATT の値を決定する。おおよそ ATT が 7.5 V 付近で、目的のチェレンコフ放射角 49°程度となる結果となった。

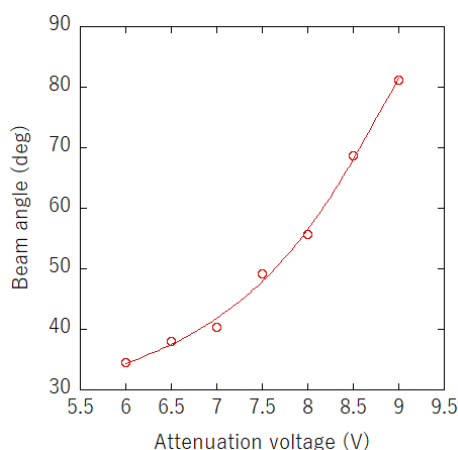


図 3.14 ATT 印加電圧と電子ビームの傾き角の関係

### 3.8.2 傾き角依存性

傾き角を含めた電子ビームのパラメータを取得できたため、ここからはテラヘルツパルス生成についての結果を述べる。まず、電子ビームの傾き制御による位相整合の原理実証として、電子ビームの傾きを変化させた際のテラヘルツパルス強度の測定を行った。測定では検出器として QOD、BPF は 0.3 THz を透過させるものを使用し、電荷量は約 100 pC とした。電子ビームの傾き角測定から算出した角度をもとに、最適角付近で RF-deflector の ATT と PS を振ることで強度が最大となる点を探す。図 3.15 に結果を示すが、ATT と PS はそれぞれ電子ビームの傾き角と重心位置の変化に対応するため、縦軸と横軸をそれぞれ変換した値で表記している。横軸の重心位置は、ターゲット中心を 0 としてその位置からの変位量を表す。また、(a)はコヒーレントチェレンコフ放射生成の原理図(図 3.3)の通りに傾けた場合、(b)はそれと逆の方向に傾けた場合の結果であり、以降はこれらの傾ける方向をそれぞれ順位相、逆位相と呼ぶ。順位相の場合には、想定通りにチェレンコフ放射角 49°付近でテラヘルツパルスの強度が上昇していることがわかる。一方で逆位相の場合には、いずれの傾き角においても強度上昇は確認できなかった。この結果より、適切に電子ビームの傾き角を制御することによってチェレンコフ放射の強度を増大させることに成功したと言える。

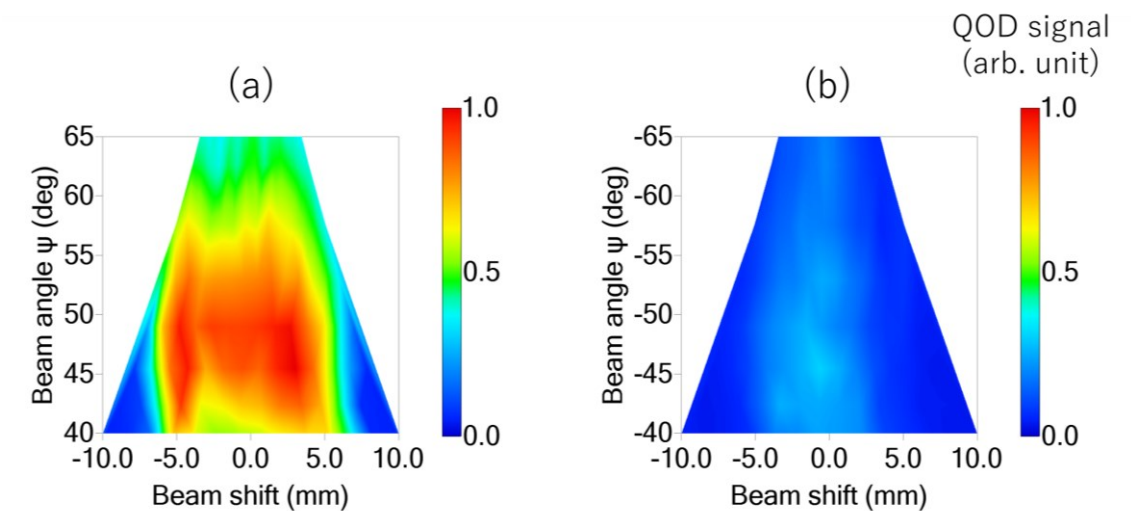


図 3.15 電子ビームの傾き角および重心位置変化に対するテラヘルツパルス強度の変化 (a)順位相、(b)逆位相

最大となる角度と重心位置を確認できたため、改めて同じデータについて縦軸をテラヘルツ強度、横軸を傾き角としてプロットした結果を図 3.16 に示す。実測値は、図 3.15(a)の各角度における最大強度を取り出して表示しており、計算値は 3.7 節で述べた計算手法を用いて電子ビームの傾き角を変化させた際の強度変化を示している。また、測定条件である電荷量 100 pC、BPF 0.3 THz 等(帯域幅 10%として計算)は、それぞれの感度や透過率を帯域ごとに計算に反映させている。図 3.16 において実測値と計算値は非常に良い一致が見られ、傾き制御電子ビームによるチェレンコフ放射が原理通りに発生していることを支持する結果となった。また、ピーク角度を中心に $\pm 5^\circ$  変化した際の強度変化は約 10%未満であり、本手法が電子ビームの角度制御能力に対して十分に許容できる幅で機能していることがわかる。

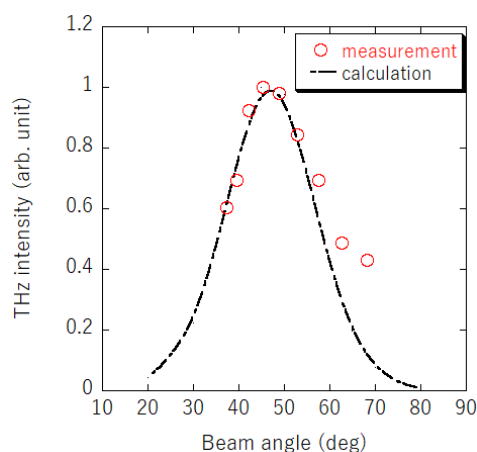


図 3.16 電子ビームの傾き角とテラヘルツパルス強度の関係

### 3.8.3 電荷量依存性

原理から予想される通りに、電子ビームの傾き角に対するテラヘルツパルスの強度変化を確か

めることが出来たため、次に生成したパルスのコヒーレント放射成分の増加率を確認することを目的として電荷量に対する依存性を測定した。放射とフォームファクターの関係式より、テラヘルツパルス強度はコヒーレント放射成分が増えるほど電荷量の二乗に比例する項の係数が大きくなるはずである。QOD はテラヘルツパルス強度が高い領域で線形性が担保されない懸念があったため、検出器には焦電検出器を採用し、十分な強度を入力するために BPF は使用していない。結果を図 3.17 に示す。フィッティングは二次関数で行っているが、傾けていない場合と逆位相においてテラヘルツパルス強度は電荷量に対してほぼ線形に比例していることがわかる。一方で順位相の場合は、電荷量に対して二乗に比例していることが見て取れる。これは明らかに、コヒーレント放射成分が増加したことを示しており、電子ビームの傾き角制御によってコヒーレントチェレンコフ放射を生成できたことを示している。また、その強度増大率は傾けていない場合と比較して 160 pC 時で約 5 倍となっている。コヒーレント放射は電荷量が増えるほど増大率としては上昇するため、フォームファクターが悪化しない領域という制限はあるものの、さらに高電荷量を実現できればより大幅なテラヘルツパルス強度の増大を実現できることが期待される。

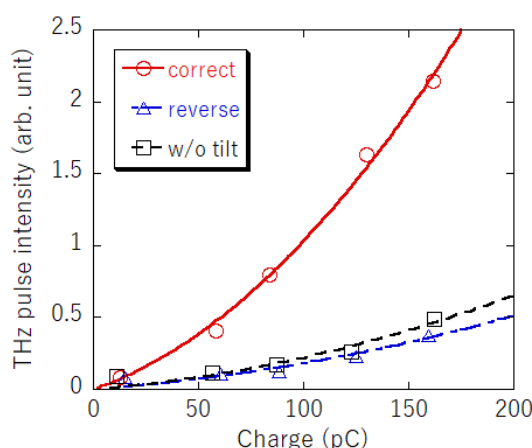


図 3.17 電子ビームの電荷量とテラヘルツパルス強度の関係

### 3.8.4 絶対値

QOD およびパイロ検出器を用いた測定では、オシロスコープ上の電圧として測定するためパルス強度の相対値しか得られていない。そこで、生成したテラヘルツパルスの絶対値測定のためにパワーメータを用いた測定を実施した。1パルス当たりの強度は非常に小さく、熱感知式のパワーメータでは測定が困難であるため、50 バンチのマルチバンチ運転かつ 400 pC 程度の高電荷量領域において BPF を使用せず測定を行った。また、微弱な熱変化を検出するために、電子ビームの照射と未照射を 2 分間隔で切り替えそれぞれの差分をテラヘルツパルスによる熱量とした。測定結果の一例を図 3.18 に示す。図 3.18 において縦軸の値がマイナスになっているのはゼロ調整のタイミングによるものだと考えられるが、シャッターの開閉による強度差は明瞭に見えており、差分を用いた算出方法であるため絶対値への影響はないと考えている。パワーの算出方法は、隣り合う 2 分間のデータの平均値を差し引きし、さらにその平

均値を計算した。測定ごとに電荷量や環境ノイズの影響によって揺らぎが大きい、各実験条件において得られた最大値は表 3 のようになっている [101]。電荷量 400 pC 程度の場合に最大 33 nJ のパルスエネルギーを観測しており、変換効率として表すと約  $1.3 \times 10^{-2}\%$  となる。全強度の比較では、傾きを付与することによって約 7.3 倍の強度増大という結果となった。

また、表 3 には 3.7 節で解説した手法に基づいて絶対値の計算を行った結果を併記している。全帯域においては計算 41 nJ に対して実測 33 nJ と約 20% の誤差が生じているが、これは計算が 0.1-2.0 THz しか含んでいないことや、輸送中のミラーやレンズ、回折などによる損失が大きいと考察している。0.6 THz の測定のみ計算よりも実測が上回ってしまっているが、測定波形からわかるようにノイズが大きく測定誤差や環境ノイズによる影響を全ては差引きできていないことが懸念される。一方で全測定を通してオーダーとしては一致しており、絶対値という観点でも原理実証と理論計算の妥当性を支持する結果が得られた。

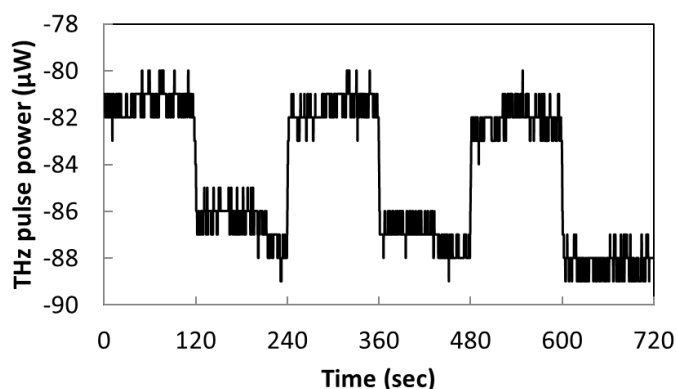


図 3.18 テラヘルツパルスの絶対値測定結果

表 3 テラヘルツパルス強度の絶対値測定結果

	w/o tilt	tilt	calculation
Total	4.5 nJ	33 nJ	41 nJ
0.3 THz	-	11 nJ	12 nJ
0.6 THz	-	4.0 nJ	2.7 nJ

### 3.8.5 偏光度

3.2 節においても言及したが、チェレンコフ放射は通常、電子の軌道を軸としたラジアル偏光を有する。本研究における傾き制御電子ビームによるコヒーレントチェレンコフ放射の場合には、そのうち電子の軌道面(x-z 平面)に存在する放射のみを位相整合させて取り出すため、生成されるテラヘルツパルスは直線偏光(P 偏光)となることが予想される。この偏光特性が原理通りに実現していることを確かめるため、ワイヤーグリッド対とテラヘルツカメラによる偏光度測定を実施した。測定結果を図 3.19 に示す。横軸はワイヤーグリッド同士の角度を表しており、縦軸は透過する光の強度を表している。各ワイヤーグリッドが平行な時にほとんどが透過し

ている一方で、直行するときは全く透過していない様子が見て取れる。これはすなわち、入射したテラヘルツパルスがほぼ完全な直線偏光であることを示しており、原理的な予想と一致する結果となった。

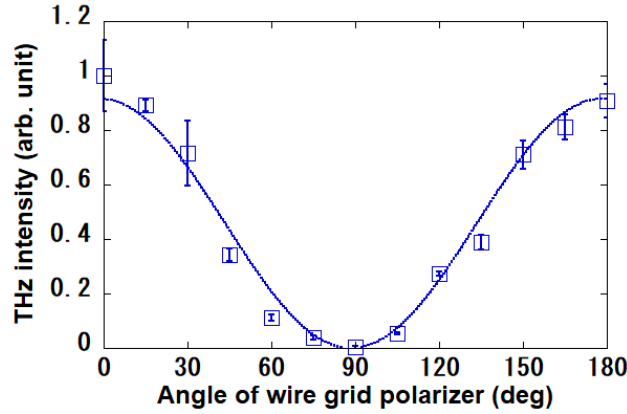


図 3.19 テラヘルツパルスの偏光度測定結果

また、より詳細な解析のために偏光度の計算を行った。偏光度とは、光強度における偏光成分の割合を示す値、いわば偏光の純度のようなものであり、完全無偏光(非偏光)を 0、完全偏光が1として表す。偏光度 $V$ の式は、

$$V = \frac{I_{pol}}{I_{pol} + I_{non}} \quad (3.16)$$

であり、 $I_{pol}, I_{non}$ はそれぞれ偏光成分、非偏光成分の光強度である [102]。分母は全光強度となるため、式(3.16)は全光強度における偏光成分の強度の割合を意味している。また、類所のパラメータとして直線偏光度というものが存在する。水平直線偏光成分を $I_x$ 、垂直直線偏光成分を $I_y$ として、水平直線偏光度 $S_1$ は、

$$S_1 = \frac{I_x - I_y}{I_x + I_y + I_{non}} \quad (3.17)$$

と表さる。本論文では使用しないため詳細は割愛するが、 $S_1$ というパラメータは元々ストークスパラメータから説明される係数である。光の偏光は $S_0, S_1, S_2, S_3$ という 4 つのパラメータで記述されることが知られており、これらを総称してストークスパラメータと呼ぶ [103]。また、このストークスパラメータを視覚的に表現する手法としてポアンカレ球も知られている [104]。詳細の解析はこれらの参考文献を参照することとし、本論文では式(3.16)に基づく直線偏光度の計算を行った。なお、ここでいう水平偏光成分とは、P 偏光と同意義である。さて、ワイヤグリッド対の角度と透過する光の強度の関係については、直線偏光であれば三角関数に従い、無偏光や円偏光であれば変化がないはずである。従って、図 3.19 に対して三角関数でフィッティングを行いその振幅を読むことで水平直線偏光度の割合が得られる。結果は  $1.02 \pm 0.08$  であり、測定誤差の範囲内ではあるものの偏光度が 1 を超える値となった。これについては、生成しているテラヘルツパルスはコヒーレント成分が十分に含まれているために強度が電荷量の二乗で影響を受け、電子ビームの電

荷量の揺れなどに敏感であったことが起因している考察している。この影響による統計誤差  $\pm 0.08$  を考慮すれば、原理通りに完全な P 偏光のパルスが生成されていることを確認できたとと言える。

### 3.8.6 集光特性

テラヘルツパルスの有益な特徴の一つとして、光学系による制御が可能という点が挙げられる。ミラーを用いてターゲットまで輸送できるという利点の他、レンズによって集光することでフルエンスを増大させることも出来る。レンズによって集光できる限界は波長に依存することは光学において一般的であり、光の回折効果に起因することから回折限界と呼ばれる。比較的波長の長いテラヘルツ帯の光は回折の影響も大きいことが予想される。しかしながら、高いピーク電場を生むためには集光特性に優れていることが望ましい。そこで、生成したパルスをレンズで集光した際のプロファイルについても評価を行った。焦点距離 30 mm のテラヘルツレンズ(Tsurupica, 有限会社パックス)を用いて測定した結果を図 3.20 に示す。水平方向、鉛直方向それぞれのサイズは  $98.2 \mu\text{m}$  (rms) および  $93.0 \mu\text{m}$  (rms)であり、ほぼ真円のプロファイルであることを確認できた。この結果をもとにプロファイルをおよそ  $100 \mu\text{m}$  として、絶対値測定における 33 nJ と合わせて計算すると、最大電場強度としては約  $125 \text{ kV/cm}$  という結果が得られたこととなる。

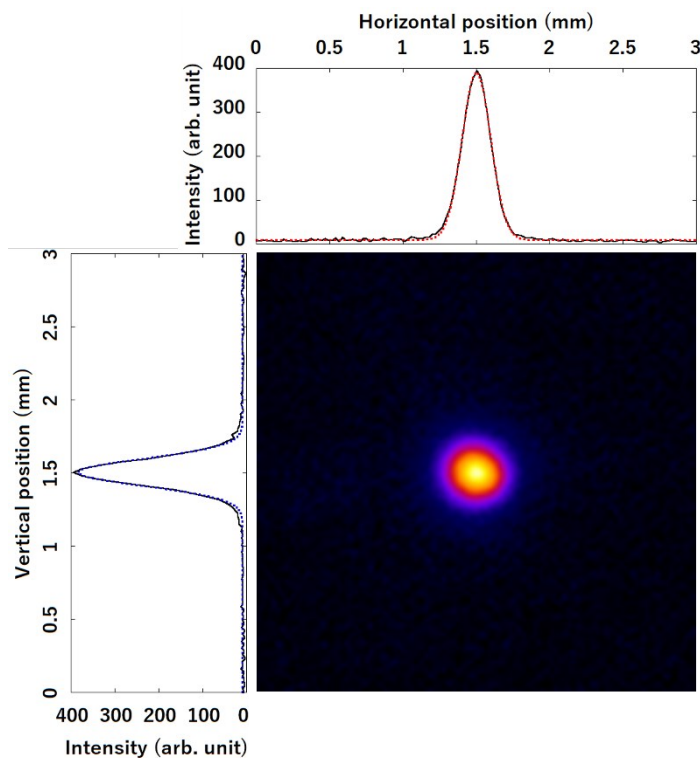


図 3.20 テラヘルツパルスのプロファイル測定結果

### 3.8.7 ターゲット形状の検討

ここまでの結果より、傾き制御電子ビームによる THz 帯コヒーレントチェレンコフ放射の生成を実験的にも実証することに成功したと言える。傾き角依存性によりチェレンコフ放射角と電子ビームの

傾き角が合致する際に強度が最大となり、またその時の強度は電荷量の二乗に比例することを確かめている。ここでターゲットについて改めて検討する余地がある点として、形状の最適化が挙げられる。図 3.13 に示した TOPAS の形状は、チェレンコフ放射角を低角に持つ二等辺三角柱をしている。これは、生成したテラヘルツパルスが TOPAS の境界面を垂直に透過できるように設計したものである。この形状は基本的に原理実証における光学輸送の簡便化を目的としており、アライメントや電子や光の予期せぬ振舞いを回避するためである。確かに、ブリュースター角で境界面を透過できればフレネル反射をほぼゼロとすることが出来るが、屈折によって取出し窓までの輸送が困難となる可能性も生じてしまう。また、電子ビームの軌道と入射面が垂直となっている点も同様に、電子の反射や散乱が複雑となり原理実証を困難にする懸念があった。

一方で、改めて傾き制御電子ビームによるコヒーレントチェレンコフ放射の原理を検証すると、よりコヒーレント成分を増大できる可能性の形状を考えることが出来る。考案した形状を図 3.21 に示す。検討した原理を説明するために図 3.13 と同じ形状を図 3.21(左)に示し、最適化形状として提案する形状を図 3.21(右)に示している。また、ここでは最適化の原理を説明するために、実際に作成したものとは異なる形状を示している。形状の最適化において注目した点は、電子ビームは媒質に入射した点から同じ距離だけ内部に進行するという点である。これを図で表すと、図 3.21 のターゲット媒質内に示した長方形および平行四辺形のように、入射面からの深さでのみ規定される四角形を描くことができる(ここでは簡単のため散乱を考慮していない)。同時に、チェレンコフ放射の位相整合が生じるのは、すでに何度も述べたように、電子ビームが直進する距離すなわち図 3.21 で示した四角形内となる。そこで、位相整合が行われる領域を矢印で示すと、まさしく図 3.21 で示したように左の形状では位相整合される長さが短く、右では大幅に伸びていることがわかる。これは、言い換えると、位相整合に寄与する電子数が大幅に上昇していることを意味する。そして、この矢印の長さが最大となる形状が図 3.21(右)に示したように、入射面と電子の軌道のなす角をチェレンコフ放射角とした場合となる。位相整合する距離の観点では取出し面に制約はないが、図 3.21(左)と同様にここでは放射が垂直に取りだされる形状を示している。実際に設計した形状は、図 3.22 のようになっている。このような五角形に設計した理由は、位相整合する長さを最適化したうえで既存のターゲットホルダーに収まる必要があったためである。そのため、4 mm×18 mm の長方形部分はテラヘルツパルス生成には関与せず、単にターゲットホルダーに設置するための余剰部分となっている。

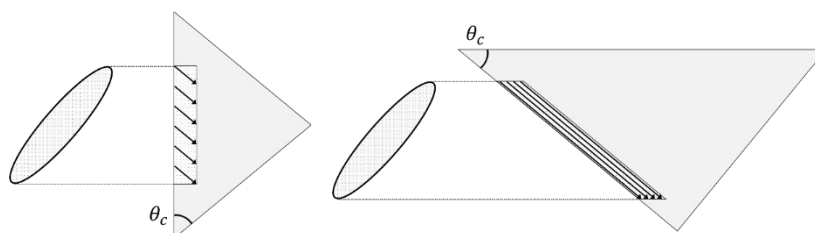


図 3.21 ターゲット媒質の最適化検討原理

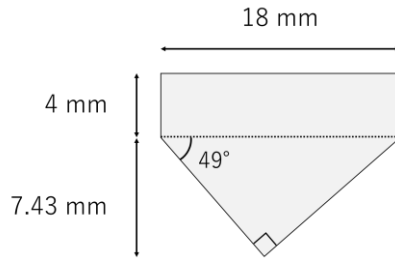


図 3.22 最適化を検討したターゲット形状

上記新形状のコヒーレント放射成分の増大への影響を確認するために、まず初めにそもそも新形状ターゲット(以下、五角形ターゲット)においても傾き制御による位相整合が機能するかどうか実験を行った。測定条件は、3.8.2 項と同様に検出器を QOD、BPF を 0.3 THz とし、電荷量は 80 pC 程度となっている。結果を図 3.23 に示す。PS については、ビームモニターであらかじめ照射位置を確認しておき、確実に目的斜辺に電子ビームが照射されるように調整した。これは、図 3.22 で示した通り、ターゲットの余剰部分にビームが当たると想定している検証を行えないためである。結果は、三角形の場合と同様に電子ビームの傾き角がチェレンコフ放射角と合致する付近でテラヘルツ強度が最大となっており、位相整合原理が動作していることを確認した。

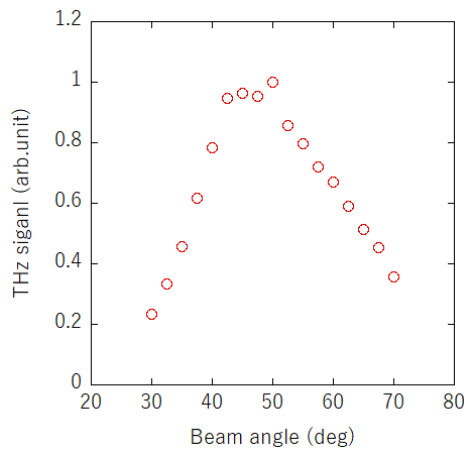


図 3.23 五角形ターゲットを用いた場合の傾き角依存性

次に、コヒーレント放射成分の増加量を確認するため、電荷量に対する依存性も測定を実施した。測定にはパイロ検出器を用い、BPF は使用していない。測定結果を図 3.24 に示す。図 3.17 で示した三角形を用いた場合の結果と比較すると、明らかに傾きを付与したことによる強度増大率は低いことがわかる。例えば 200 pC の点で比較すると、三角形が 5 倍以上の増大率であるのに対して、五角形は 2 倍程度高い強度しか得られていない。



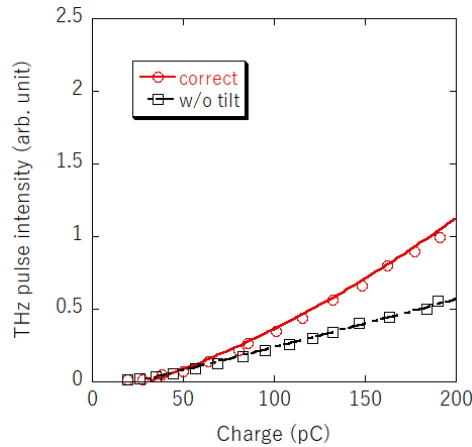


図 3.24 五角形ターゲットを用いた場合の電荷量依存性

予想とは異なる結果についてより詳細に検証するために、より高電荷量まで測定を行った結果を図 3.25 に示す。測定条件はこれまで同様となっている。電荷量を 300 pC 程度まで上げた測定においても、適切な角度においては三角形ターゲットの方が高い強度が得られた結果となった。一方で、傾けていない場合についてはどちらのターゲット形状においても差は見られない結果となっている。これらの結果から、傾けた場合と傾けない場合でターゲット形状への依存性が異なることが考えられる。最適化の検討を行うためにも、この結果についていくつか考察をまとめる。

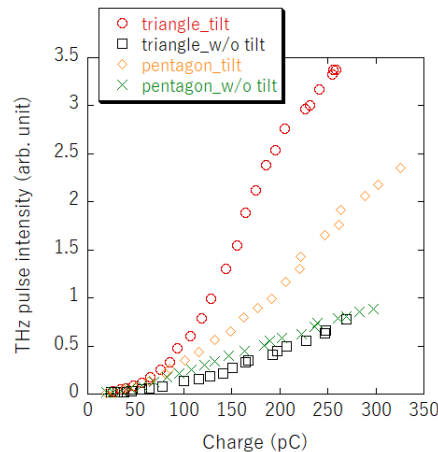


図 3.25 電荷量依存性におけるターゲット形状の比較

まず初めに、傾けない場合においてターゲット形状の違いで強度の変化がほぼないことに関して議論する。これはすなわち、両者とも一般的な三次元ガウシアンに対するフォームファクターで規定される放射が発生していると考えられる。これに対する一つの要因としては、ターゲット入射面における照射面積が挙げられる。傾けていない場合は、電子ビームのビームサイズが放射に寄与する面積となるが、これは放射が発生する領域(図 3.21 における矢印と長方形で示した領域)としては比較的小さい正方形あるいは平行四辺形に近い形になると考えられる。この領域がコヒーレント放射に寄与することを仮定すると、それらの面積や位相整合する距離に差異がないために、放射

強度の差も見られなかったと考えられる。

次に、最も重要な点として、最適化を検討した原理が機能していない点に関して議論する。一つ目に考えられる要因が、位相整合すると想定した領域と実際の電子ビームの媒質中における振る舞いの差異である。今回の設計では、位相整合に寄与する電子数が最大化するように形状を設定した。しかし、実際には電子は媒質中を散乱しながら内部へと運動する。この時、電子は散乱する間にもチェレンコフ放射を発生させるため、厳密にある一定の角度だけに放射が発生しているわけではないはずである。これを考慮すると、三角形の場合にはある程度の散乱によって図 3.21 の矢印から外れても発生したチェレンコフ放射は隣り合う矢印の軌道に乗って位相整合に寄与する確率が高くなるが、五角形の場合には少しでも散乱して図 3.21 の矢印から外れると位相整合に寄与できなくなると考えられる。言い換えれば、位相整合する電子数は最大化できるが、電子の散乱に対する許容領域が小さくなる。この仮説をより詳細に検証するには電子ビームのエネルギーを上げてより直進する距離を伸ばすか、低密度の媒質で同様の形状比較を行う必要がある。二つ目に考えられる点が、電子の反射である。電子線は波としての性質も持ち合わせるため、反射や回折といった現象も生じる。ここでは、ターゲット形状の違いによって電子ビームの媒質への入射角が大きく異なることが問題となる可能性がある。一般に入射角が大きくなるほど反射率も大きくなるため、五角形ターゲットでは反射によって位相整合する電子が大きく減少した可能性も考えられる。

## 4 空間変調電子ビームによる準単色テラヘルツパルス生成

### 4.1 電子線空間変調による準単色化原理

3章では、電子ビームの傾き制御によるコヒーレントチェレンコフ放射の生成について、その原理から数値計算、実験結果までを議論した。ここで改めて要約すると、電子ビームに傾き角という新しい自由度を与え、その値を高精度に制御することでテラヘルツパルス強度の増大に成功し、その時の強度が電荷量の二乗に依存することからコヒーレント放射成分が増加したことを確認した。ここまでで議論したような集束電子ビームの場合には、スペクトル計算の結果からもわかる通りチェレンコフ放射の特性とフォームファクターに依存して、一つのブロードなピークを持つ放射が得られることが特徴である。一方で、光源としてのさらなる有用性を拡張するためには、波長可変性や単色性を持たせることが重要である。そこで、電子ビームの傾き制御に加えて、空間変調という手法を組み合わせることでパルスの準単色化を目指す。

まず初めに、本研究で考案した準単色化の原理について解説する。繰り返しになるが、生成されるテラヘルツパルスの特性はフォームファクター、すなわち元をたどれば電子ビームの分布が重要となる。これは、定性的には電子バンチから生成される放射のスポット径やパルス幅が元の電子バンチの分布を反映させているためである。よって、電子バンチの三次元分布を操作することで、放射に変換された後の空間構造や時間構造を制御することが可能と言える。この描像に基づくと、本論文で提案する電子ビームの傾き角制御における利点は、電子バンチの横方向(空間)分布がテラヘルツパルスの時間分布になるという点である。この特徴がなぜ有用かと言えば、電子バンチの縦方向よりも横方向の変調が非常に容易であるということに由来する。縦方向分布の変調は光との相互作用などが必要となり大掛かりな設備となるが、空間構造の変調であればスリットを通過させるといったシンプルなシステムによって容易に達成することが出来る。すなわち、スリットによる横方向の空間変調と電子ビームの傾き制御によるコヒーレントチェレンコフ放射生成を組み合わせることで、周期構造に依存した時間構造をもつパルスを生成することが可能となる。

ここからの説明における呼称を統一するため、一つのスリットを透過したそれぞれの小さなバンチを指してマイクロバンチ、スリット分割前および分割後のマイクロバンチから成るバンチ全体の概形を指してマクロバンチと呼ぶこととする。原理の詳細を説明するために、改めて準単色化の原理を図4.1に示す。イメージ図として描いているためスリット後にドリフト長が存在するように見えるが、実際のセットアップではスリットとRF-deflectorは可能な限り隣接させている。これは、スリットによる分割後に空間電荷効果などの影響でマイクロバンチの形状や周期構造が崩れてしまう影響を最小限に抑えるためである。空間変調後は、集束電子ビームと同様に電子バンチ全体に適切な傾きを与えターゲットに照射する。すると、マイクロバンチそれぞれがテラヘルツパルスを生成し、全体としては電子バンチの周期構造に対応した時間間隔を持つテラヘルツパルスが形成される。パルスが時間方向に周期構造を持つということは、その時間間隔に応じた周波数にピークが存在するスペクトルを有することを意味する。従って、特定周波数のみを有するパルスの生成、すなわち準単色パルスの生成が達成される。スリット周期や集束力を調整することで電子バンチを任意の間隔に空間変調でき

ることから、テラヘルツ光源としては波長可変性を得られるとも言える。例えば、1枚のスリットに位置を変えて複数の周期構造を加工して置けば、直線導入機などを用いてビームラインを大気にさらすことなく目的周波数を選ぶことが出来る。

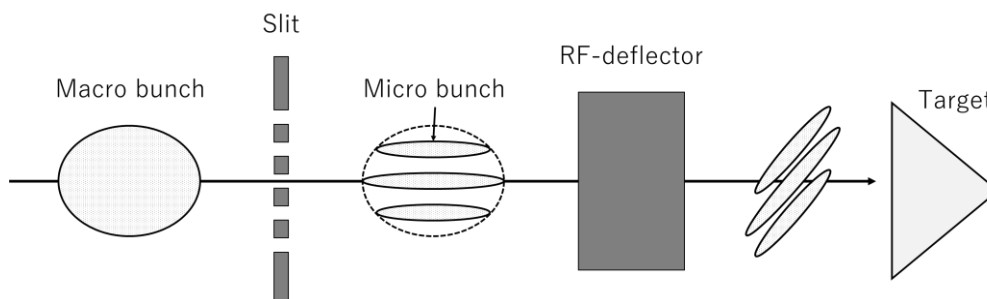


図 4.1 準単色パルスの生成原理

## 4.2 マルチスリット設計

以上が準単色化の基本原理であるが、次にこの原理を実証するためのスリットの設計について考えていく。まず、実際に設計したスリットについて紹介する前に、スリットを設計するうえで留意すべき事項について議論する。論点としては大きく三つあり、

- RF-deflector の偏向原理
- マイクロバンチビームサイズの最適化
- 媒質と大気の屈折率差によるパルス時間構造の変化

の三点である。それぞれについて、上から順になぜ問題となりうるのかを説明する。

まず一つ目については、RF-deflector は傾きを制御する装置として議論を進めてきたが、厳密には 2.5.2 項でも述べた通り電子バンチを横方向に引き延ばす作用を持つ点である。すなわち、スリット透過後の変調電子ビームを傾ける際には、マクロバンチ全体の回転は生じずマイクロバンチが各々の重心を軸として傾けられることになる。その簡略図を図 4.2 に示す。ここではその後の設計を数値化しやすくするためにバンチ形状を短冊状として考え、マイクロバンチそれぞれのバンチ長の差異は表示していない。この図の意味するところとしては、deflection 前後において、バンチ長が変化しないこと、ビームの重心位置を軸としてビームが横方向に引き延ばされること、これらの作用によって準単色パルス生成に寄与するマイクロ電子バンチ間隔が変化することを示している。準単色テラヘルツパルスの時間構造は放射方向に沿って形成されるため、スリット周期 $L$ がそのまま時間構造に変換されるわけではなく、スリット周期の正弦成分すなわち図中の $T(=L \sin \theta)$ の値が実効的なマイクロバンチ間隔となる。従って、目的の周波数に対してチェレンコフ放射角を用いて逆算することでスリット周期を決定する必要がある。

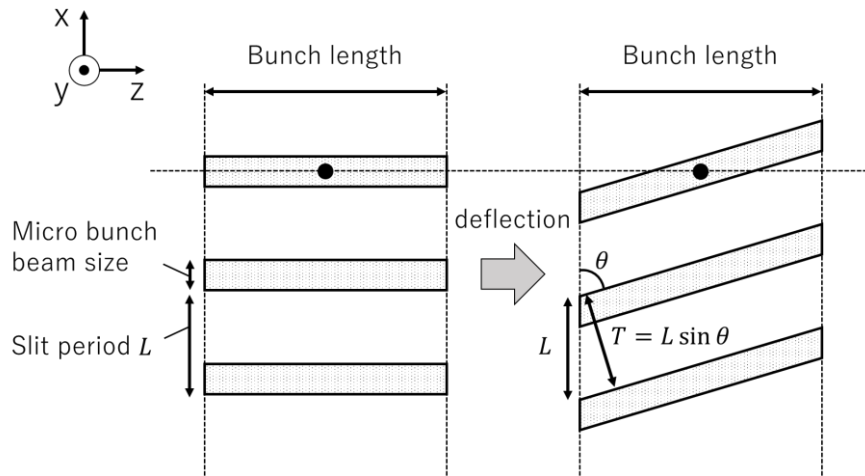


図 4.2 空間変調電子ビームの deflection

次に考慮すべき点が、マイクロバンチのビームサイズである。スリット周期は目的周波数から一意に決定できるが、マイクロバンチを生成するための開口部については隣接するバンチに接するまで自由に設定することが出来る。開口部を小さくするほどマイクロバンチビームサイズは小さくなるため、周期構造がより明瞭になり単色性が向上することが期待できる。一方で、マイクロバンチ当たりの電荷量は減少するため、テラヘルツパルスの強度としては十分ではなくなる懸念が生じる。開口部を大きくとる場合はそれとは完全に対象で、マイクロバンチ当たりの電荷量が増えることで単色性の悪化が懸念される一方で、強度の面では有利になる可能性がある。これらを完全に最適化するには膨大なパターンを網羅する必要があり困難であるため、実証段階では二つの開口幅を用いて比較することとした。実際の数値については後述する。

最後の留意点が、媒質と大気(真空)それぞれの屈折率の差異から生じる、準単色パルスの時間構造の変化である。これは、媒質中における波長変化とも捉えることが出来る。光は屈折率 $n$ に依存して速度は $c/n$ 、波長は $\lambda/n$ となるため、媒質中で生じた光を大気中で観測する際には、屈折率の差分に応じてパルスに含まれる波長も変化する。そして本研究のテラヘルツパルス生成においても、周期構造を持った電子バンチは媒質中でパルスを生成するが、その観測点は大気中である。従って、屈折率 $n$ 倍だけ準単色化の目的波長(周波数)がずれることになる。時間構造の変化という視点から見ると、その原因はマイクロパルス間の速度差で説明できる。イメージは図 4.3 に示したような描像であり、時間構造の最も前方に位置するマイクロパルスが大気に出た後も、パルス同士の間隔分だけ一つ後ろのマイクロパルスは媒質中を進行しなくてはならない。従って、その間は最前方のパルスは大気中の光の速さ $c$ で進み、後続パルスは $c/n$ で進むこととなり、パルス同士の間隔はやはり屈折率 $n$ に応じて拡大する。どちらの説明も本質は同義であるが、設計においては屈折率を考慮する必要があるという点が重要となる。

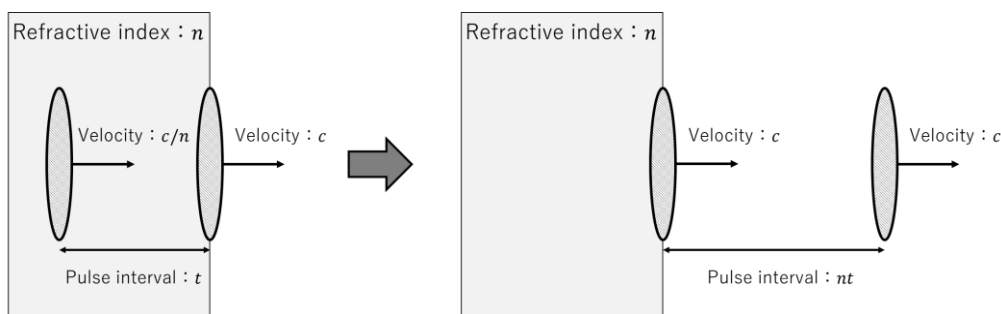


図 4.3 媒質間の屈折率差によるパルス間隔の変化

さて、上記が留意すべき事項の解説であったが、改めてまとめると、

- ・電子バンチの間隔は、deflection の影響からスリット間隔の正弦成分となる
- ・マイクロバンチビームサイズを最適化する必要があり、実証段階では二パターンを比較検証する
- ・媒質中の光の波長は、大気中の光の波長の屈折率分の一となる

の三点であり、スリットの設計に数値的に落とし込めるまでの議論を行うことができた。これらによって目的周波数に適したスリットの設計方針は決定したため、ここからは実際に設計したスリットについて紹介する。まず、スリットの素材には、電子ビームのスライスエミッタ測定などで一般的に用いられている SUS(ステンレス鋼)を採用した。高真空中や高エネルギー電子ビームの照射でも材料への影響がほとんどなく、優れた強度のため細かい周期構造加工を期待できる。また、5 MeV の電子ビームであれば、2 mm 程度でほぼ完全に電子ビームを止めることが出来るため、通過時の影響を最小限に抑えたいうえで空間変調を施すことが可能である。原理実証のために目的周波数とするのは、0.1 THz、0.2 THz、0.3 THz とした。これは、数値計算や既に得られていたテラヘルツパルスのスペクトルを基に本研究で最も強い強度が得られている領域のためである。また、スリット開口部の幅については基本を 500  $\mu\text{m}$ 、比較用を 300  $\mu\text{m}$  とした。これについては、集束電子ビームを用いた際の典型的なビームサイズ 260  $\mu\text{m}$  (rms) を基に検討した結果である。改めて、上記事項を考慮して計算及び設計したスリットのパラメータを表 4 にまとめる。また、設計図を図 4.4、その設計図に基づいて作製したスリットの実際の外観を図 4.5 に示す。

表 4 スリットのパラメータ

Slit name	A	B	C	D
Target frequency	0.2 THz	0.3 THz	0.1 THz	0.1 THz
Slit period	1.3 mm	0.8 mm	2.0 mm	2.0 mm
Slit width	0.5 mm	0.5 mm	0.5 mm	0.3 mm
Total x-length of slit part	20-20.5 mm			
Total y-length of slit part	15 mm			
Thickness	2.0 mm			

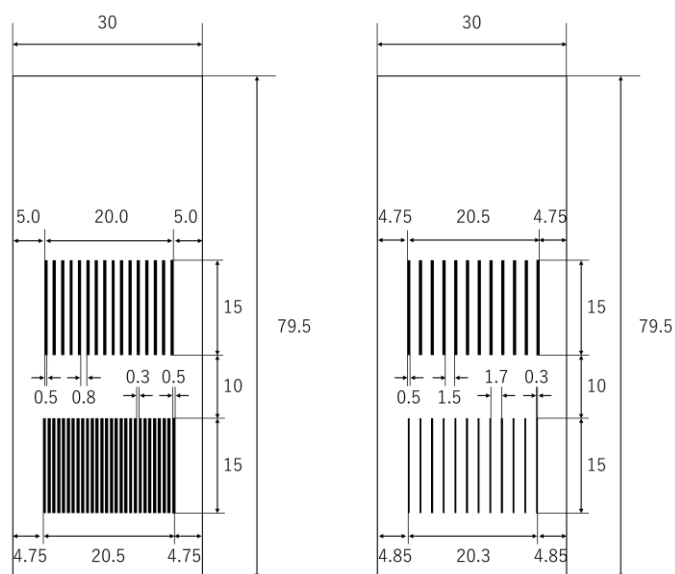


図 4.4 スリット寸法図(mm 表記)

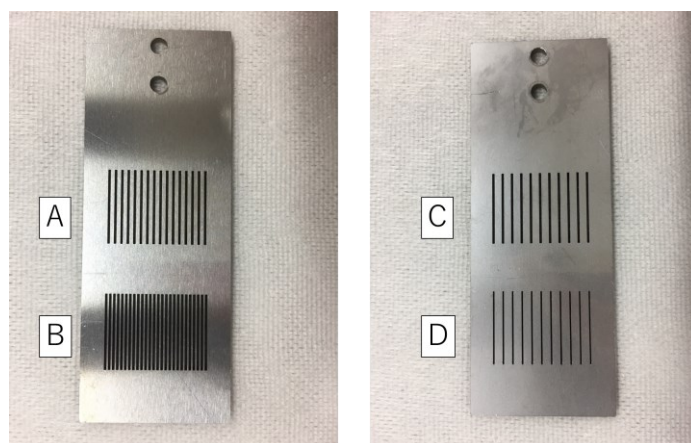


図 4.5 スリットの外観

### 4.3 準単色テラヘルツパルス生成

準単色光生成の実験については、3.8 節の実験に引き続いて行った。そのため、重複する電子ビームのパラメータなどについては本節では割愛する。また、スリットは図 3.12 において RF-deflector の直前に設置した。変調電子ビームの場合には集束電子ビームの場合と比較して、電子ビームに与える集束力によってターゲット位置でのマイクロバンチ間隔や分割数が変化することが懸念される。そこで、次項からはその調整の結果を述べた後に、準単色パルスの生成を行った結果を示す。

また、Slit-C と Slit-D を用いた実験結果については、十分なパルス強度が得られず特性の評価に至らなかったため、以降では Slit-A と Slit-B を用いた結果に基づいて議論を進める。この原因については二つの可能性を考察している。一点目が、原理的に 0.1 THz 付近は強度が小さいという可能性である。3.7 節から予想される通り、0.2 THz-0.3 THz をピークとしてその両側では大幅に強

度が下がるため、0.1 THz 成分はチェレンコフ放射にはほとんど含まれていないと考えられる。もう一点が、スリット透過後の電荷量である。後述する 0.1 THz のスリットは Slit-A と Slit-B と比較してスリット周期が大きいため、その分だけ透過する電荷量が制限されてしまう。そのため、透過前の電荷量を最大としても、実験で使用した検出器の感度以下の強度しか生成できなかった可能性も考えられる。0.1 THz 成分における準単色化を検証するには、単色性やコヒーレンスの悪化を懸念しつつもスリット幅を広くするなどの改良をする必要があると現時点では考察している。

#### 4.3.1 空間変調電子ビーム

集束電子ビームの場合には、フォームファクターの向上を最優先とするため、ターゲット上で最も収束されるように電磁石をアライメントしていた。しかし、上流で空間変調を行う場合には、与える集束力の違いによってスリット時点でのビームサイズや透過後のマイクロバンチ毎の動きが変化するため、ターゲット位置におけるビームの周期構造にも差異が生じることが分かった。そこで、テラヘルツパルス生成を行う前に、電磁石のパラメータに関する検討を行った。

変調電子ビームの集束にはソレノイド電磁石のみを使用した。これは、集束電子ビームの場合ほど集束力が必要ないことに加えて、パラメータが増えることによって空間構造が崩れることを避けるためである。一例として、0.3 THz に対応する Slit-B を用いた際の、ソレノイド電磁石にかける電流値に対するプロファイルの変化の様子を図 4.6 に示す。集束力が弱いほどマイクロバンチが大きくなるため、綺麗な周期構造が出来ているように見えるが、一つのマイクロバンチに含まれる電荷量は少ないことが輝度の差からもわかる。また、120 A を超えたあたりから周期構造がかなり崩れている様子がうかがえるが、これは 120 A 付近が丁度ターゲット位置が焦点となっている点であり、それ以上の電流値ではターゲットより上流側に焦点が来ることでプロファイルが崩れていると考えられる。

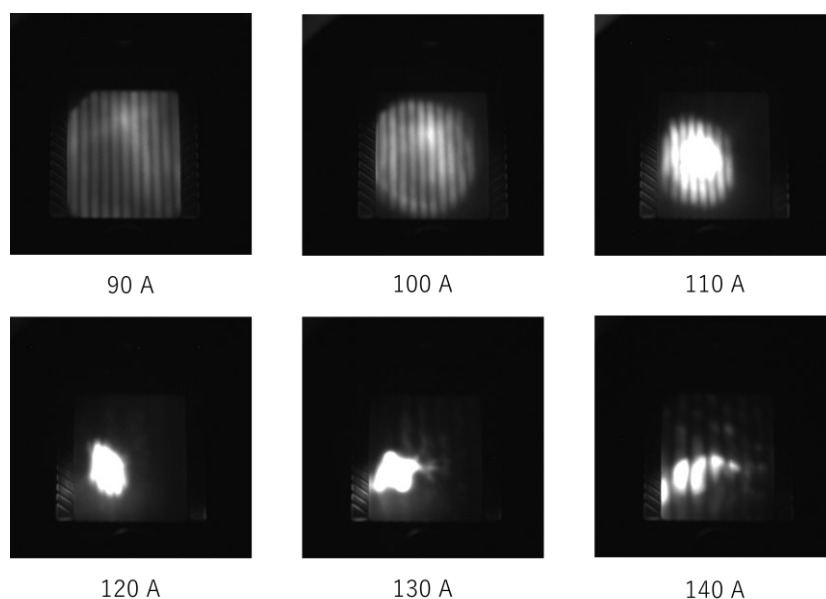


図 4.6 Solenoid 電磁石の電流値とプロファイルの関係(Slit-B)



スリット透過後のプロファイル測定によって、設計に基づいた周期構造を電子ビームに付与できたことを確認した。また、想定した通りに上流で与える集束力の変化によって構造の変化が生じることも見て取ることができた。具体的には、集束力が上昇するにつれてマイクロバンチ数の減少と、その間隔が狭くなる様子が確認できる。これらはそれぞれ、準単色化における単色性と周波数に影響するため、プロファイルの輝度に対してガウシアンを複数足し合わせた関数(マルチガウシアン)でフィッティングをかけることで解析を行った。解析結果のマイクロバンチ毎の間隔を用いて対応周波数を計算した結果を図 4.7 に示す。120 A よりも大きな電流値については、周期構造が崩れ適切な解析が行えなかったため除外している。プロファイルから確認できていた通り、電流値が上がるにつれてマイクロバンチ間隔が小さくなり、対応周波数としては大きくなっていく傾向が確認できた。

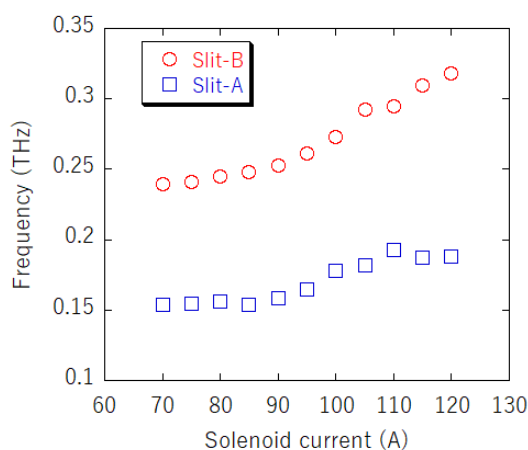


図 4.7 Solenoid 電磁石の電流値と対応周波数の関係

#### 4.3.2 BPF を用いた準単色化の確認

スリットを用いた空間変調電子ビームの生成および電磁石のアライメントに対する対応周波数の変化を確認できたため、ここからはその結果に基づいて準単色テラヘルツパルスを生じた結果を議論する。集束電子ビームの場合と同様の傾き角依存性、電荷量依存性に加えて、ソレノイド電流値の依存性についても検討した。

まず初めに、空間変調電子ビームにおいても傾き角制御によるコヒーレントチェレンコフ放射生成が正常に動作することを検証した。空間変調後の電子ビームに対して RF-deflector を印加すると、スクリーン上では隣り合う電子ビームと重なり合ってしまう傾き角や電子バンチの計測が行えない。そのため、傾き角についてはスリットを挿入しないセットアップで行い、そのパラメータをスリット挿入時にも適用している。傾き角に関しては ATT と PS の二つのパラメータで制御すると説明してきたが、以下の結果における PS については最も強度が高くなる点で固定している。また、集束電子ビームと比較して一つのマイクロバンチに含まれる電子数は大幅に減少するため、生成されるパルスの電場強度としては非常に小さくなることが予想される。そのため、測定には持ち合わせている検出器の中で最も高感度な QOD を採用した。加えて、全ての測定において準単色化を検証するために、0.2 THz、0.3 THz、0.5 THz の BPF を用いて測定を実施した。実際の測定では、後述する

ソレノイド電流値の比較検討と交互に繰り返して行ったため説明が前後するが、ソレノイド電流値は強度と周波数において最適化した 120 A で測定を行った。結果を図 4.8 に示す。Slit-A、Slit-B いずれの場合にも、チェレンコフ放射角 49°付近で最大値が得られており、空間変調電子ビームの場合にも傾き制御による強度増大を実証することに成功した。加えて、Slit-A では目的周波数である 0.2 THz、Slit-B では同じく 0.3 THz が最も強度の増大率が大きく、特に Slit-B においては他二つの周波数強度がほぼないことから、準単色化を示す結果が得られたと言える [105]。

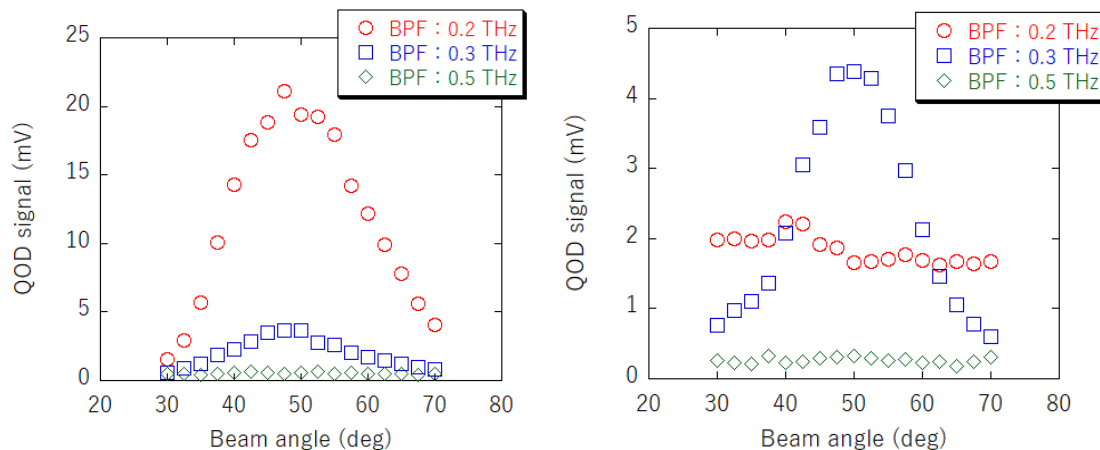


図 4.8 電子ビームの傾き角とテラヘルツパルス強度の関係(左)Slit-A、(右)Slit-B

変調電子ビームにおいても傾き角制御によるコヒーレントチェレンコフ放射生成に成功したため、プロファイル測定時に検証したソレノイド電流値に対する強度変化について確認を行うことにした。傾き角は最大強度付近で固定し、傾き角依存性と同様に三種の BPF および QOD を用いて測定を行った。結果を図 4.9 に示す。集束力の変化に伴ってスリット位置でのマクロバンチビームサイズも変化するため、スリット透過後の電荷量も変動するが可能な限り一定となる範囲で測定を実施している。結果をみると明らかに、それぞれのスリットにおいて目的周波数の BPF を用いた場合の強度変化が最も大きくなっている。また、Slit-A では 120 A 付近、Slit-B では 115 A 付近となり、図 4.7 で示したビーム間隔から目的周波数を計算した結果と一致する傾向がみられた。これは、スリット設計時に考慮した三点の事項などを含めた想定通りの原理で準単色化が動作していることを示していると考えられる。Slit-B の結果において 0.2 THz の BPF で 90 A 付近にピークがあるように見えるが、図 4.7 よりこの時の間隔は 0.2 THz に近づく領域であることがわかる。Slit-B の本来の目的周波数ではないが、マイクロバンチ間隔がちょうど 0.2 THz に近くなる集束力が 90 A 程度であったために準単色化が生じた可能性が考えられる。また、130 A 付近で局所的に強度が上昇している点については、プロファイル測定において 120 A 以上では周期構造が崩れることが判明していることから、電荷量の揺れや遷移放射などのノイズが入ったことによるエラーだと考察している。

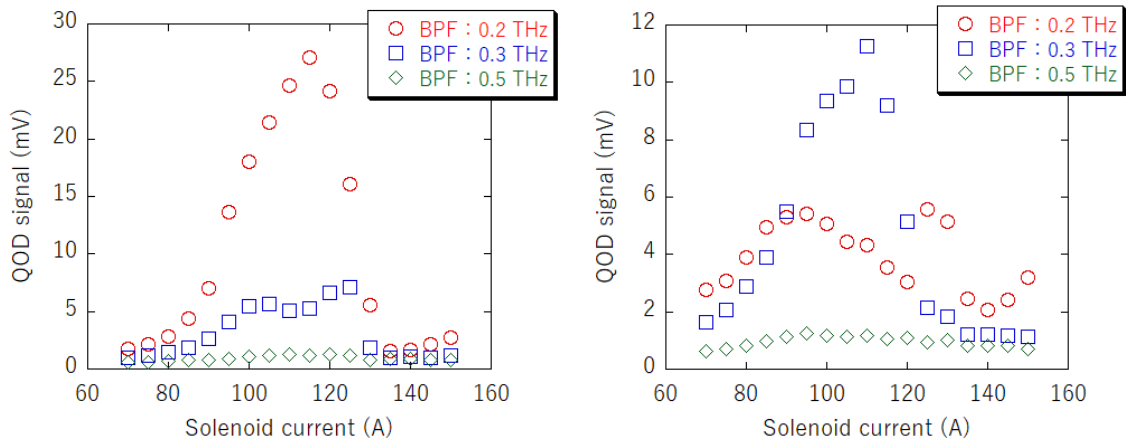


図 4.9 Solenoid 電磁石の電流値とテラヘルツパルス強度の関係(左)Slit-A、(右)Slit-B

続いて、電荷量依存性の測定を行った。電荷量は FCT で測定しており、一つのマイクロバンチにどれだけ含まれているかまでは分解できない。そのため、スリット透過後のマクロバンチ全体として一定となるように調整している。従って、同電荷量でもスリットの種類や集束力の差異によってマイクロバンチ数や一つのマイクロバンチに含まれる電荷量が異なる点は留意すべきであり、今後の検討事項である。また、集束電子ビームの場合と比べてスリット透過によって半分以下にまで電荷量が減少するため、現状での測定時の最大電荷量は 140 pC 程度となっている。実験条件については、上記の結果をもとに傾き角はチェレンコフ放射角付近で強度が最大となる角度、ソレノイドは 120 A とした。結果を図 4.10 に示す。0.5 THz の BPF のデータについては、測定は実施したもののほとんど変化が見られなかったため、グラフの煩雑化を避けるために表示していない。まず、Slit-A については想定周波数の 0.2 THz は 140 pC 時に 10 倍近い強度増大が得られた。Slit-B についても強度としては少し劣るものの、やはり 140 pC 時に 10 倍近い増大率を得ることに成功した。また、いずれの場合も目的周波数のみが大幅に増大し、他の周波数の増大は見られないことから、電荷量依存性のデータからも準単色化を確認することに成功したと言える。一方で、集束電子ビームの場合と比較して二乗の成分は少なく、傾き制御を行った場合もほぼ線形の増加のように見える結果となった。これは、マクロバンチ全体の電荷量を横軸に取っていること、空間変調後はマイクロバンチに対する集束力が働かないことの二点が原因と考察している。一点目については、マクロバンチ全体の電荷量を測定しているが、実際にコヒーレント放射の強度を決定するのはマイクロバンチに含まれる電子数とマイクロバンチビームサイズであるためである。全体として電荷量が増えているように見えても、実際には一つのマイクロバンチ内では電荷量の差は大きくない可能性がある。そのため、電荷量変化に対する強度変化が小さい領域しか見られず、コヒーレント成分の増大が見えづらくなっていることが考えられる。二点目については、電荷量の増加に伴うマイクロバンチビームサイズの増大を抑えることが出来ず、コヒーレンスが悪化している可能性である。集束電子ビームの場合にはターゲット位置まで常に集束力が働くが、空間変調電子ビームの場合にはスリット分割後はマクロバンチ全体の集束力はあるものの、マイクロバンチビームサイズを収束させる力は作用していない。従って、電荷量が増えるにつれてマイクロバンチビームサイズは悪化する一方で、コヒーレント成分が

十分に増大していない可能性がある。やはりこの結果を見ると、マイクロバンチサイズ最適化、すなわちスリット開口幅最適化は検討事項であることがわかる。マイクロバンチ毎に別々の集束力を与えるのは原理上非常に複雑になることは明らかであり現実的でないため、開口幅の検討による準単色性の向上を図ることが優先と考えている。

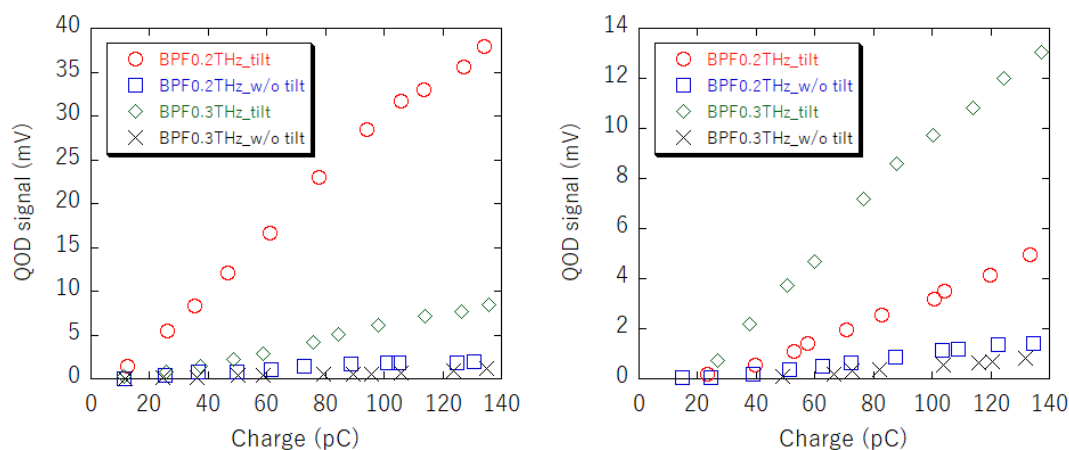


図 4.10 電荷量と準単色テラヘルツパルス強度の関係(左)Slit-A、(右)Slit-B

#### 4.4 準単色テラヘルツパルスの高強度化

4.3 節で示したように、BPF を用いた簡易的な測定ではあるものの、スリットを用いた準単色テラヘルツパルスの生成を実証することに成功した。一方で、集束電子ビームと比較してパワーが劣るという点で、まだ改善の余地がある手法と言える。そこで、本節では上述した準単色原理を維持したうえで、パルスの強度を上昇させる手法について検討する。

そこで考案した手法が、空間変調電子ビームの  $y$  方向のみを集束させる、いわゆる扁平状の電子ビームを用いる手法である。4.3 節で考案した空間変調電子ビームでは、周期構造を優先させるために集束電磁石を可能な限り少ない状態で調整を行ったため、マクロバンチの横方向プロファイルとしては真円に近い形状をしていた。しかし、傾き制御による位相整合と準単色化の原理を考慮すれば、電子ビームの存在する平面(図 3.3 における  $x-z$  平面)に電子が集群している( $y$  方向のマクロバンチサイズが小さい)方が望ましいことは明らかである。そこで、スリットの上流において  $y$  方向集束の四重極電磁石を設置し、電子ビームを扁平状にした後に空間変調を行うことで、一つのマイクロバンチにおけるコヒーレンスを向上させる手法を考案した。

##### 4.4.1 扁平電子ビーム

4.3 節でも議論したように、電子ビームに集束力を与えた状態でスリットによる空間変調を行う場合、電磁石それぞれの集束力によってターゲット位置における周期構造に変化が生じる。扁平電子ビームを生成するために  $y$  方向集束の力を与えるということは、すなわち  $x$  方向に発散させる力を与えることを意味する。従って、まずは扁平電子ビームを空間変調した際の、ビーム形状の変化およびその時の対応周波数について測定を実施した。また、集束電子ビームの場合と同様に、実

際にはあらゆる電磁石のパラメータで検討を行ったが、ここでは最も周波数や強度の点で優れた結果が得られた場合についてのみ紹介する。

初めに、四重極電磁石の電流値変化に対する扁平電子ビームのプロファイル変化の様子を図 4.11 および図 4.12 に示す。この時のソレノイド電磁石の電流値はともに 115 A としている。想定していた通り、y 方向にのみ集束され、一つのマイクロバンチに含まれる電子数が増加していることが輝度の変化からも見て取れる。一方で、ソレノイド電磁石の電流値を変化させたときと同様に周期構造の変化も見られたため、各パターンにおける対応周波数についての解析を行った。

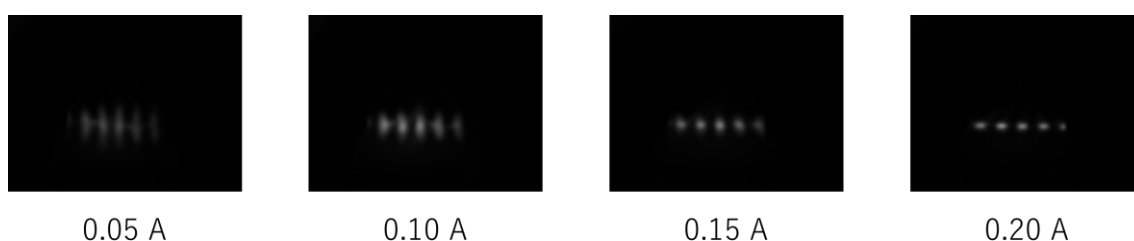


図 4.11 四重極電磁石の電流値とプロファイルの関係(Slit-A)

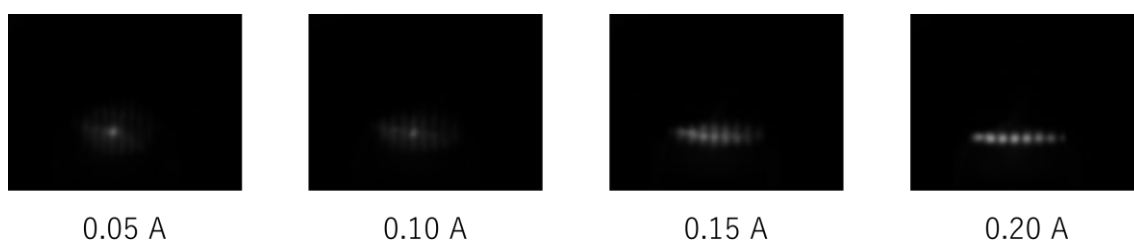


図 4.12 四重極電磁石の電流値とプロファイルの関係(Slit-B)

Slit-A、Slit-B を用いて空間変調した扁平ビームの対応周波数の解析結果を図 4.13 に示す。解析手法は、4.3.1 項と全く同様に各マイクロバンチのピーク間の距離から対応周波数を算出している。どちらのスリットにおいても、四重極電磁石の電流値の上昇に伴って対応周波数が低くなっていることがわかる。これは、四重極電磁石による x 方向の発散力が大きくなることでターゲット位置におけるマイクロバンチ間の距離が開いていき、対応周波数としては小さくなったと考えることが出来る。元々、Slit-A は 0.2 THz、Slit-B は 0.3 THz を想定して設計を行っていたため、発散力の影響が大きいことが見て取れる。しかしながら、想定した周波数とは大幅に異なる数値となったことで、4.3 節の結果との比較方法は検討する必要がある結果となった。

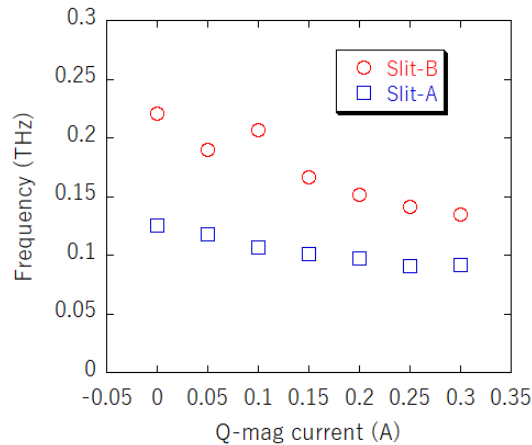


図 4.13 四重極電磁石の電流値と対応周波数の関係

#### 4.4.2 テラヘルツパルス強度の比較

本節の目的は、扁平電子ビームを用いることで準単色テラヘルツパルス強度の向上を図るものであった。しかし、前項で述べた結果の通り、扁平電子ビームを生成するために四重極電磁石を使用する影響で、対応周波数の変化も生じることが判明した。この結果より、同一のスリットを用いて生成したパルスの強度比較は困難と考え、対応周波数を一致させた場合の強度比較を行うこととした。また、用意できる BPF が 0.2 THz、0.3 THz、0.5 THz の三種類しかなく、その中から対応周波数として選べる周波数は図 4.13 より 0.2 THz のみであったため、対応周波数 0.2 THz における強度の比較を行った。

対応周波数を一致させるアライメントのためにスリットの種類や電磁石などの組み合わせが煩雑となるため、通常の真円ビーム、y 方向集束を行う扁平ビームのそれぞれについて最終調整後のパラメータを表 5 にまとめる。

表 5 二種類のビーム形状について対応周波数が 0.2 THz となるパラメータ

	Normal beam	Flat beam
Slit name	Slit-A	Slit-B
Corresponding frequency	0.19 THz	0.21 THz
Solenoid magnet	115 A	115 A
Q-magnet	0 A	0.15 A
Y-direction macro-bunch beam size	4.0 mm	0.8 mm
Number of micro-bunches	5	9

上記のパラメータにおいて電荷量に対する強度変化を測定し、その上昇率を比較することでコヒーレント放射の割合を検討した。測定結果を図 4.14 に示す。真円ビームを normal、扁平ビームを flat として記載している。結果を確認すると、真円ビームの場合には 100 pC を超えたあたりで、傾け

た場合も傾けていない場合も強度上昇が飽和あるいは低下している様子が見て取れる。これは、電荷量上昇によってフォームファクターが悪化し、コヒーレント放射成分が低下しているためだと考えられる。一方で、扁平ビームは 100 pC を超えても強度上昇が続いており、フォームファクターの悪化が生じていないと考えられる。これは一概に形状を扁平にしたことだけに起因するわけではなく、それに伴って分割数が増え一つのマイクロバンチ当たりの電荷量が小さくなっているために、空間電荷効果が抑えられている効果を考慮すべきであろう。しかしながら、その効果を扁平電子ビームの恩恵の一つとして考えれば、より高電荷量までフォームファクターを維持できる扁平電子ビームの方が準単色テラヘルツパルス生成においては有利であることが示された。

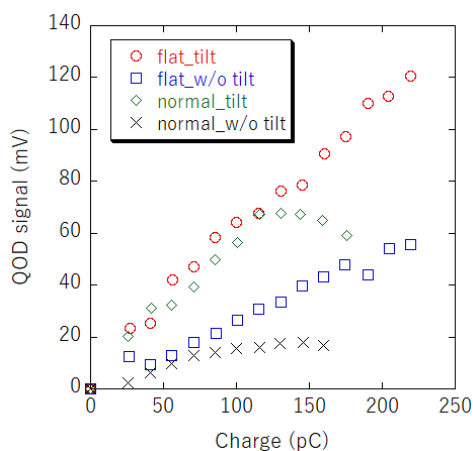


図 4.14 電荷量依存性におけるビーム形状の比較

## 5 EO サンプルング法による THz-TDS システムの開発

### 5.1 THz-TDS

THz-TDS は、日本語にしてテラヘルツ波時間領域分光であり、テラヘルツ波の時間波形測定とそのフーリエ変換によってスペクトル解析を行う分光研究の総称である。その応用展開は、化学、物理学、電気工学など領域を問わず、また基礎研究から応用まで非常に多岐にわたる。このような応用が望めるのは、テラヘルツ帯(0.1-30 THz)の振動数が、水、メタノール、エタノールといった基本的な分子の振動に対応していたり、アミノ酸、ペプチド、爆薬といった分光解析において重要な物質の振動に対応していたりするためである。また、医療においてはガン診断や細菌、ウイルスの検出、基礎科学では半導体のキャリア特性、絶縁体の相転移などの観測も進められている [106]。

一般に、上述したような THz-TDS は全てポンプ・プローブ法の形をとり、光源と検出器に同一の光源が必要となるため、チタンサファイアレーザー(Ti-sapphire laser)などの超短パルスレーザーが広く用いられている [107]。一方で、THz-FEL から生成される高強度なテラヘルツパルスによって生じる現象も近年では報告が増えており、次に挙げるような研究が展開されている。東大の栗原貴之氏らは、10 mJ オーダーのテラヘルツパルスを弱強磁性体である  $\text{ErFeO}_3$  に照射することでドメイン再構成を行っており、スピンドYNAMIXSにおけるテラヘルツ制御の可能性を提示している [108]。1.1 節でも簡易的に取り上げたが、テラヘルツ帯では珍しいレーザー加工に関連する報告もあり、THz-FEL から発生させた高強度テラヘルツパルスによる LIPSS 形成 [12]は、レーザー加工の原理解明や新規材料の開発は期待される成果である。また、こちらも 1.1 節で紹介したものと同じだが、理研の山崎祥他氏はテラヘルツパルスが衝撃波として水中を伝搬することを報告しており [11]、生体細胞の操作を行える可能性を提示すると共に人体への影響を再考するべき事実を示唆している。さて、これらの研究の多くは現状では終状態の観測をメインに行っているが、いずれはポンプ・プローブ法による動的な測定を要請されることは明らかである。従って、ポンプ光となる加速器由来のテラヘルツパルスと、プローブ光として用いる超短パルスレーザーを完全に統一したシステムとして構築することにも大きな意義が見いだせる。本研究においても、生成したテラヘルツパルスの時間構造およびスペクトルを取得することそのものが、評価や今後の応用において非常に重要である。そこで、加速器と検出器の統一システムの開発および実証実験を行うことで、傾き制御電子ビームの特性評価および加速器光源におけるテラヘルツ動的測定システムの可能性を提示する。

### 5.2 EO サンプルング

#### 5.2.1 EO サンプルングの概説

THz-TDS に用いられる検出手法には主に、EO サンプルングと光伝導アンテナ(PCA)が挙げられる。これらは既に 1.3 節で概説したが、どちらも感度や検出帯域に優れ、研究としても盛んであるため汎用化が進んでいる。EO サンプルングにおいては、結晶の種類や厚さ、プローブ光の波長などを



比較した研究もおこなわれているため [109, 110]、それらを適切に選定し組み合わせることで目的に応じた感度や帯域を達成できる。PCA においても、アンテナ部分の構造を様々な手法で改良することで検出感度や帯域を向上させる研究が報告されている [111, 112]。このように、それぞれが様々な工夫により進歩を遂げているため一概にどちらが優れているかを判定するのは難しいが、一般にはコストやシステムの簡素化、サイズ等の面では PCA に軍配が上がり、検出感度や検出帯域、SN 比の点では EO サンプリングが有利だと知られている [113]。PCA の帯域幅の制限はその動作原理である半導体のキャリア寿命によるものであることに加え、高強度なテラヘルツパルスの測定については、微小なギャップ間に電場が集中し半導体の電気伝導特性が非線形となる可能性があるために制限が生じる。一方で、EO サンプリング手法はテラヘルツの電場強度に応じて生じるポッケルス効果を用いるため、結晶の損傷閾値に達しない限り高強度まで対応でき、周波数の制限も小さくかつ電場のベクトルまで測定することが可能である。また、バランス検出という手法によって高い SN 比を得られるため、加速器環境下のようなノイズが多い状況においても有利といえる。光学系が増えたり、EO 結晶上に同軸入射が求められたりすることから、システムとしては煩雑になることは事実であるが、測定における利点を考慮して本研究では EO サンプリング法によるテラヘルツパルスの時間波形を目指すこととする。

ここで、改めて EO サンプリング法の原理について解説する。まず、外部電場によって光学定数に変化する現象を総称して電気光学効果(electro-optic effect)と呼ぶ。EO サンプリングでは、その中でも 1 次の電気光学効果である、電場強度の 1 乗に比例して屈折率が変化するポッケルス効果と呼ばれる現象を利用する [47, 114]。測定したいテラヘルツパルスを EO 結晶に入射させると、テラヘルツパルスの電場に応じた複屈折が結晶内に生じる。この時に、同軸かつ同時にプローブレーザーパルスを入射させると、プローブパルスにテラヘルツ電場に対応した複屈折の情報を載せることが出来る。詳細には、まず、テラヘルツパルスが存在しない状態でプローブパルスを円偏光に調整しておく。円偏光のパルスは、テラヘルツパルスの電場による複屈折が生じた結晶中では、軸に沿って屈折率が異なるため偏光が変化し楕円偏光となる。楕円偏光となったパルスを PBS 等で P 偏光と S 偏光に分解し、それぞれの強度を測定することで複屈折の大きさを得ることが出来る。こうして得られた情報と、結晶の種類や厚さ毎に異なる EO 応答関数を用いて解析を施すことで、入射したテラヘルツパルスの電場強度を得ることが出来る。この動作を、プローブパルスの時間遅延によって連続的にサンプリングすることで、テラヘルツパルスの時間波形を再構成することが可能となる。全体像をまとめると図 5.1 に示したようなシステムとなっており、PCA と比べれば複雑とは述べたものの EO 結晶への同軸入射さえアライメント出来れば十分に実現可能な構成と言える。

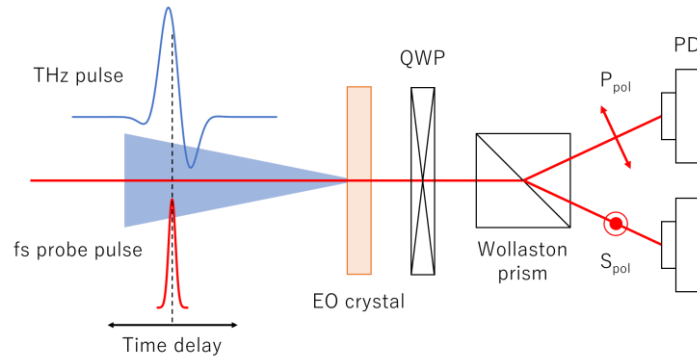


図 5.1 EO サンプリングの概念図

### 5.2.2 EO 結晶の選定

前項の最後に記述したように、EO サンプリングにおいてテラヘルツパルスを適切に検出するには、EO 結晶の種類と厚さ、プローブ光の波長を適切に選定する必要がある。プローブ光については、5.3 節で後述するように Yb ファイバーレーザーを採用するため、波長は 1030 nm に決定される。従って、この波長を用いた際に目的とする感度や検出帯域が得られる EO 結晶を選定することとなる。結晶の種類は感度の優れている ZnTe を第一候補とし、次点で検出帯域の広い GaP を取り上げることにした [109]。

選定にあたって指標とする EO サンプリングにおける応答は、三つの係数の積で表される EO 応答関数  $G_{EO}(\omega)$  という式で与えられる。

$$G_{EO}(\omega) = G(\omega) \cdot A_{tr}(\omega) \cdot r_{41}(\omega) \quad (5.1)$$

各式の導出は割愛するが、それぞれ  $G(\omega)$  は幾何学的応答関数 (geometric response function)、 $A_{tr}(\omega)$  は振幅透過係数 (amplitude transmission coefficient)、 $r_{41}(\omega)$  は EO 係数 (electro-optic coefficient) として定義されている [115]。

まず、これらの計算を実行する予備計算として、GaP と ZnTe それぞれについて、プローブ光に対応する可視光領域および赤外領域における屈折率の計算を行う。波長依存の屈折率  $n(\lambda)$  の式は順に、

$$n(\lambda) = \sqrt{2.680 + \frac{6.40\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0903279}} \quad (5.2)$$

$$n(\lambda) = \sqrt{4.27 + \frac{3.01\lambda^2}{\lambda^2 - 0.142}} \quad (5.3)$$

で与えられる [116, 117]。これらの計算を実行した結果を図 5.2 に示す。

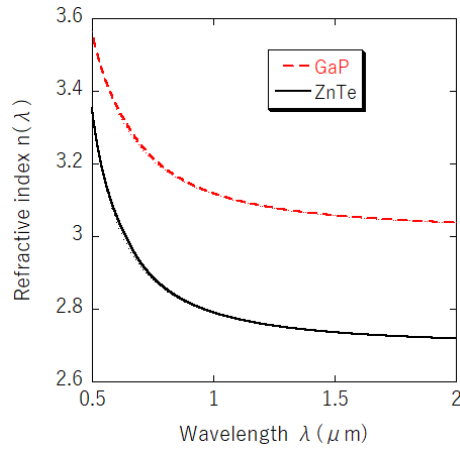


図 5.2 GaP と ZnTe の可視光および赤外領域における屈折率

次に、テラヘルツ領域における複素屈折率においても同様に準備計算を行う。結晶ごとに解析された定数 $\epsilon_{el}, S_0, \omega_0, \Lambda_0$ を用いて、

$$n(\omega) + ik(\omega) = \sqrt{\epsilon(\omega)}$$

$$\text{where } \epsilon(\omega) = \epsilon_{el} + \frac{S_0 \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\Lambda_0 \omega} \quad (5.4)$$

で与えられる。定数の値は表 6 の通りであり、これらを用いて計算した結果を図 5.3 および図 5.4 に示す。

表 6 GaP および ZnTe のパラメータ

	$\epsilon_{el}$	$S_0$	$f_0 = \omega_0/2\pi$	$\Lambda_0/2\pi$
GaP	8.7	1.8	10.98 THz	0.02 THz
ZnTe	7.4	2.7	5.3 THz	0.09 THz

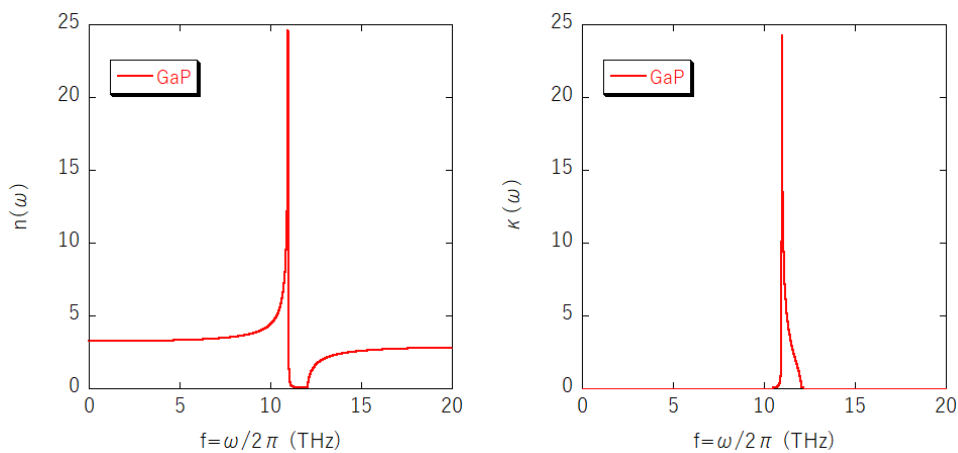


図 5.3 GaP のテラヘルツ領域における屈折率の(左)実部、(右)虚部

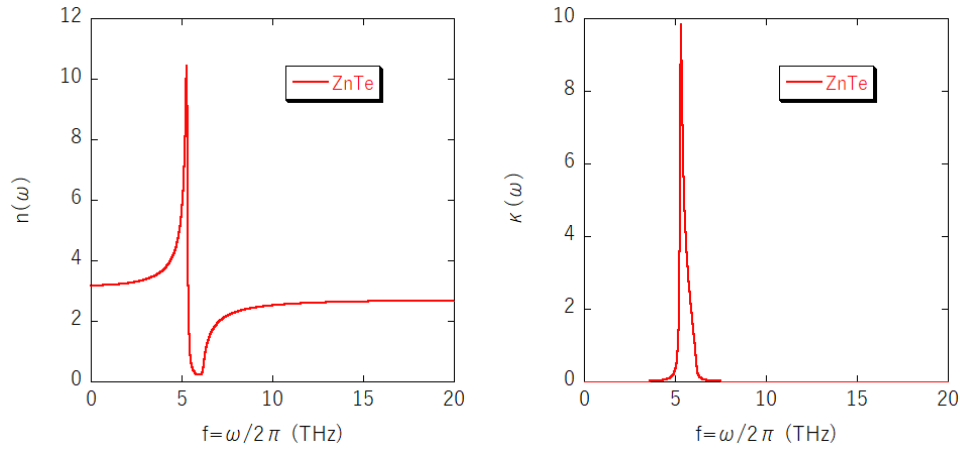


図 5.4 ZnTe のテラヘルツ領域における屈折率の(左)実部、(右)虚部

ここまでで、各結晶の屈折率の計算を完了した。式(5.1)で表される EO 応答関数  $G_{EO}(\omega)$  の第二項  $A_{tr}(\omega)$  の定義は、

$$A_{tr}(\omega) = \frac{2}{n(\omega) + ik(\omega) + 1} \quad (5.5)$$

であるため、複素屈折率が得られた現段階で数値を求めることが出来る。また、EO 応答関数  $G_{EO}(\omega)$  の第三項  $r_{41}(\omega)$  は、

$$r_{41}(\omega) = d_E \left( 1 + \frac{C\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\Lambda_0\omega} \right) \quad (5.6)$$

であり、定数  $d_E, C$  を定めることで計算を実行することが可能である。これらの値はそれぞれ GaP の場合に  $d_E = 1 \times 10^{-12} \text{ m/V}, C = -0.53$ 、ZnTe の場合に  $d_E = 4.25 \times 10^{-12} \text{ m/V}, C = -0.07$  である [115, 118]。これらの値を用いて  $r_{41}(\omega)$  の計算を実行した結果を図 5.5 に示す。

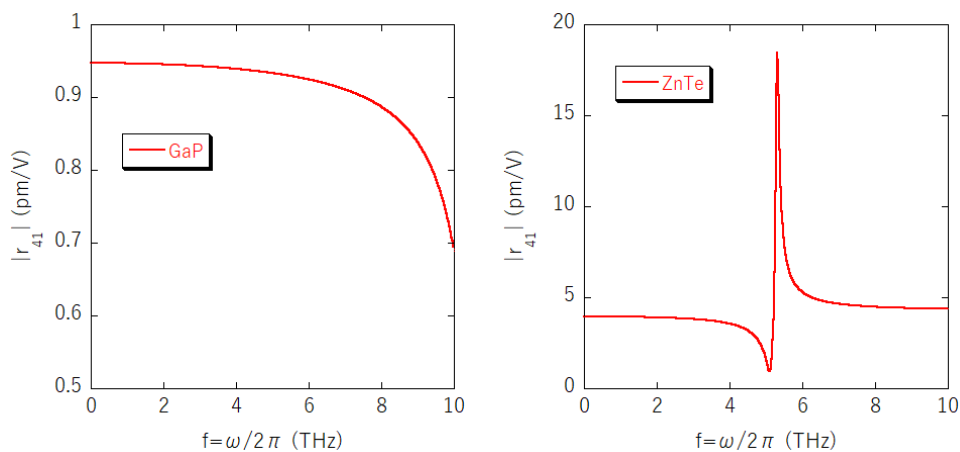


図 5.5  $r_{41}(\omega)$  の計算結果(左)GaP、(右)ZnTe

最後に、EO 係数と呼ばれる  $G(\omega)$  については、

$$\begin{aligned}
G(\omega) &= \frac{1}{d} \int_0^d \left[ \int e^{i[kz - \omega t]} e^{-\alpha z} \delta\left(\frac{z}{v_g} - t\right) dt \right] dz \\
&= \frac{1}{d} \int_0^d \exp\left(\frac{i\omega z}{v_{ph}(\omega)} - \frac{i\omega z}{v_g}\right) e^{-\alpha z} dz
\end{aligned} \tag{5.7}$$

と表され、EO 結晶の厚さ $d$ に依存する関数となっている。また、 $k = k(\omega) = \omega n(\omega)/c$ は波数、 $\alpha = \alpha(\omega) = \omega \kappa(\omega)/c$ は減衰係数である。この関数の意味するところは、テラヘルツパルスの位相速度 $v_{ph}(\omega)$ とレーザーパルスの群速度 $v_g$ が $z$ 方向に伝搬するなかで、その速度差によって位相不整合を引き起こす効果を示しており、応答が良いほど値は1に近づく。グラフの概形としては、最終的なEO 応答関数 $G_{EO}(\omega)$ とほぼ変わらないため、ここでは $G_{EO}(\omega)$ の計算結果を示す。図 5.6 がその結果であり、結晶が薄くなるほど広帯域な感度を持っていることがわかる。また、GaP と ZnTe では比較的 GaP の方が広帯域ではあるものの、応答関数の大きさとしては ZnTe が優れていると言える。本研究において重要となる 2 THz 以下の領域においては、厚さ 1 mm 以下の ZnTe が最も優れていることがわかる。

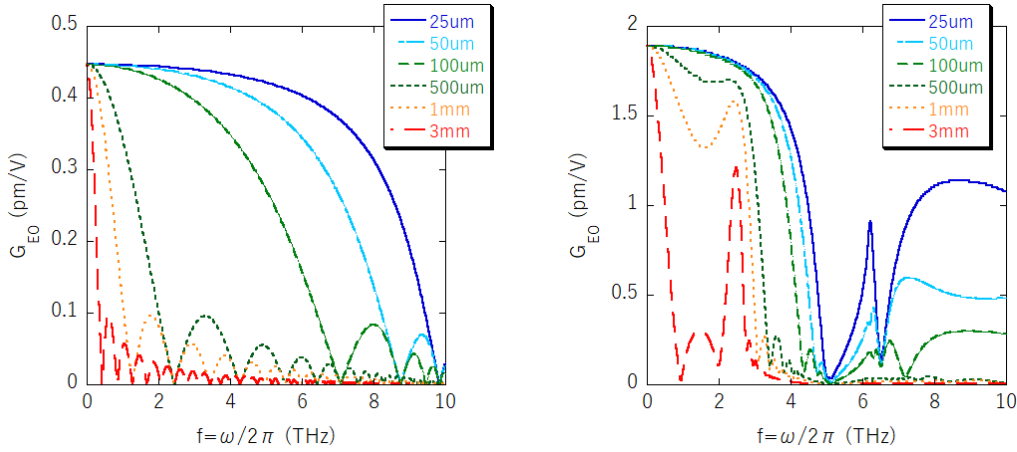


図 5.6 結晶厚さ毎の $G_{EO}(\omega)$ 計算結果(左)GaP、(右)ZnTe

ここまでの議論を踏まえれば、結晶は薄いほど広帯域な検出が可能であることが分かった。実際に EO サンプルングによって計測する際には、十分に短いプローブパルスを時間走査することで、テラヘルツパルスを複数に分割して偏光変化のサンプルング及び再構成を行う。この分割が十分に細かいと仮定すると、テラヘルツ電場 $E(t)$ から生じる偏光変化による位相差 $\Gamma(\tau)$ は掃引する領域での積分となり、

$$\begin{aligned}
\Gamma(\tau) &= \frac{2n_0^3 d}{\lambda_0} \operatorname{Re} \left\{ \int_0^\infty e^{-i\omega\tau} F_E(\omega) G_{EO}(\omega) d\omega \right\} \\
\text{where } F_E(\omega) &= \int_{-\infty}^\infty e^{i\omega t} E(t) dt
\end{aligned} \tag{5.8}$$

という結果が得られる。 $\lambda_0$ はプローブレザーの中心波長、 $n_0$ はその波長における屈折率、 $\tau$ はテラヘルツパルスとレーザーパルスの遅延時間である。EO サンプルングで得られるデータはバランス検出による位相差であるため、その結果にフーリエ変換を施したのちに、EO 応答関数 $G_{EO}(\omega)$ を除

することで元のテラヘルツ電場波形を取得することが可能となる。式(5.8)において重要となる点が、係数に結晶の厚さ $d$ が含まれていることである。これはすなわち、結晶が厚いほどに位相差が大きくなることを意味する。実際の検出では、バランス検出によって位相差を取得するため、位相差が大きいほど二つの PD によって検出される光強度の差を識別しやすいと言える。これは、加速器環境下というノイズが多い環境下では無視できない影響であり、このことから結晶は薄い方が広帯域に検出は出来るものの、位相差の識別は困難になる可能性が考えられる。以上、EO 結晶の種類や厚さに関する議論を踏まえて、結晶の第一候補としては目的周波数において最も EO 応答関数の値が大きい厚さ 1 mm の ZnTe とし、次点でより薄い ZnTe や 1 mm 以下の GaP を検討することとした。

### 5.3 Yb ファイバーを用いたプローブレーザーシステムの開発

#### 5.3.1 EO サンプリングにおけるプローブレーザーシステム

EO サンプリングの原理から明らかなように、テラヘルツパルスの時間波形を高精度に再現するためには、テラヘルツパルスの時間幅に対して十分に短いプローブレーザーパルスを用意する必要がある。フェムト秒レーザーパルスの代表は、波長 800 nm の Ti-sapphire レーザーであり、EO サンプリング法においても広く利用されている。Ti-sapphire レーザーは非常に高強度かつ超短パルスのレーザーを生成できることが知られており、ペタワット級の出力 [119]やサブフェムト秒のパルス [120]も報告されている。このように Ti-sapphire レーザーは確かに性能に優れ、技術や製品化としても成熟しているが、近年ではそれに追従するレーザーとしてイッテルビウム(Yb)を利得媒質としたレーザーの研究も盛んである。特に Yb ファイバーを用いたレーザーは非常にコンパクトかつ低コストながら、パルス幅や出力の点で優れた性能を示す。とはいえ、両者はそれぞれパルスエネルギーや平均出力、コスト効率等では補完的な特性であり、どちらが一方的に優れているというよりも用途によって使い分けるべきである。プローブ光用途としては帯域幅の広い Ti-sapphire が非常に短いパルスを生成できる点で有利ではあるが、Yb ベースでも 100 fs を切るパルス幅も報告されており、高い繰り返し周波数まで柔軟に設計できる点も魅力的である [121]。これらの特徴は、加速器と同期を行う上で高周波成分を用いた同期において重要であり、同期に使用する出力がある程度必要な点と繰り返し周波数を加速器の高周波と対応させる制限を満たせるという意味で優位性がある点と言える。まとめると、テラヘルツパルスに対して十分なパルス幅を実現できること、加速器との同期のための高繰り返しが可能であること、構築が比較的容易であること、等の優位性を取って Yb ファイバーレーザーを本研究におけるプローブ光とすることに決定した。

#### 5.3.2 Yb ファイバーレーザー

Yb ファイバーレーザーの構成は、全正常分散ファイバーレーザーと呼ばれるタイプを採用する。この、通称 ANDi(all-normal-dispersion)とも呼ばれる設計タイプは、共振器を構築するすべてのファイバーが正常分散を示す構造となっており、短パルス、高パルスエネルギーの Yb ファイバーレーザーを実現できる標準的な設計である [122]。この機構では、非線形偏波回転(NPR: nonlinear

polarization rotation)という効果によってモードロック機構を実現する。NPR とは、光パルスがファイバー中を伝搬する際に、その強度に依存した自己位相変調(SPM: self-phase modulation)や相互位相変調と呼ばれる非線形効果を自己誘起することによってパルス自身の偏光が変化する現象である [123]。この NPR と波長板および PBS 等の偏光子を組み合わせることで、パルス強度が強い成分のみが周回する過飽和吸収機構として動作し短パルスを生成することが出来る。ANDi タイプの基本的な構成は、図 5.7 に示す通り、Yb の励起光源(980 nm LD)、WDM(wavelength division multiplexer)、ゲインファイバー(Yb ファイバー)、1/4 波長板(QWP: quarter wave plate)、1/2 波長板(HWP: half wave plate)、PBS、BPF となっている [124]。LD から供給された励起光は WDM を通ってゲインファイバーへと伝搬し、波長 1030 nm 付近の自然放出光が発生する。この光はコリメータから空間へ放出され、再度コリメータからゲインファイバーへと戻り誘導放出を引き起こす。こうして CW レーザー発振は達成されるが、空間中に設置した QWP と HWP、および PBS によって構築された NPR 機構によって強度の高い成分のみを通過させることで、モードロックパルスレーザーを生成する。この時、空間中に設置している BPF は、安定的なパルス列の構築のためにスペクトルをフィルタリングする役割を果たしている。パルスの取り出しについては、NPR 機構の一部である PBS からそのまま出力される。

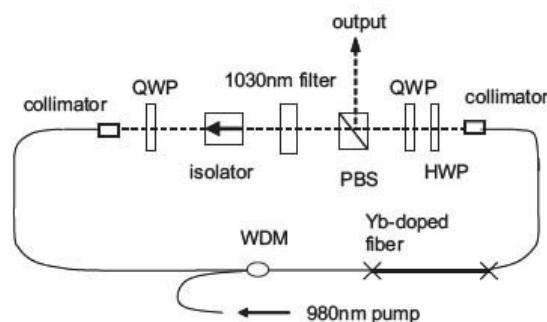


図 5.7 ANDi レーザーの構成 [124]

図 5.7 のセットアップから得られるレーザーの典型的な出力は図 5.8 のようになっており、左上から順に a)スペクトル、b)干渉自己相関波形、c)チャープを取り除いたパルスの干渉自己相関波形とそのフーリエ変換(小枠)、d)チャープを取り除いたパルスの強度自己相関波形である。ANDi では発振器内に正常分散しか存在しないため、基本的にはチャープを持ったパルスが生成される。従って、発振器後において回折格子などを用いてチャープを取り除く(分散補償を施す)ことによって、スペクトル幅に対応する程度の短パルスを得ることが可能となる。図 5.8(a)で示されるスペクトルの形状は発振器内の SPM および BPF の帯域幅から決定され、出力直後の自己相関波形図 5.8(b)で示されるパルスに対して負の分散を与えることで図 5.8(c)、(d)で示されるようなパルスへと圧縮される。発振器直後のスペクトル波形の詳細の議論やシミュレーションについても広く考察されており、参考のために発振器の各部分におけるスペクトル波形を図 5.9 に紹介する。これを見れば、SPM によってスペクトル幅が広がっていく様子と、BPF によって中心波長部分だけを取り出し

て成形する様子が明らかであり、結果として図 5.8(a)のような両端にピークが残るスペクトル形状となることが理解できる。また、パルス圧縮の限界については回折格子やプリズム等の分散補償の方法やアライメントの精度に依存するが、実際にフーリエ限界幅まで圧縮させた例 [125]もあることから Yb ファイバーレーザーでも 100 fs オーダーの短パルスの生成は十分に実現可能と考えられる。

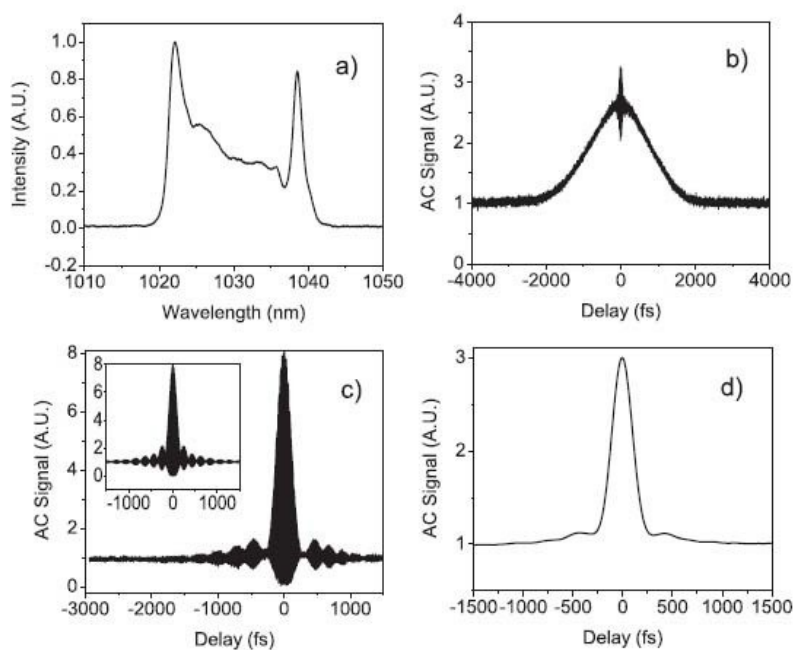


図 5.8 ANDi レーザーの出力特性 [124]

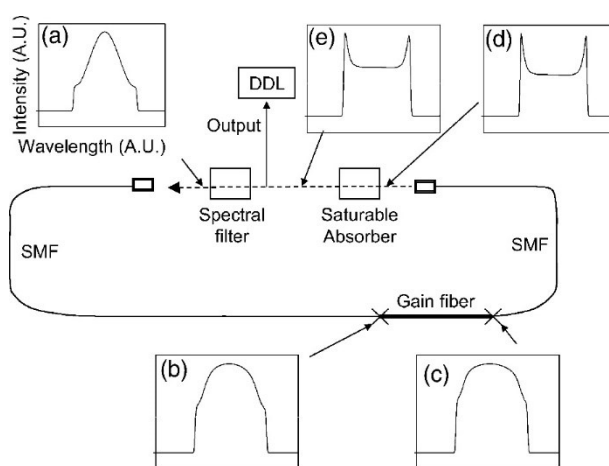


図 5.9 ANDi レーザーの共振器各部分におけるスペクトル波形 [126]

### 5.3.3 プロブレーザーシステム

ここからは、上記 ANDi レーザーをシステムを中心として、アンプやパルス幅圧縮を含めたプロブレーザーシステムについて紹介する。上述の通り発振器直後では十分なパルス幅が得られないため回折格子対による圧縮を行うとともに、それによって出力が低減することを考慮してアンプを



設置している。

まず、発振器の構成と実物の外観を図 5.10 に示す。図 5.7 とほぼ同じ構成となっているが、唯一異なる点としては励起方法である。ファイバーの励起方法は、励起光と信号光の伝搬方向の関係によって前方励起、後方励起、双方向励起に分けられる。ここでは詳細は割愛するが、前方励起はノイズが少ないためプリアンプ等に用いられることが多く、後方励起は出力特性に優れているためメインアンプに適している [127]。図 5.7 の構成は前方励起となっているが、本論文のシステムでは出力を優先し後方励起を採用した。写真との対応付けで構成図が回転しているのを使用している BPF の中心波長が 1047 nm と 1030 nm という違いはあるが、構成としては図 2.4 で示したカソード用レーザーと同様である。発振器の励起光源は波長 980 nm の LD であり、350 mW で励起している。

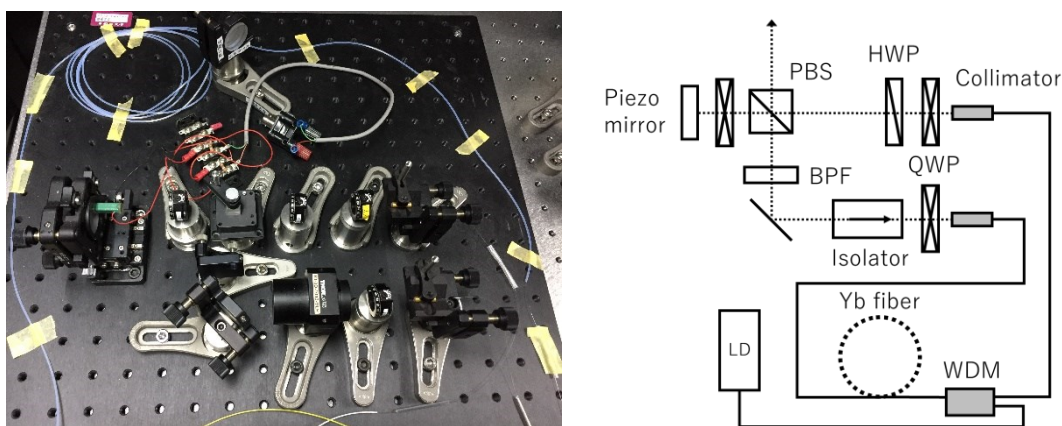


図 5.10 発振器の(左)実際の外観と(右)光路図

表 7 発振器後のレーザーパラメータ

Pulse duration (FWHM)	1.4 ps
Central wavelength	1034 nm
Spectral width (FWHM)	14 nm
Fourier-limited pulse duration (FWHM)	110 fs
Repetition rate	119 MHz
Average power	87 mW
Pulse energy	0.73 nJ

発振器後では、最終段に設置する回折格子による損失の補填と同期信号への分岐のために、ファイバーアンプを二段設置した構成となっている。アンプは発振器と同じ Yb ファイバーを用いた後方励起式であり、各 LD は波長 980 nm、出力 500 mW で励起する。また、発振器後には回折格子対(LightSmyth Technologies, LSFSG-1000-3212-94)を設置し、発振器や増幅部、輸送用のファイバー等で生じた正のチャープに対して、負の分散を与えることでパルス圧縮を行う。系全体の外観と光路図を図 5.11 に示す。また、増幅部と圧縮部それぞれの直後におけるレーザーのパラメータ

タを表 8 および表 9 に示す [128]。最短のパルス幅としては、最適化した格子間距離 40 mm において、192 fs (FWHM)となっている。傾き制御電子ビームから生成するテラヘルツパルスのパルス幅は、電子ビームのビームサイズ 250  $\mu\text{m}$  (rms)に対応して 2-3 ps 程度と想定しているため、測定分解能としては十分な性能と言える。

また、発振器・増幅部・圧縮部のそれぞれにおける自己相関波形を図 5.12 に示す [129]。自己相関波形の横軸は、二つに分岐した光の遅延時間であるため、実際には装置の仕様によって規定された係数をかけてパルスの時間幅に換算している。しかしながら、元のパルスに分岐させることで強度相関を得るため、自己相関波形の形状自体は元のパルス波形が反映される。これを踏まえると、発振器、増幅部後の波形はほとんど完全なガウシアンであり、元のパルス波形もガウシアンであることが予想できる。一方で、圧縮部後では波形のベース部分に台形のような形状が見られ、圧縮したパルスが崩れている懸念が生じる。これは、ペデスタルと呼ばれる三次の分散に起因する成分であり、回折格子対のみでは取り除けないことが知られている [130, 131]。このような高次の分散を補償するためには、グリズムやプリズムといった光学素子を設置する必要がある一方で、それらの導入は出力やパルス幅の悪化を招く恐れもある。本論文の EO サンプルングでは、回折格子のみで十分な性能が得られているため高次の分散(ペデスタル)については無視している。

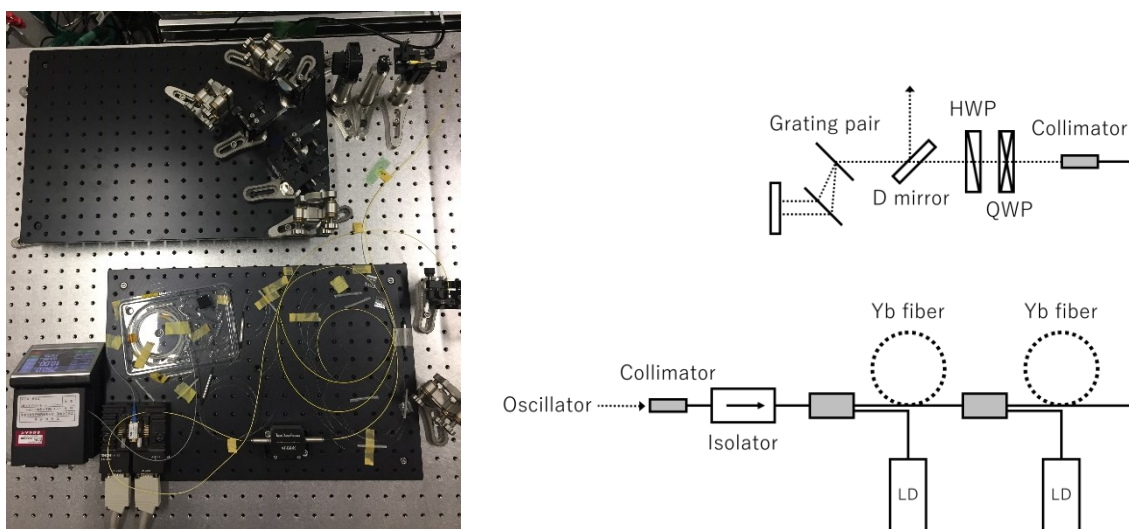


図 5.11 増幅部及び圧縮部の(左)実際の外観と(右)光路図

表 8 増幅部後のレーザーパラメータ

Pulse duration (FWHM)	4.5 ps
Central wavelength	1034 nm
Spectral width (FWHM)	15 nm
Fourier-limited pulse duration (FWHM)	106 fs
Repetition rate	119 MHz
Average power	230 mW
Pulse energy	2.0 nJ

表 9 圧縮部後のレーザーパラメータ

Pulse duration (FWHM)	190 fs
Central wavelength	1036 nm
Spectral width (FWHM)	18 nm
Fourier-limited pulse duration (FWHM)	88 fs
Repetition rate	119 MHz
Average power	170 mW
Pulse energy	1.4 nJ

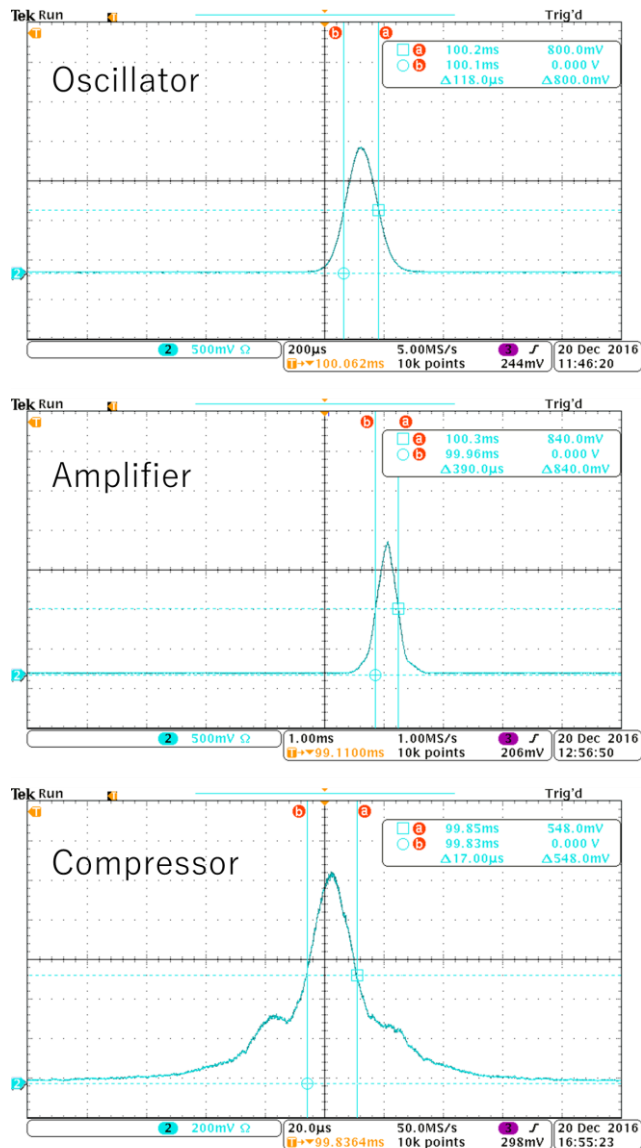


図 5.12 発振器・増幅部・圧縮部における自己相関波形

## 5.4 テラヘルツパルスの時間波形およびスペクトル測定

### 5.4.1 加速器システムとのタイミング同期

2.4 節で述べたカソード用レーザー 119 MHz と RF2856 MHz の同期と同じように、プローブレーザーの繰り返し周波数も加速器システムと同期させる必要がある。要求される同期精度としては、測定対象であるテラヘルツパルスのパルス幅に依存するが、これは生成原理から電子ビームのビームサイズに依存すると考えられる。典型的な電子ビームのパラメータは表 2 の通りであり、ビームサイズは 100 pC 時に 260  $\mu\text{m}$  (rms) 程度である。測定時は十分な強度を出すために 300-400 pC 程度まで電荷量を上げることを考慮し、ビームサイズも空間電荷効果によって 400  $\mu\text{m}$  (rms) まで拡大すると仮定する。この場合に生成されるテラヘルツパルスの時間幅は 3 ps (FWHM) であり、逆数の 0.3 THz 付近に周波数領域でのピークが現れると予想できる。同期精度すなわち時間ジッターは周波数領域では位相ノイズとして現れるため、保証できる精度によって検出できる周波数帯域が決定される。これらを考慮すると、同期精度 3 ps では測定したい 0.3 THz 付近はノイズが多く何も検出することが出来ず、その 10% 程度の 300 fs を切れば 3 THz 未満までは検出できると考えられる(簡単のため EO 応答関数は考慮していない)。とはいえ、同期精度が良くなるほど高周波まで応答が得られ、低周波においてもノイズが低減されていく。従って、同期精度は小さければ小さいほど良い値であり、上記数値例は具体的な目標というわけではなく、あくまで指標として示したに過ぎないことに留意されたい。

同期システムは 2.4 節で示したものと同様である。まず、加速器に送る高周波 2856 MHz を生成する SG と電気回路で同期した SG を用意する。この SG でレーザー同期用の 714 MHz の信号を生成し、位相検出器にリファレンス信号として入力する。また、プローブレーザーは出力の先でプローブ用と同期用に分岐させ、こちらも位相検出器に入力する。これら二つの位相差を小さくするように PID 回路を動作させ、その出力信号はプローブレーザー内に組み込んだピエゾ素子へ送ることでフィードバックを与える。位相比較器はメインの出力と独立して、その出力を規格化したモニタリング信号を送る端子を備えているため、フィードバック制御中の同期精度を解析により得ることが出来る。加速器を運転していない状況での同期精度は 160 fs 程度という非常に良い値が得られ、加速器運転時には 330 fs 程度の精度となっている。上述した同期精度の数値例を見ても、想定するテラヘルツパルスの周波数は十分に測定できる精度と考えられる。同期を維持できる時間は最長で 6 時間を超えており、ノイズ対策として 1 プロットの平均回数を増やしても十分に測定を実施できる動作時間である。

### 5.4.2 時間波形測定とスペクトル解析

電子ビームとプローブレーザーの同期精度が十分に確保できたため、実際に電子ビームから生成したテラヘルツパルスを EO サンプリングによって測定することを試みた。テラヘルツパルスを真空チャンバーから取り出した後の光路は図 5.13 のようになっている。まず、z-cut 水晶窓から取り出されたテラヘルツパルスを、軸外放物面(OAP: Off-axis parabolic)ミラーによって平行光にする。その後、プローブレーザーとの同軸入射を実現するためのペリクルビームスプリッター(BP245B3,

thorlabs)を透過し、焦点距離 50 mm のレンズで 1 mm 厚の ZnTe へと集光する。ここで、ペリクルビームスプリッタとは IR 光の反射率と透過率が半分程度ずつ(実際には偏光による)の薄膜素子であり、テラヘルツ帯の光も十分に透過する特徴から同軸入射を実現することが出来る。一方、プローブレザーは圧縮部後に時間走査用のディレイラインを経由し、偏光制御のための波長板と偏光子を透過しペリクルビームスプリッタへと向かう。スプリッタで反射したプローブパルスは、ZnTe 上でテラヘルツパルスが発生させた複屈折の情報を取得した後に、焦点距離 50 mm のレンズと PBS を通って P 偏光および S 偏光それぞれが PD によって検出される。3.8.5 項で述べた通りテラヘルツパルスはほぼ完全な P 偏光であり、EO 結晶で生じる複屈折もその電場方向に沿って生じることが予想される。よって、EO 結晶入社前のプローブパルスも P 偏光に調整しておくことで位相差を最大限検出することが可能となる。また、ディレイラインの最小ステップ数は 100 fs となっている。

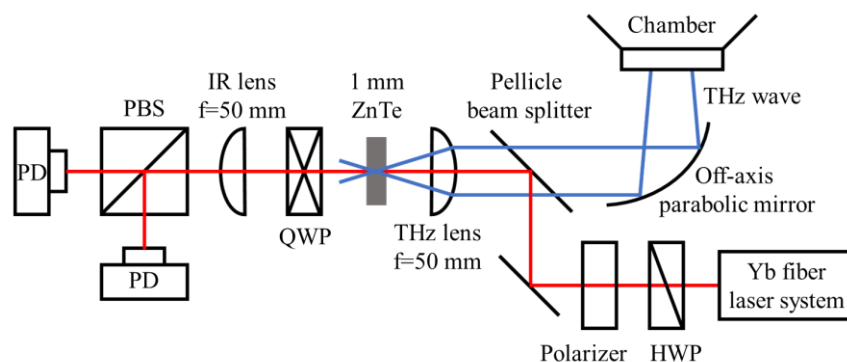


図 5.13 EO サンプリグの光路図

EO サンプリグによって得られた時間波形の測定結果と、時間波形のフーリエ変換によって得られたスペクトルおよび計算結果を図 5.14 に示す [101]。スペクトルの理論計算におけるパラメータは、バンチ長 3 ps、ビームサイズ 250  $\mu\text{m}$ 、電荷量 400 pC としている。

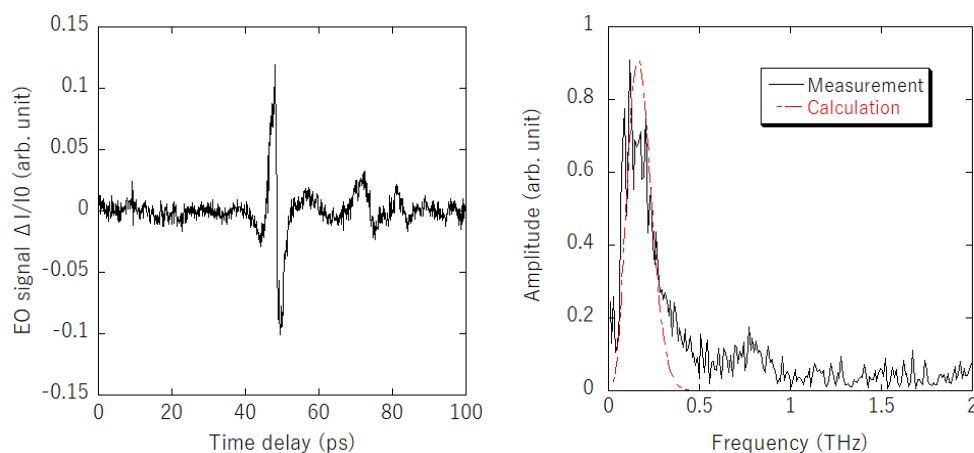


図 5.14 EO サンプリグによって得られた(左)テラヘルツパルスの時間波形、(右)時間波形のフーリエ変換結果とスペクトル計算値

まず、時間波形については、ガウシアンでのフィッティングから得られるパルス幅は 2.5 ps (FWHM)となった。測定時のビームサイズは時間単位で 3 ps (FWHM)であり、原理から予想される通りビームサイズを反映したパルス幅が得られている。このパルス幅 2.5 ps と最大パルスエネルギー 33 nJ から計算されるピークパワーは 13 kW 程度であり、高いピーク電場を生成できることを示している。メインパルスから約 20 ps 離れた位置に存在するサテライトパルスは EO 結晶の両端で反射した光を測定していると思われる。実際に計算してみると、屈折率 3.2(図 5.4)、厚さ 1 mm の ZnTe 中を往復すると考え、メインパルスとの光路差は約 21 ps となり、この考察が妥当と言える。波形については、メインパルスのみを見ればほとんどシングルサイクルであり、非常に品質の良い極限的なパルスであることが示されている。

フーリエ変換の結果においては、0.2-0.3 THz 付近にピークを持ち、高周波側においては 1 THz 程度まで成分を持つ非常に広帯域なスペクトルを確認した。計算との比較では、メインのピークは良い一致を示している一方で、0.8 THz 付近において計算値には存在しないピークが観測された。ガウシアン形状の電子バンチから得られるスペクトルは原理的にピークが二つ出ること考えづらく、計算手法の問題ではなく実測値がピークを二つ持っている点について考察すべきだと考えた。考察としては、主に二つの方向性が考えられる。一つは実際にテラヘルツパルスが 0.8 THz 成分を持つ構造となっている可能性、もう一つがテラヘルツパルス自体はガウシアンであるが測定系の問題で二つ目のピークが見えている可能性だ。これらについて順に考察する。一点目については、電子バンチの形状が崩れていた、あるいはサテライトパルスのようなものが生じていた可能性が考えられる。バンチが空間的に割れた分布をしている場合、フォームファクターもそれを反映した値を取るため、メインパルスとサテライトパルスの間隔に応じた周波数にピークを持つことが知られている [132]。この考察を支える理由の一つとして、2.5.7 項で述べたビームプロファイラの分解能がある。既に述べたように本研究で用いたアルミナ蛍光板の分解能は他のモニターよりも悪いことが知られており [69]、メインパルスに含まれる電子が蛍光板にあたった際の散乱やにじみによってサテライトパルスの分布を識別できなかった可能性がある。二点目については、測定光学系や EO 結晶内における反射や、プローブレーザーにサテライトパルスが存在していた可能性である。テラヘルツパルスを測定する EO サンプリングの測定系には、輸送用のミラー、同軸入射用のベリクルビームスプリッタ、複屈折を生じる EO 結晶などの光学素子が並ぶ。これらは厚さを持っているため、テラヘルツパルスあるいはプローブレーザーが入射すると、境界面で必ず反射が生じる。この反射が主として測定したいテラヘルツパルスと時間的にずれて測定データに乗ってくることで、あたかもテラヘルツパルスに時間構造があるように見えてしまう可能性がある。現時点ではいずれも可能性の領域を超えておらず、原因の断定には至っていない。電子ビームのプロファイルの詳細の検討、測定系の組み換えなどを行うことでその詳細を明らかにする必要がある。しかしながら、改めて実測値と計算値ではメインのピークが良い一致を示していることから、メインのパルスについては電子バンチの傾き制御によるコヒーレントチェレンコフ放射生成の原理が動作していることを確認したと言える。

## 6 結論

本論文では、ユニークな特性から多様な応用が期待されるテラヘルツ帯の電磁波について、その光源や検出器の現状を理解することからはじまり、それに対する新奇的手法である電子ビームの高精度制御によるコヒーレントチェレンコフ放射を議論した。ほかの電磁波帯と比較して未開の領域であるためにテラヘルツギャップとして知られてきたテラヘルツ波であるが、電子デバイスや超短パルスレーザーの発展と共に高強度な光源の開発やそれに伴う応用研究が進んできている。特に加速器をベースとした THz-FEL やジヤイロトロンは高強度なテラヘルツ光源として知られている一方で、その動作原理上システムの大型化を免れず世界でも施設数が限られているのが現状である。このような背景の下、電子ビームの高精度制御によってコヒーレントチェレンコフ放射を発生させることで高強度テラヘルツパルスを生成できる手法を考案しその実証に挑戦した。

まず、電子ビームの傾き角制御によるコヒーレントチェレンコフ放射を数値的に解析し、原理の確認と実験結果の評価を行う事前準備を実施した。粒子や光子のモンテカルロシミュレーションを行う EGS5、非対称ガウシアン分布を持つ電子ビームのフォームファクター、古典的なチェレンコフ放射の放射光子数を示すフランクータムの公式などを複合的に解析することで、生成されるパルスのスペクトル、強度、電子ビームの傾き角に対する依存性などの特性を評価した。数値的な結果からは、電子ビームのパラメータに従って、原理から定性的に予想されるパルスの特性を確認することが出来た。パルス生成に使用するターゲット材料については、屈折率や密度の異なる材料としてシリカエアロゲル、TOPAS、高抵抗率シリコンを検証したが、最も良い結果が得られた TOPAS をメインの材料として採用することとした。他二つの材料については実験的にも強度が弱い結果となったが、これについては、シリカエアロゲルは屈折率が低いために単位長さ当たりの放射光子数が低く、シリコンは密度が大きく電子ビームが内部まで進行できないためだと考察している。TOPAS を用いた実験では、初めに原理実証のために電子ビームの傾き角と電荷量の変化に対するパルス強度を測定した。まず、電子ビームの傾き角がチェレンコフ放射角と一致する際にパルス強度が最大となることを確認した。また、傾きの有無それぞれについて電荷量依存性を測定し、傾き無しが電荷量に比例、傾き有りが電荷量の二乗に比例することから、傾き制御によるコヒーレント放射を確認することに成功した。テラヘルツパルスの絶対値としては最大で 33 nJ の強度が得られており、傾けない場合の 4.5 nJ と比較して 7.3 倍の強度増大が得られた。傾き角依存性や絶対値は事前に解析した計算値と非常に良い一致を示しており、原理が想定通りに動作していることを指示する結果となった。さらに絶対値 33 nJ と、プロファイル測定の結果から得られた 100  $\mu\text{m}$  (rms) 程度の集光特性を合わせると、最大電場強度としては 125 kV/cm を達成したこととなる。偏光特性は、原理的に予想される通りのほぼ完全な直線偏光が得られており、光学素子による偏光制御が容易である点も今後の応用の上では非常に有用である。

傾き制御によるコヒーレントチェレンコフ放射の生成に成功したため、テラヘルツパルスの更なる高度化を目的として準単色化を試みた。時間的な間隔を持つ電子ビームから発生する放射は、その間隔に対応した周波数にピークを持つスペクトルを有することが知られている。この原理と傾き制

御を応用することで準単色テラヘルツパルス生成に挑戦した。スリットは、集束電磁石や偏向空洞、ターゲット媒質の屈折率などを全て考慮して設計を行い、原理実証のために複数種類を用意した。これらとBPFを用いることで実証実験を行い、0.2 THz および 0.3 THz の準単色テラヘルツパルスを生成することに成功した。また、準単色パルスのデメリットとして電子ビームの分割による強度の低下が生じるが、それを補う手法として扁平電子ビームを考案した。電荷の分布を集中させることで準単色パルスにおいても高い強度を維持する狙いである。扁平電子ビームと通常の電子ビームでは分割数などに差異が出てきてしまい純粋な比較が困難であったが、高い電荷量においても強度増大を確認することが出来た。

テラヘルツパルスの生成と並行して、電場波形測定システムの開発も実施した。測定手法には、加速器施設というノイズ環境下でも高感度に測定が可能である EO サンプルング法を採用することとした。EO サンプルングでは、プローブ光に用いるレーザーパルスのパルス幅や強度安定性が重要となるほか、EO 結晶との相性から波長も考慮する必要がある。これらすべての要求を満たし、かつ安価で容易に開発を行えるレーザーとして、Yb ファイバーを用いた全正常分散型モードロックレーザーを採用した。また、Yb ファイバーレーザーの波長 1030 nm を用いる際に十分な検出感度を得られる結晶選定を行うために、EO 応答関数を解析し結晶の種類や厚さの選定を行った。1 mm の ZnTe が想定されるテラヘルツパルスを測定するに最も適した感度と帯域を有しており、まずはそれを第一候補として、次いで GaP を候補することとした。レーザーパラメータは、回折格子対による圧縮後にパルス幅は 190 fs (FWHM) が得られており、加速器との同期精度も 330 fs と測定を行うに十分なパラメータとなっている。これらの EO 結晶とプローブパルスを用いて EO サンプルングを実施し、明瞭な時間波形とそのフーリエ変換からスペクトルを確認した。時間波形はシングルサイクルの高品質なパルスであり、フーリエ変換の結果は 0.2-0.3 THz にピークをもつ広帯域なスペクトルとなっており計算から予想される結果とも良い一致を示している。時間波形から見積もったパルス幅は 2.5 ps であり、最大パルスエネルギー 33 nJ を考慮して 13 kW のピークパワーを得ることに成功した。

これらの結果より、電子ビームの傾き角や構造を高精度に制御することで、テラヘルツ帯におけるコヒーレントチェレンコフ放射およびその準単色化の原理実証に成功したと言える。本手法は規模としては 3 m 四方のビームラインで完結しており、従来の大型放射光施設と比較しても非常にコンパクトにまとまっている。また、電子ビームの傾き制御さえ行えればよいためさらに高いエネルギーの電子ビームを用いることでより高強度のパルスを生成することも可能である。同時に開発したプローブレーザーシステムについても、ファイバーレーザーを用いたことで上記 3 m 四方の規模の中に容易に収まる光学系であり、テラヘルツパルスの照射とその検出などを利用した応用展開も期待できる。



## Appendix 光共振器によるテラヘルツパルスの高強度化

### I. 光共振器システムの概要

加速器から生成される電子ビームによって生成される放射の強度を高める主な手法として、本論文では一貫してコヒーレント放射を取り上げた。また、その原理の解説において、空間電荷効果の影響からコヒーレント放射を実現できる電荷量や放射波長に限界があることにも触れた。これらの制限を取り除くには、電子ビームのエネルギーを高くすることで空間電荷効果の影響を低減したり、複数の電磁石を組み合わせることで三次元的にバンチ圧縮を行ったりする必要がある。これらは、結果としてシステムの巨大化を免れず、小型光源を目指す主旨とは乖離してしまう。この問題に対して有効である手段の一つが光共振器である。FEL もその一つであるが、二枚(あるいはそれ以上)の共振器ミラーの中に光を蓄積していくことで、電子バンチ一つから発生する放射よりも大幅に高い強度をもつ光を生成することが可能となる。光共振器とは、利得媒質の有無を除けばいわゆるレーザーのことであり、技術としては独立して十分に成熟している分野である。そこで、本論文で提案してきたテラヘルツパルス生成と光共振器を組み合わせるために必要な結果のみを、光共振器およびレーザー分野における先行研究から抽出する形で議論を進める。特に、光共振器の基礎については一般の教科書等 [133]でも十分に結果がまとまっているため改めて詳細の議論や導出することは避け、実際の設計に用いた結果のみを概説する。

まず、傾き制御電子ビームから生成したテラヘルツパルスを光共振器によって強度を増大する構想について紹介する。システム全体の概略は図 A.1 に示すようになっており、マルチバンチから生成されるテラヘルツパルスを二枚の共振器ミラーで蓄積し、その一部を片方のミラーから取り出す構成となっている。往復する光はターゲットにおいて反射してもう一方のミラーへ向かうような図となっているが、これは全反射の利用を想定している。TOPAS をターゲットとして用いる場合には、テラヘルツパルスを垂直に反射して元の光路を辿らせるとちょうど臨界角を超えた角度となるため全反射が生じる。この光路を採用する場合、後述するようにそれ以外の媒質境界面でのフレネル反射は避けられないが、系の簡易化という点では有用であると判断し基本設計に取り入れた。また、マルチバンチ運転で行う理由は所謂、共振器内の光子寿命に起因する。加速器の通常運転周波数は 5 Hz (200 ms)であるが、テラヘルツパルスが 200 ms をかけて共振器を一往復するには、共振器長は約 30,000 km となってしまう現実的な設計とは程遠い数値となる。また、共振器長を現実的な数メートルのオーダーにすると、今度は次のパルスと重なるまでに何千回と共振器内を往復することになり回折損失や取り出し率のために、光はもうほとんど残っていないことになる。すなわち、数メートル規模の共振器における光子寿命に対して 200 ms という時間はあまりに長すぎるのである。一方、マルチバンチ運転時のバンチ間隔は 8.4 ns であり、これを共振器に換算すると約 1.26 m となる。共振器長全体が 1.26 m であるため、ターゲットから一方のミラーまでの距離は約 0.6 m 程度であり、ビームラインの規模に対して十分に実現可能なサイズとなる。本研究で使用する RF-gun は、100 バンチ程度までのマルチバンチ運転が可能であるため、100 パルスの蓄積増大を行うこと

が可能となる。従って、ミラーの反射率や取り出し効率、媒質における損失などを考慮して適切な設計を行うことで大幅な強度増大が望める。さらに、この系の新奇性として挙げられる点が、電子バンチと光の相互作用に関する部分である。例えば FEL の発振原理は、光共振器内を往復する光と電子バンチ間の相互作用により、電子バンチのエネルギーが効率的に光へと変換されるためにレーザー発振が実現される。この発振原理と同様に、図 A.1 で提案する系においても、後続する電子バンチは共振器内の光と相互作用することが期待され、適切な位相で相互作用させることによってレーザー発振が行えると考えられる。また、FEL が自由空間でエネルギー交換が行われるのに対して本システムではそれが媒質間で行われる系であるため、単なる同位相による重ね合わせ以上の強度増大が期待できるとともに、未知の物理現象を観測することまでも見据えた構想となっている。

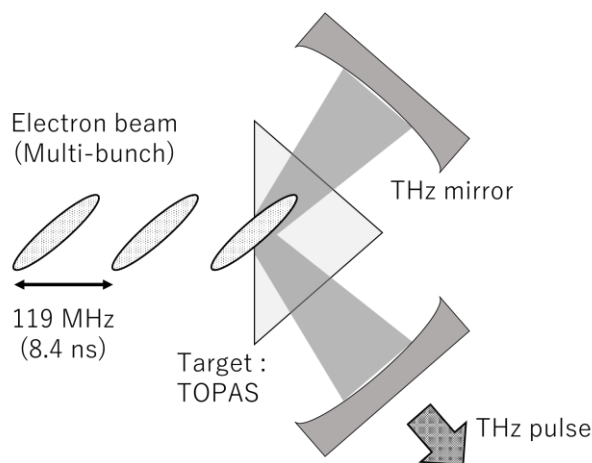


図 A.1 共振器システムの概略図

## II. 共振器の増幅率計算

共振器の開発を進める最初の段階として、まずは上述のスキームで十分な強度増幅が得られるかを確認するための予備計算を実施した。構想している共振器システムでは、ある電子バンチが生成したテラヘルツパルスは、共振器を一往復して次のバンチが生成するテラヘルツパルスと重なり合うことで増幅されていく。この描像を式で表すと、電場振幅  $E_0$  のテラヘルツパルスを  $n$  個重ね合わせた際の電場振幅  $E_n$  は、

$$E_n = E_0 \sum_{m=1}^n (\sqrt{1 - \eta} e^{i\theta})^m \quad (\text{A.1})$$

となる [134]。ここで、 $\eta$  は共振器を一周する間の全損失、 $\theta$  は各パルス間の位相のずれである。各パルスの電場は、一つのバンチから生成できるテラヘルツパルスの強度として既に本文でも紹介した約 33 nJ 程度と既知の値であるが、全損失  $\eta$  については十分に吟味する必要がある。というのも、一般的な共振器における損失のほとんどはミラーでの回折損失や取り出し効率に起因する一方で、今回のスキームでは共振器内部にチェレンコフ放射生成用の媒質が存在しており、反射や吸収による大きな損失が懸念されるためである。TOPAS における損失は、単純な屈折率に基づくフレネ

ル反射率と、吸収係数に基づく吸収率から算出する。TOPAS の屈折率 1.52 から得られる境界面でのフレネル反射率は約4%程度であるが、共振器一周の中では境界面を四回通過するため全体としては約 15%の損失が発生する。ここで、テラヘルツパルスの偏光特性が有用となる。本文で議論したようにテラヘルツパルスの偏光は原理的にも実験的にもほぼ完全な P 偏光であることが確認できている。フレネル反射率は入射する光の偏光と入射角度に依存するが、特に P 偏光の反射率が0になる角度はブリュースター角として知られている。よって、共振器の光路を調整して媒質境界面を常にブリュースター角で通過する設計を取れば、フレネル反射率の影響を完全に無視することが可能となる。詳細の設計は後述するとして、増大率の計算においてはブリュースター角を採用した場合と、アライメントの容易さを考慮した垂直入射の場合の二つのパターンを想定した。次に、TOPAS 内部における吸収については、参考文献 [91]の結果を参考に吸収係数を 0.15 程度と見積もり、光が TOPAS 内部を透過する距離を約 6 mm として試算し、吸収率として約 8.6%という結果を得た。ミラーの反射率については、金コーティングのミラーを十分な半径で作成することで反射率 99%を達成できると仮定し、取り出し率 $T$ は上述の TOPAS の損失の下で最も増大率が最大となるように調整した値を設定した。結果として、取り出し率 $T$ を含めた共振器内の全損失は、垂直入射の場合が $\eta = 26\%$  ( $T = 12\%$ )、ブリュースター角入射の場合が $\eta = 14\%$  ( $T = 7\%$ )と見積もられた。

ここまでで系全体の損失を概算することが出来たため、それらの結果を式(A.1)に代入して増大率の計算を行った結果を図 A.2 に示す。1 パルス当たりのエネルギーを 33 nJ として、アウトプットのパルスエネルギーが増幅していく過程を蓄積パルス数で表している。また、完全な理想の強度増大率を得るために、各パルスの位相は完全に一致していると仮定して各パルス間の位相のずれ $\theta$ は 0 とした。結果はどちらの入射角度においても 50 パルスを超えたあたりで飽和している様子が見られ、マルチバンチ運転の動作範囲内で強度増幅を行えることが示せた結果と言える。また、それぞれのアウトプットエネルギーは垂直入射で 160 nJ/pulse、ブリュースター角入射で 380 nJ/pulse となっており、最大で 10 倍以上の強度増幅が見込める結果となった。また、実際に蓄積された光が共振器内に出力される際には、これらのパルスが 8.4 ns の間隔で集まったマクロパルスとして取り出される。図 A.2 の縦軸はこのマクロパルスを構成する一つ一つのマイクロパルスのエネルギーであるため、マクロパルス全体のエネルギーを考える場合はマイクロパルスを全て足し合わせた値が得られる。例えば 100 パルス程度の蓄積の場合には、図 A.2 で示した通り 50 パルスまでは増幅途中であり、100 パルスを過ぎた後半は共振器内を往復しながら減衰していく光のみが取り出されるため、マクロパルスの強度の包絡線としては中心にフラットな部分が存在するような形状となるはずであり全体の強度としてはそれらの積分となる。簡易的に 100 パルスの後半 50 パルスは完全に飽和しているとして考えれば、マクロパルス全体のエネルギーはマイクロパルスのそれに対して確実に一桁はエネルギーが上がるため、マイクロジュールオーダーのテラヘルツパルス生成が行えると予想することが出来る。

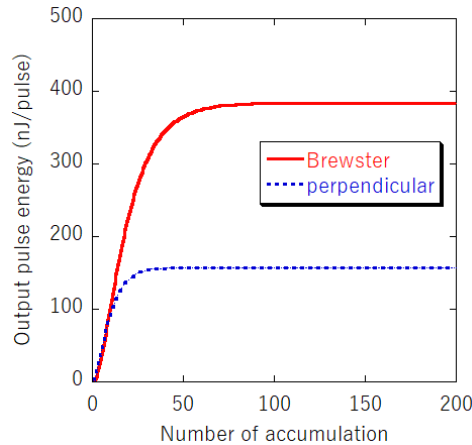


図 A.2 光共振器による蓄積パルス数とアウトプットパルスエネルギーの関係

### III. 共振器システムの設計

予備計算からは十分な増大率を達成できる見込みが得られたため、ここからはその増大率を達成するための実際の共振器設計を行う。光共振器として最も基本的な構造となるものが、二枚のミラーから構成されるファブリ・ペロー型と呼ばれる共振器である。ミラーの曲率によっていくつか一般的な呼び名が付けられているものもあり、平面ミラー二枚から成る平行平面共振器 (plane-parallel)、曲率半径が共振器長と等しい共焦点共振器 (confocal)、曲率半径が共振器長の半分である共中心共振器 (concentric) などがその代表である。図 A.1 で示した概略図は媒質境界面で反射しているが、実質的に二枚のミラーから成る単純な共振器とみなせるため設計の議論においてはファブリ・ペロー型の原理を参考にして進めることとする。

曲率はどのようなものでも共振器として成立するわけではなく、光が安定的に共振器内を周回するための条件があり、この条件式は二枚のミラーの反射率  $R_1, R_2$  および共振器長  $L$  を用いて、

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1 \quad (\text{A.2})$$

と表される。この式は、 $g_1 = 1 - L/R_1, g_2 = 1 - L/R_2$  としてしばしば描画され、その結果は図 A.3 に示す通りである [135]。色が塗られた部分が共振器の安定領域であり、実用においてはこの領域内になるように共振器を設計する。この安定領域とは、ミラーのサイズが有限であるために生じる回折損失を基に説明される。すなわち、ミラーの曲率によって共振器内を往復する光のビーム径が定まるが、安定領域外ではそのサイズが大きいため回折損失が大きく安定して発振しないということを表している。従って、線上でもわずかなアライメントのずれや温度等の環境ノイズによる影響で領域外に振れる可能性があり、その場合には安定性に欠けてしまうことからより安定な設計を求めるにはやはり領域内の設計とする必要がある。

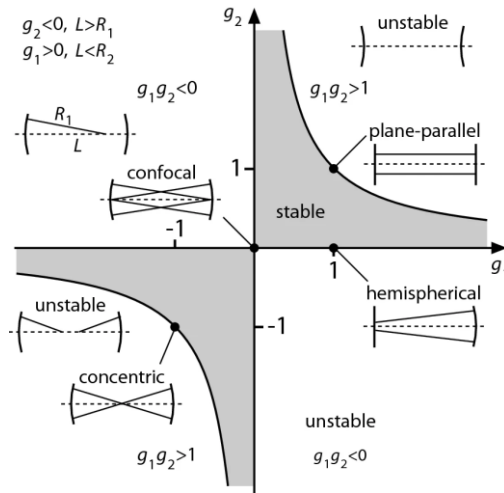


図 A.3 ファブリ・ペロー型共振器の安定性 [135]

安定性条件に加えて、共振器設計を行ううえで必要な性質がモード径である。共振器内の光はエルミートガウスモードという形状で分布が知られているが、その基本モードがいわゆるガウスビームである。このガウスビームのビーム径(モード径)がミラー上で大きくなるほど回折損失は大きくなり、共振器の中心でのビーム径(ビームウエスト)が大きくなるほどゲインのマッチングも悪くなる。モード径について結果のみを示すが、曲率半径が等しいミラー( $R = R_1 = R_2$ )によって構成される対象共振器では、それぞれのミラー位置におけるモード半径 $W_1, W_2$ は、

$$W_1^2 = W_2^2 = \frac{\lambda R}{\pi} \sqrt{\frac{L}{2R - L}} \quad (\text{A.3})$$

と表される。ここで、 $\lambda$ は共振器内を往復する光の波長であり、波長が長いほどモード半径も大きくなるのがわかる。また、ビームウエスト $W_0$ については、

$$W_0^2 = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{L(2R - L)} \quad (\text{A.4})$$

となる。これらの結果より、モード半径 $W_1, W_2$ は共焦点の場合に最小であり、ビームウエスト $W_0$ は共中心の設計で最小の値をとることがわかる。

共振器の基本設計は、以上でまとめた安定領域とビームウエスト、モード径に基づいて議論を進める。具体的には、安定領域となるミラーの曲率を前提として、電子ビームのサイズと現実的に製造および制御できるミラーのサイズからミラーの曲率を決定する。図 A.3 で示したように、共振器内を往復する光のモード形状は、共振器長とミラーの曲率半径によって定まる。今、共振器長はパンチ間隔から一意に定まっているため、共振器内のモード形状はミラーの曲率によってのみ定めることが可能となっている。また、このモード形状はすなわち光が共振器内に安定して存在できる領域を示しているため、この領域から外れた光は往復を重ねるうちに共振器光路から外れていってしまう成分となる。ここで、電子ビームのサイズが重要となってくる。より詳細には電子ビームが媒質中に

進行する深さを考慮したサイズが光源サイズとなって、ガウシアンビームとして伝搬するテラヘルツパルスが発生する。従って、生成したテラヘルツパルスの全てを共振器内に蓄積するには、この光源サイズよりビームウエストが大きくなるようなミラーの曲率半径を設定する必要がある。しかしながら、この系で想定している電子ビームとテラヘルツパルスの相互作用を考慮する場合には、可能な限り両者のサイズが近いほうが、効率的に相互作用が行われると予想できる。この二つの要素を考慮すると、電子ビームの実際のサイズに加えてターゲット照射位置のジッター程度の幅を持ったビームウエストとすれば、テラヘルツパルスを全て共振器内に蓄積でき、かつ光と電子の相互作用の効率を最大化することが出来ると考えられる。以上の議論より、曲率半径を変化させた際のビームウエストとミラー位置におけるモード半径を計算することで最適値を見積もることとした。横軸を共振器長に対する曲率半径の比として、縦軸にミラー位置におけるモード半径(スポットサイズ) $W_1, W_2$ およびビームウエスト $W_0$ を計算した結果を図 A.4 に示す。ここで、 $W_1, W_2$ についてはミラーでの損失をほぼ無視できるように $\pm 3\sigma$ となる値でプロットしており、 $W_0$ についてはビームサイズと比較できるように $\sigma(\text{rms})$ で表記している。図 A.4 では、横軸が 0.5 の場合が共中心(concentric)、1 の場合が共焦点(confocal)を示している。 $W_1, W_2$ と $W_0$ の両者は、ミラーの曲率半径に対して正反対の挙動を示すため両方の最適化は困難であり、何かしらの指標やあるいは許容幅を設定して曲率半径を定める必要がある。まず、現実的に製造および制御できるミラーのサイズを一般的に用いられているミラーのサイズを参考に直径 80 mm と設定し、この直径の中に $W_1, W_2$ の 95%以上が収まる曲率半径を選ぶこととした。次に電子ビームのサイズがバンチ長を 3 ps とすると長さにして約 1 mm でありこれを傾けたときに 1.5 mm 程度の光源サイズとすると、最もビームウエストが小さくなる共中心の場合でもこの値には達しないことがわかる。従って、 $W_1, W_2$ の条件の中で可能な限りビームウエストが小さくなるように、すなわち曲率半径が大きくなるように曲率を選択する。最終的に、最初の設計においては多少損失が大きくなってもビームウエストと電子ビームが近いほうが効率よくテラヘルツパルスを共振させることが出来ると考え、曲率半径を 680 mm、共振器長との比率として 0.545 程度に設定することとした。

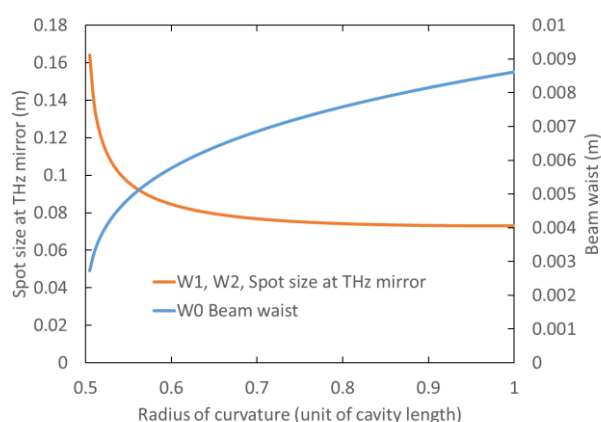


図 A.4 ミラーの曲率半径とモード半径およびビームウエストの関係

続けて、共振器から光を取り出すための穴の直径について設計を行った。取り出し率は系全体の損失から最も効率が良くなるように設定し、穴の直径はミラー上におけるモード半径がガウシアンであることから算出する。増大率の計算でも述べたように、ターゲット媒質への光の入射角度によって二種類の損失を検討しているため、取り出し穴の直径についても二種類を用意する必要がある。従って、ミラーの種類としては穴の開いていないものが一種類、取り出し用のミラーが二種類で計三種類のミラーを設計した。算出された穴の直径は、垂直入射用のもので 18 mm、ブリュースター角入射用のもので 8 mm となった。また、ミラーから取り出す際の損失を低減させることを見込んで厚さ方向に角度 10°のテーパ構造を設けた。改めて設計した三種類のミラーについて、全成分を反射させる側を $R_1$ 、取り出し側を $R_2$ として各パラメータを表 10 にまとめる。また、実際に制作した取り出し側のミラーを図 A.5 に示す。この図では、後述するミラー制御機構に設置してある様子を示している。

表 10 共振器用ミラーのパラメータ

	$R_1$	$R_2$ -perpendicular	$R_2$ -Brewster
Radius of curvature	680 mm	680 mm	680 mm
Diameter	80 mm	80 mm	80 mm
Thickness	10 mm	10 mm	10 mm
Hole diameter	-	18 mm	8 mm
Taper angle	-	10°	10°
Material	Synthetic Fused Silica	Synthetic Fused Silica	Synthetic Fused Silica
Coating	Cr+Au	Cr+Au	Cr+Au

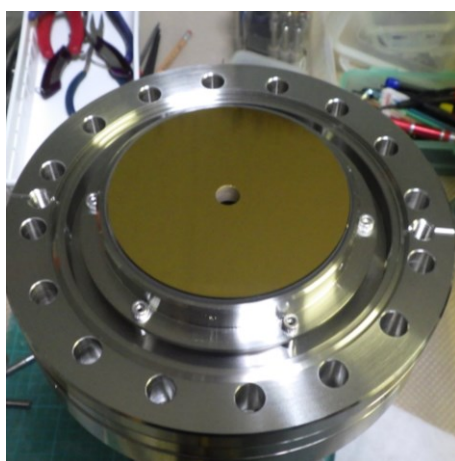


図 A.5 共振器用穴あきミラーの外観

以上で、共振器に組み込むミラーの設計は完了した。次に、これらのミラーを真空中で制御する機構やターゲットを設置するチャンバー等の真空容器部分について検討した結果をまとめていく。ミラー制御機構とターゲット用チャンバーはそれぞれ分離した設計とすることで、二つの入射角に

対応させるとともに、将来的な設計の改善を見据えて部分的な交換を行えるように配慮した。

まず、共振器の中心に設置するターゲット用チャンバーについては、チェレンコフ放射角やブリュースター角を基に接続用ポートやアライメント用ビューポートを設計した。ポートの径は真空容器として標準的な ICF70 としその直径が収まる最小の辺を求めることで、チャンバーの各辺の長さ等は一意に定めることが可能である。これらの方針の下で設計したチャンバーの図を図 A.6 に、実際に制作したチャンバーの外観を図 A.7 に示す。垂直入射とブリュースター角の切り替えはチャンバーの前後を逆向きに設置することで対応させており、それぞれの光路に対応したアライメント用のケガキ線を設けている。中心のターゲット設置部分は、上部に直線導入機を接続し下部からは CCD カメラで電子ビームの位置調整を行えるようになっている。内部は電解研磨により超高真空に耐え、電子ビームを通過させても放電が起きにくいように仕上げを施している。

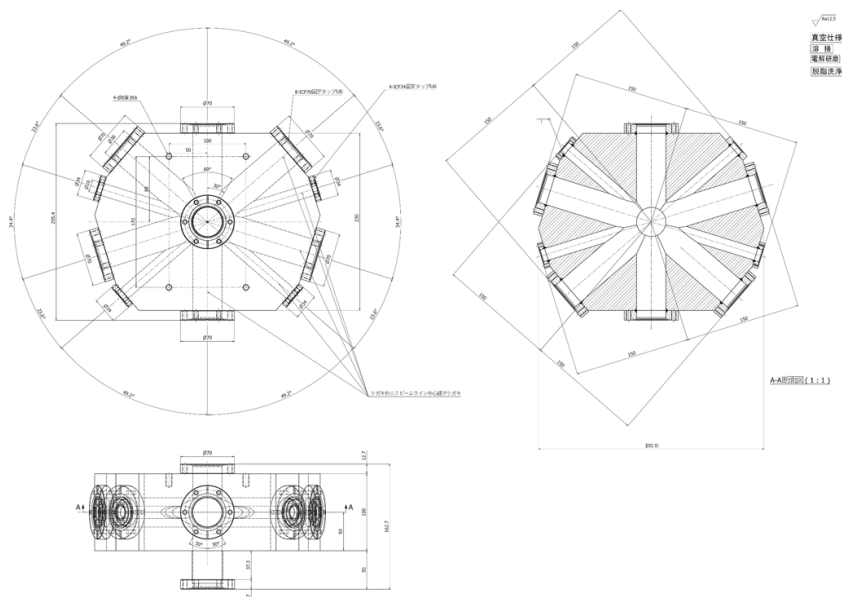


図 A.6 共振器用チャンバーの設計図

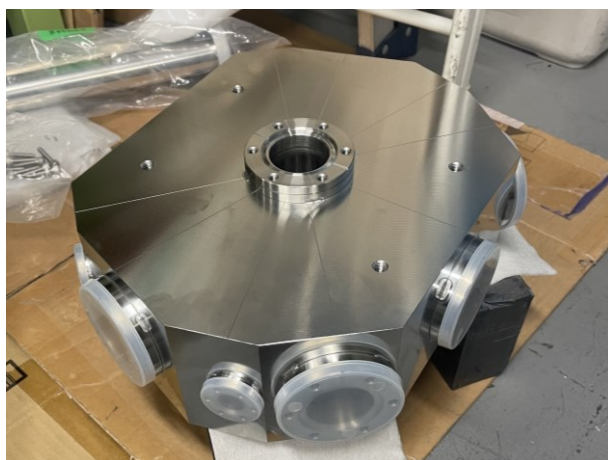


図 A.7 共振器用チャンバーの外観



共振器を真空中でアライメントするためには、上述した共振器用ミラーを超高真空という過酷な環境下で高精度に制御する必要がある。また、制御軸はミラー位置の三軸に加えてミラーの煽り角度を二軸で制御する必要があるため、合計で五軸を制御する機構が求められる。当初の設計案では、小型チャンバーの内部にミラーホルダーを配置し、その位置や角度調整に真空中に耐えられるモーターを用いることを検討した。しかし、この場合にはモーターの制御に用いる信号ケーブルを、電子ビームを照射するような超高真空から大気へ接続する必要がある点で技術的にもコスト的にも大きな障壁があった。そこで、次点の案としてミラー設置用の小型チャンバーを、大気中に設置するモーターで制御する機構を考案した。この場合には、モーターや制御回路は既製品を用いることが出来、コストやアライメントの障壁が大幅に緩和できる。この構想に基づいて設計した制御機構の図面を図 A.8 に示す。四本の支柱が各軸のガイドの役割を担っており、それらの剛性によって内側に設置する小型チャンバーの平行移動を可能としている。各軸の制御はステッピングモーター(RKS543BA-TS10-1、オリエンタルモーター)で行い、各軸の移動に対して小型チャンバーの前後に取り付けたベローズが緩衝材となることで位置と角度を決めることが出来る。ターゲット用チャンバーとの接続側にはアライメント用のビューポートを設置することで、ミラーを入れて光路調整を行うことも想定した設計とした。取り出し側には、テラヘルツ用の取り出し窓として従来から使用している水晶窓を取り付けており、穴あきミラーを通して出てきたテラヘルツパルスは大気中へ損失なく取り出せる。ミラーの交換については、一度大気開放の必要はあるが、背面の設置箇所を外すだけで容易に実施できる。また軸制御において負荷の大きい部分については、内部を超高真空にした場合でも軸のずれなどが起きないようにステンレスを用いて製作することで対応した。

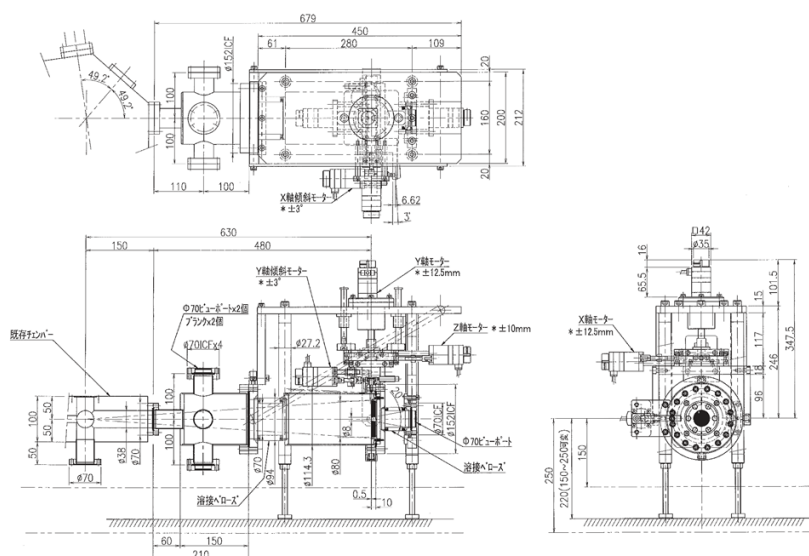


図 A.8 共振器用ミラー制御機構の設計図

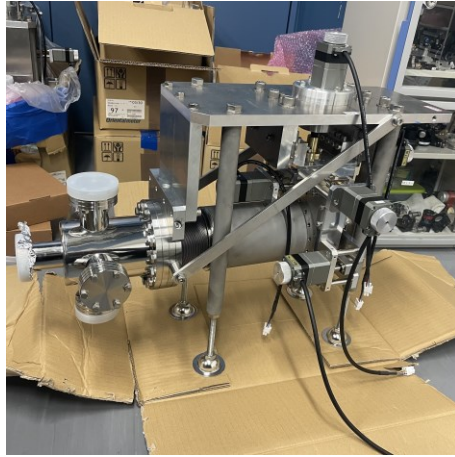


図 A.9 共振器用ミラー制御機構の外観

引用文献

- [1] J. C. Maxwell, “A dynamical theory of the electromagnetic field,” *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, Vol. 155, pp. 459-512, 1865.
- [2] H. Hertz, “Ueber sehr schnelle electrische Schwingungen,” *Annalen der Physik*, Vol. 267, 1887.
- [3] W. C. Röntgen, “Ueber eine neue Art von Strahlen,” *Annalen der Physik*, Vol. 300, 1898.
- [4] E. Rutherford, “Uranium Radiation and the Electrical Conduction,” *Philosophical Magazine*, ser. 5, pp109-163, 1899.
- [5] P. Villard, “Sur la Réflexion et la Réfraction des Rayons Cathodiques et des Rayons Déviés du Radium,” *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, Vol. 130, pp. 1010-1012, 1900.
- [6] E. Rutherford, “The magnetic and electric deviation of the easily absorbed rays from radium,” *Philosophical Magazine*, Ser. 6, vol. 5, pp177-187. , 1903.
- [7] D. F. Plusquellic, K. Siegrist, E. J. Heilweil , O. Esenturk, “Applications of Terahertz Spectroscopy in Biosystems,” *ChemPhysChem*, Vol. 8, pp. 2412-2431, 2007.
- [8] M. Tonouchi , “Cutting-edge THz technology,” *Nat. Photon.*, Vol. 1, pp. 97-105, 2007.
- [9] H.-J. Song , T. Nagatsuma, “Present and Future of Terahertz Communications,” *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, Vol. 1, pp. 256-263, 2011.
- [10] “世界初の双方向 300GHz テラヘルツ伝送に成功,” 早稲田大学, [オンライン]. Available: <https://www.waseda.jp/top/news/81671>. [アクセス日: 2022/08/20].
- [11] S. Yamazaki, M. Harata, Y. Ueno, M. Tsubouchi, K. Konagaya, Y. Ogawa, G. Isoyama, C. Otani , H. Hoshina, “Propagation of THz irradiation energy through aqueous layers: Demolition of actin filaments in living cells,” *Sci. Rep.*, Vol. 10, 9008, 2020.
- [12] K. Makino, K. Kato, K. Takano, Y. Saito, J. Tominaga, T. Nakano, G. Isoyama , M. Nakajima , “Significant Volume Expansion as a Precursor to Ablation and Micropattern Formation in Phase Change Material Induced by Intense Terahertz Pulses,” *Sci. Rep.*, Vol. 8, 2914, 2018.
- [13] M. Birnbaum, “Semiconductor Surface Damage Produced by Ruby Lasers,” *J. Appl. Phys.*, Vol. 36, 3688, 1965.
- [14] テラヘルツテクノロジーフォーラム, テラヘルツ技術総覧, エヌジーティー, 2007.

- [15] J. B. Gunn, "Microwave oscillations of current in III-V semiconductors," *Solid State Commun.*, Vol. 1, pp. 88-91, 1963.
- [16] F. Amir, C. Mitchell, N. Farrington, M. Missous, "Advanced Gunn diode as high power terahertz source for a millimetre wave high power multiplier," *Proc. SPIE 7485, Millimetre Wave and Terahertz Sensors and Technology II*, 74850I, 2009.
- [17] T. Okabe, J. Nishizawa, "Bulk Oscillation by Tunnel Injection," *IEDM Tech. Dig.*, Dec., pp. 251, 1968.
- [18] P. Plotka, J. Nishizawa, T. Kurabayashi, H. Makab, "240-325-GHz GaAs CW fundamental-mode TUNNETT diodes fabricated with molecular layer epitaxy," *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. 50, pp. 867-873, 2003.
- [19] S. Suzuki, M. Asada, A. Teranishi, H. Sugiyama, H. Yokoyama, "Fundamental oscillation of resonant tunneling diodes above 1 THz at room temperature," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 97, 242102, 2010.
- [20] L. Wang, T.-T. Lin, K. Wang, H. Hirayama, "Limitation of parasitic absorption in designs of three-state terahertz quantum cascade lasers with direct-phonon injection," *Appl. Phys. Express*, Vol. 15, 052002, 2022.
- [21] R. Li, C. Ruan, A. K. Fahad, C. Zhang, S. Li, "Broadband and high-power terahertz radiation source based on extended interaction klystron," *Sci. Rep.*, Vol. 9, 4584, 2019.
- [22] T. Idehara, H. Tsuchiya, La Agusu, H. Mori, H. Murase, T. Saito, I. Ogawa, S. Mitsudo, "The 1 THz gyrotron at Fukui University," 2007 Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimeter Waves and the 15th International Conference on Terahertz Electronics, 2007.
- [23] V. Bratman, M. Glyavin, T. Idehara, Y. Kalynov, A. Luchinin, V. Manuilov, S. Mitsudo, I. Ogawa, T. Saito, Y. Tatematsu, V. Zapevalov, "Review of Subterahertz and Terahertz Gyrodevices at IAP RAS and FIR FU," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, Vol. 37, pp. 36-43, 2008.
- [24] P. R. Smith, D. H. Auston, M. C. Nuss, "Subpicosecond photoconducting dipole antennas," *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 24, pp. 255-260, 1988.
- [25] P. U. Jepsen, R. H. Jacobsen, S. R. Keiding, "Generation and detection of terahertz pulses from biased semiconductor antennas," *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 13, pp. 2424-2436, 1996.
- [26] N. M. Burford, M. O. El-Shenawee, "Review of terahertz photoconductive antenna technology," *Opt. Eng.*, Vol. 56, 010901, 2017.

- [27] C. W. Berry, N. Wang, M. R. Hashemi, M. Unlu , M. Jarrahi, “Significant performance enhancement in photoconductive terahertz optoelectronics by incorporating plasmonic contact electrodes,” *Nat. Commun.*, Vol. 4, 1622, 2013.
- [28] D. H. Auston, K. P. Cheung, J. A. Valdmanis , D. A. Kleinman, “Cherenkov Radiation from Femtosecond Optical Pulses in Electro-Optic Media,” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 53, 1555, 1984.
- [29] A. Nahata, A. S. Weling , T. F. Heinz, “A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro - optic sampling,” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 69, 2321, 1996.
- [30] J. Hebling, G. Almási, I. Z. Kozma , J. Kuhl, “Velocity matching by pulse front tilting for large-area THz-pulse generation,” *Opt. Express*, Vol. 10, 1161, 2002.
- [31] H. Hirori, A. Doi, F. Blanchard , K. Tanaka, “Single-cycle terahertz pulses with amplitudes exceeding 1 MV/cm generated by optical rectification in LiNbO<sub>3</sub>,” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 98, 091106, 2011.
- [32] J. A. Fülöp, L. Pálfalvi, S. Klingebiel, G. Almási, F. Krausz, S. Karsch , J. Hebling, “Generation of sub-mJ terahertz pulses by optical rectification,” *Opt. Lett.*, Vol. 37, 557, 2012.
- [33] M. Abo-Bakr, J. Feikes, K. Holldack, P. Kuske, W. B. Peatman, U. Schade, G. Wüstefeld, H.-W. Hübers, “Brilliant, Coherent Far-Infrared (THz) Synchrotron Radiation,” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 90, 094801, 2003.
- [34] G.-Q. Liao, Y.-T. Li, Y.-H. Zhang, H. Liu, X.-L. Ge, S. Yang, W.-Q. Wei, X.-H. Yuan, Y.-Q. Deng, B.-J. Zhu, Z. Zhang, W.-M. Wang, Z.-M. Sheng, L.-M. Chen, X. Lu, J.-L. Ma, X. Wang , J. Zhang, “Demonstration of Coherent Terahertz Transition Radiation from Relativistic Laser-Solid Interactions,” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 116, 205003, 2016.
- [35] P. J. Neyman, W. B. Colson, S. C. Gottshalk, A. M. M. Todd, J. Blau , K. Cohn, “Free Electron Lasers in 2017,” *Proceedings of 38th International Free Electron Laser Conference, FEL2017, MOP066*, 2018.
- [36] G. Ramian, “The new UCSB free-electron lasers,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 318, pp. 225-229, 1992.
- [37] D. Oepts, A. F. G. van der Meer , P. W. van Amersfoort, “The free-electron-laser user facility FELIX,” *Infrared Phy. Techonol.*, Vol. 36, pp. 297-308, 1995.
- [38] G. N. Kulipanov, E. G. Bagryanskaya, E. N. Chesnokov, Y. Y. Choporova, V. V. Gerasimov, Y. V. Getmanov, S. L. Kiselev, B. A. Knyazev, V. V. Kubarev, S. E.

- Peltek, V. M. Popik, T. V. Salikova, M. A. Scheglov, S. S. Seredniakov, O. A. Shevchenko, A. N. Skrinisky, S. L. Veber , N. A. Vinokurov, “Novosibirsk Free Electron Laser–Facility Description and Recent Experiments,” *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.*, Vol. 5, pp. 798-809, 2015.
- [39] Y. U Jeong, B. C. Lee, S. K. Kim, S. O. Cho, B. H. Cha, J. Lee, G. M. Kazakevitch, P. D. Vobly, N. G. Gavrilov, V. V. Kubarev , G. N. Kulipanov, “First lasing of the KAERI compact far-infrared free-electron laser driven by a magnetron-based microtron,” *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, Vol. 475, pp. 47-50, 2001.
- [40] K. Kawase, M. Nagai, K. Furukawa, M. Fujimoto, R. Kato, Y. Honda , G. Isoyama, “Extremely high-intensity operation of a THz free-electron laser using an electron beam with a higher bunch charge,” *Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A*, Vol. 960, 163582, 2020.
- [41] P. L. Richards, “Bolometers for infrared and millimeter waves,” *J. Appl. Phys.*, Vol. 76, 1, 1994.
- [42] Y. Zhang, Y. Watanabe, S. Hosono, N. Nagai , K. Hirakawa, “Room temperature, very sensitive thermometer using a doubly clamped microelectromechanical beam resonator for bolometer applications,” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 108, 163503, 2016.
- [43] Y. Zhang, S. Hosono, N. Nagai, S.-H. Song , K. Hirakawa, “Fast and sensitive bolometric terahertz detection at room temperature through thermomechanical transduction,” *J. Appl. Phys.*, Vol. 125, 151602, 2019.
- [44] A. Hossain , M. H. Rashid, “Pyroelectric detectors and their applications,” *IEEE Trans. Ind. Appl.*, Vol. 27, pp. 824-829, 1991.
- [45] L. Liu, J. L. Hesler, H. Xu, A. W. Lichtenberger , R. M. Weikle, “A Broadband Quasi-Optical Terahertz Detector Utilizing a Zero Bias Schottky Diode,” *IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett.*, Vol. 20, pp. 504-506, 2010.
- [46] J. A. Valdmanis , G. Mourou, “Subpicosecond Electrooptic Sampling: Principles and Applications,” *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 22, 69, 1986.
- [47] Q. Wu , X. - C. Zhang, “Free - space electro - optic sampling of terahertz beams,” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 67, 3523, 1995.
- [48] M. Tani, K. Horita, T. Kinoshita, C. T. Que, E. Estacio, K. Yamamoto , M. I. Bakunov, “Efficient electro-optic sampling detection of terahertz radiation via Cherenkov phase matching,” *Opt. Express*, Vol. 19, pp. 19901-19906, 2011.
- [49] H. Ono, J. Miyamatsu, T. Tamba, K. Sakaue, M. Washio, H. Iijima , H. Zen, “Study on a long-life photocathode with an CsBr protective layer for an rf

- electron gun,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 58, No. 6, 066005, 2019.
- [50] T. Tamba, J. Miyamatsu, K. Ezawa, Y. Koshiba, K. Sakaue, H. Ijima, M. Washio, “Durability improvement of Cesium Telluride photocathode for an rf-gun,” *JINST*, Vol. 15, C05006, 2020.
- [51] K. Sakaue, Y. Nishimura, M. Nishiyama, T. Takahashi, M. Washio, T. Takatomi, J. Urakawa, “Temporal profile measurement of an electron bunch with the two-cell rf deflecting cavity at Waseda University,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 54, No. 2, 026301, 2015.
- [52] Y. Nishimura, K. Sakaue, M. Nishiyama, T. Takahashi, M. Washio, T. Takatomi, J. Urakawa, “Design of a two-cell rf-deflector cavity for ultra-short electron bunch measurement,” *Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A*, Vol. 764, pp. 291-298, 2014.
- [53] Y. Koshiba, Y. Tadenuma, S. Otsuka, M. Washio, T. Takatomi, J. Urakawa, K. Sakaue, “High-charge ultrashort electron bunch generation by an energy chirping cell-attached rf electron gun and its measurement using a transverse deflecting cavity,” *Phys. Rev. Accel. Beams*, Vol. 24, 083401, 2021.
- [54] Y. Hosaka, R. Betto, K. Sakaue, R. Kuroda, S. Kashiwagi, K. Ushida, M. Washio, “Construction of nanosecond and picosecond pulse radiolysis system with supercontinuum probe,” *Radiat. Phys. Chem.*, Vol. 34, pp. 10-13, 2013.
- [55] Y. Koshiba, S. Ota, R. Morita, K. Sakaue, M. Washio, T. Higashiguchi, J. Urakawa, “Enhancement of Laser-Compton X-ray by Crab Crossing,” *OSA Technical Digest (online)*, paper JT5A.5., 2018.
- [56] Y. Koshiba, R. Morita, K. Yamashita, M. Washio, K. Sakaue, T. Higashiguchi, J. Urakawa, “Study on X-ray enhancement in Laser-Compton scattering for auger therapy,” *Int. J. Radiat. Biol.*, 2020.
- [57] K. Sakaue, T. Gowa, H. Hayano, Y. Kamiya, S. Kashiwagi, R. Kuroda, A. Masuda, R. Moriyama, J. Urakawa, K. Ushida, X. Wang, M. Washio, “Recent Progress of a Soft X-ray Generation System Based on Inverse Compton Scattering,” *Radiat. Phys. Chem.*, Vol. 77, Issue 10-12, pp. 1136-1141, 2008.
- [58] “技術情報、クライストロン,” キヤノン電子管デバイス株式会社, [オンライン]. Available: <https://etd.canon/ja/tech/klystron.html>. [アクセス日: 2022/08/01].
- [59] S. H. Kong, J. Kinross-Wright, D. C. Nguyen, R. L. Sheffield, “Cesium telluride photocathodes,” *J. Appl. Phys.*, Vol. 77, 6031, 1995.
- [60] “Application Note for LN Modulators,” SUMITOMO OSAKA CEMENT CO.,

LTD., 2007.

- [61] R. A. Ganeev, I. A. Kulagin, A. I. Ryasnyansky, R. I. Tugushev , T. Usmanov, “Characterization of nonlinear optical parameters of KDP, LiNbO<sub>3</sub> and BBO crystals,” *Opt. Commun.*, Vol. 229, pp. 403-412, 2004.
- [62] 黒田隆之助, “光陰極高周波型電子銃 (RF-gun) による高品質電子ビーム生成とその応用,” 早稲田大学, 博士論文, 2004.
- [63] 横山悠久, “フォトカソード rf 電子銃におけるマルチバンチ電子ビームの高品質化,” 早稲田大学, 修士論文, 2011.
- [64] K. Sakaue, H. Hayano, S. Kashiwagi, R. Kuroda, A. Masuda, T. Suzuki, T. Takatomi, N. Terunuma, J. Urakawa , M. Washio, “Cs-Te photocathode RF electron gun for applied research at the Waseda University,” *Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B*, Vol. 269, pp. 2928-2931.
- [65] 西山将大, “RF-Deflector を用いた RF-Gun における電子ビームの精密計測,” 早稲田大学, 修士論文, 2016.
- [66] V. Kumar, “Understanding the focusing of charged particle beams in a solenoid magnetic field,” *Am. J. Phys.*, Vol. 77, 737, 2009.
- [67] J. C. Denard, “Beam current monitors,” *DITANET School on Beam Diagnostic Techniques*, 2009.
- [68] 宮原房史, 佐藤政則, 清宮裕史 , 諏訪田剛, “高電流密度電子ビームに対する結晶スクリーンの性能評価,” *Proceedings of the 13th Annual Meeting of Particle Accelerator Society of Japan*, MOP082, 2016.
- [69] F. Miyahara, S. Kishimoto, M. Satoh, Y. Seimiya, T. Suwada , M. Koshimizu, “RESPONSE OF SCINTILLATING SCREENS TO HIGH CHARGE DENSITY ELECTRON BEAM,” *Proceedings of IPAC2017*, MOPAB067, 2017.
- [70] F. Curtis Michel, “Intense Coherent Submillimeter Radiation in Electron Storage Rings,” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 48, 580, 1982.
- [71] T. Nakazato, M. Oyamada, N. Niimura, S. Urasawa, O. Konno, A. Kagaya, R. Kato, T. Kamiyama, Y. Torizuka, T. Nanba, Y. Kondo, Y. Shibata, K. Ishi, T. Ohsaka , M. Ikezawa, “Observation of coherent synchrotron radiation,” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 63, 1245, 1989.
- [72] K. Ishi, Y. Shibata, T. Takahashi, H. Mishiro, T. Ohsaka, M. Ikezawa, Y. Kondo, T. Nakazato, S. Urasawa, N. Niimura, R. Kato, Y. Shibasaki , M. Oyamada, “Spectrum of coherent synchrotron radiation in the far-infrared region,” *Phys. Rev. A*, Vol. 43, 5597, 1991.



- [73] D. Mihalcea, C. L. Bohn, U. Happek , P. Piot, “Longitudinal electron bunch diagnostics using coherent transition radiation,” *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, Vol. 9, 082801 , 2006.
- [74] Y. Shibata, T. Takahashi, T. Kanai, K. Ishi, M. Ikezawa, J. Ohkuma, S. Okuda , T. Okada, “Diagnostics of an electron beam of a linear accelerator using coherent transition radiation,” *Phys. Rev. E*, Vol. 50, 1479, 1994.
- [75] R. Lai , A. J. Sievers, “Determination of a charged-particle-bunch shape from the coherent far infrared spectrum,” *Phys. Rev. E*, Vol. 50, R3342, 1994.
- [76] K. Abe et al., “Search for solar electron anti-neutrinos due to spin-flavor precession in the Sun with Super-Kamiokande-IV,” *Astropart. Phys.*, Vol. 139, 102702, 2022.
- [77] “How a particle racing through a vacuum leaves a trail of blue light,” *Nature research highlight*, Vol. 569, 162, 2019.
- [78] Boris M Bolotovskii, “Vavilov - Cherenkov radiation: its discovery and application,” *Phys.-Usp.*, Vol. 52, 1099, 2009.
- [79] I. M. Frank , I. E. Tamm, “Coherent Visible Radiation of Fast Electrons Passing Through Matter,” *Dokl. Acad. Sci. URSS*, Vol. 14, pp. 109-114, 1937.
- [80] G. N. Afanasiev, V. G. Kartavenko , Y. P. Stepanovsky, “On Tamm's problem in the Vavilov-Cherenkov radiation theory,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 32, 2029, 1999.
- [81] J. D. Jackson, “ジャクソン・電磁気学（下）,” 吉岡書店, 2003.
- [82] J. V. Jelley, “Cerenkov radiation and its applications,” *Br. J. Appl. Phys.*, Vol. 6, 227, 1995.
- [83] 柴田行男, 伊師君弘 , 小山田正幸, “コヒーレント放射光,” *日本放射光学会誌*, Vol. 5, No. 1, pp. 13-24, 1992.
- [84] T. Takahashi, T. Kanai, Y. Shibata, K. Ishi, M. Ikezawa, T. Nakazato, M. Oyamada, S. Urasawa, T. Yamakawa, K. Takami, T. Matsuyama, K. Kobayashi , Y. Fujita, “Čerenkov radiation from a finite trajectory of electrons,” *Phys. Rev. E*, Vol. 50, 4041 , 1994.
- [85] S. Yu. Gogolev , A. P. Potylitsyn, “Azimuthal asymmetry of coherent Cherenkov radiation from a tilted bunch,” *Phys. Lett. A*, Vol. 383, pp. 888-893, 2019.
- [86] G. Andonian, A. Cook, M. Dunning, E. Hemsing, G. Marcus, A. Murokh, S. Reiche, D. Schiller, J. B. Rosenzweig, M. Babzien, K. Kusche , V. Yakimenko, “Observation of coherent terahertz edge radiation from compressed electron

- beams,” *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, Vol. 12, 030701, 2009.
- [87] S. Kashiwagi, T. Abe, H. Saito, F. Hinode, K. Kanomata, S. Miura, T. Muto, I. Nagasawa, K. Nanbu, S. Ninomiya, N. Nishimori, Y. Saito, K. Takahashi, H. Hama, “Observation of coherent undulator radiation in THz region,” *Infrared Phys. Technol.*, Vol. 93, pp. 335-339, 2018.
- [88] J. Hebling, A. G. Stepanov, G. Almási, B. Bartal, J. Kuhl, “Tunable THz pulse generation by optical rectification of ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts,” *Appl. Phys. B*, Vol. 78, pp. 593-599, 2004.
- [89] M. C. Hoffmann, J. A. Fülöp, “Intense ultrashort terahertz pulses: generation and applications,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, Vol. 44, 083001, 2011.
- [90] J. Zhang, D. Grischkowsky, “Terahertz Time-Domain Spectroscopy Study of Silica Aerogels and Adsorbed Molecular Vapors,” *J. Phys. Chem. B*, Vol. 108, 18590, 2004.
- [91] P. D. Cunningham, N. N. Valdes, F. A. Vallejo, L. M. Hayden, B. Polishak, X.-H. Zhou, J. Luo, A. K.-Y. Jen, J. C. Williams, R. J. Twieg, “Broadband terahertz characterization of the refractive index and absorption of some important polymeric and organic electro-optic materials,” *J. Appl. Phys.*, Vol. 109, 043505, 2011.
- [92] A. S. Dorcheh, M. H. Abbasi, “Silica aerogel: synthesis, properties and characterization,” *J. Mater. Process. Technol.*, Vol. 199, pp. 10-26, 2008.
- [93] J. L. Gurav, I.-K. Jung, H.-H. Park, E. S. Kang, D. Y. Nadargi, “Silica Aerogel: Synthesis and Applications,” *J. Nanomater.*, Vol. 2010, 409310, 2010.
- [94] “HOME> 製品紹介 >TOPAS® COC,” ポリプラスチック株式会社 (POLYPLASTICS CO., LTD.), [オンライン]. Available: <https://www.polyplastics-global.com/jp/product/topas.html>. [アクセス日: 2022/08/01].
- [95] J. Dai, J. Zhang, W. Zhang, D. Grischkowsky, “Terahertz time-domain spectroscopy characterization of the far-infrared absorption and index of refraction of high-resistivity, float-zone silicon,” *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 21, pp. 1379-1386, 2004.
- [96] P. Sigmund, *Particle Penetration and Radiation Effects*, Springer Series in Solid-State Sciences, Vol. 151, 2006.
- [97] 高エネルギー加速器研究機構(KEK), “EGS 研究会,” [オンライン]. Available: <https://rcwww.kek.jp/egsconf/>. [アクセス日: 2022/08/01].
- [98] J. L. Hesler, L. Liu, H. Xu, Y. Duan, R. M. Weikle, “The development of quasi-

- optical THz detectors,” 33rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, 2008.
- [99] 西田万里子, “加速器電子ビームによるコヒーレントテラヘルツ光生成及びテラヘルツ応用研究,” 早稲田大学、修士論文, 2017.
- [100] 蓼沼優一, “電子ビームの傾き制御を用いたコヒーレントテラヘルツ放射の高強度化に関する研究,” 早稲田大学、卒業論文, 2018.
- [101] K. Sakaue, M. Brameld, M. Nishida, T. Toida, M. Washio, R. Yanagisawa, R. Kuroda, Y. Taira, J. Urakawa, “Investigation of the Coherent Cherenkov Radiation Using Tilted Electron Bunch,” Proceedings of IPAC2017, MOPVA024, 2017.
- [102] 鈴木基寛, 広野等子, “光の偏光を制御する,” 日本放射光学会誌, Vol. 19, No. 6, pp. 13-24, 2006.
- [103] F. Gori, “Measuring Stokes parameters by means of a polarization grating,” Opt. Lett., Vol. 24, pp. 584-586, 1999.
- [104] G. Milione, H. I. Sztul, D. A. Nolan, R. R. Alfano, “Higher-Order Poincaré Sphere, Stokes Parameters, and the Angular Momentum of Light,” Phys. Rev. Lett., Vol. 107, 053601, 2011.
- [105] Y. Tadenuma, T. Murakami, M. Brameld, M. Washio, K. Sakaue, R. Kuroda, Y. Taira, “Quasi-monochromatic THz pulse generation using Cherenkov radiation from a spatially modulated electron beam,” JINST, Vol. 15, C04016, 2020.
- [106] J. Neu, C. A. Schmuttenmaer, “An introduction to terahertz time domain spectroscopy,” J. Appl. Phys., 124, 231101, 2018.
- [107] M. Naftaly, R. E. Miles, “Terahertz Time-Domain Spectroscopy for Material Characterization,” Proceedings of the IEEE, Vol. 95, pp. 1658-1665, 2007.
- [108] T. Kurihara, K. Hirota, H. Qiu, K. T. N. Phan, K. Kato, G. Isoyama, M. Nakajima, “Reconfiguration of magnetic domain structures of ErFeO<sub>3</sub> by intense terahertz free electron laser pulses,” Sci. Rep., Vol. 10, 7321, 2020.
- [109] R. A. Red'kin, S. A. Bereznaya, Z. V. Korotchenko, S. Yu. Sarkisov, “A comparison of terahertz electro-optic sampling in ZnTe, ZnSe, GaP and GaSe<sub>1-x</sub>S<sub>x</sub> crystals,” 2015 International Siberian Conference on Control and Communications (SIBCON), 2015.
- [110] A. I. Shugurov, S. B. Bodrov, E. A. Mashkovich, H. Kitahara, N. A. Abramovsky, M. Tani, M. I. Bakunov, “Noncollinear electro-optic sampling detection of terahertz pulses in a LiNbO<sub>3</sub> crystal while avoiding the effect of intrinsic

- birefringence,” *Opt. Express*, Vol. 30, pp. 3741-3748, 2022.
- [111] S. Lepeshov, A. Gorodetsky, A. Krasnok, E. Rafailov, P. Belov, “Enhancement of terahertz photoconductive antenna operation by optical nanoantennas,” *Laser Photonics Rev.*, Vol. 11, 1600199, 2016.
- [112] N. T. Yardimci, M. Jarrahi, “Nanostructure-Enhanced Photoconductive Terahertz Emission and Detection,” *Small*, Vol. 14, 1802437, 2018.
- [113] W. Shi, Z. Wang, L. Hou, H. Wang, M. Wu, C. Li, “A High Performance Terahertz Photoconductive Antenna Array Detector With High Synthesis Efficiency,” *Front. Phys.*, Vol. 9, 751128, 2021.
- [114] Q. Wu, X. - C. Zhang, “Ultrafast electro-optic field sensors,” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 68, 1604, 1996.
- [115] S. Casalbuoni, H. Schlarb, B. Schmidt, P. Schmäuser, B. Steffen, A. Winter, “Numerical studies on the electro-optic detection of femtosecond electron bunches,” *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, Vol. 11, 072802, 2008.
- [116] D. T. F. Marple, “Refractive Index of ZnSe, ZnTe, and CdTe,” *J. Appl. Phys.*, Vol. 35, 539, 1964.
- [117] A. N. Pikhtin, V. T. Prokopenko, A. D. Yaskov, “Dispersion of the refractive index of light and permittivity of gallium phosphide,” *Sov. Phys. Semicond.*, Vol. 10, 1224, 1976.
- [118] G. Gallot, J. Zhang, R. W. McGowan, T.-I. Jeon, D. Grischkowsky, “Measurements of the THz absorption and dispersion of ZnTe and their relevance to the electro-optic detection of THz radiation,” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 74, 3450, 1999.
- [119] J. H. Sung, H. W. Lee, J. Y. Yoo, J. W. Yoon, C. W. Lee, J. M. Yang, Y. S. Joo, Y. H. Jang, S. K. Lee, C. H. Nam, “4.2 PW, 20 fs Ti:sapphire laser at 0.1 Hz,” *Opt. Lett.*, Vol. 42, pp. 2058-2061, 2017.
- [120] J. Seres, A. Müller, E. Seres, K. O’Keefe, M. Lenner, R. F. Herzog, D. Kaplan, C. Spielmann, F. Krausz, “Sub-10-fs, terawatt-scale Ti:sapphire laser system,” *Opt. Lett.*, Vol. 28, pp. 1832-1834, 2003.
- [121] マルコ・アリゴニ, スティーブ・ブッチャー, ジョセフ・ヘンリック, “フェムト秒増幅器のトレンド-チタンサファイア対イッテルビウム,” *Laser Focus World Japan*, , 2020.
- [122] A. Chong, W. H. Renninger, F. W. Wise, “All-normal-dispersion femtosecond fiber laser with pulse energy above 20nJ,” *Opt. Lett.*, Vol. 32, pp. 2408-2410,

2007.

- [123] B. Nikolaus, D. Grischkowsky, A. C. Balant, “Optical pulse reshaping based on the nonlinear birefringence of single-mode optical fibers,” *Opt. Lett.*, Vol. 8, pp. 189-191, 1983.
- [124] A. Chong, J. Buckley, W. Renninger, F. Wise, “All-normal-dispersion femtosecond fiber laser,” *Opt. Express*, Vol. 14, pp. 10095-10100, 2006.
- [125] L. Kuznetsova, F. W. Wise, S. Kane, J. Squier, “Chirped-pulse amplification near the gain-narrowing limit of Yb-doped fiber using a reflection grism compressor,” *Appl. Phys. B*, Vol. 88, pp. 515-518, 2007.
- [126] A. Chong, W. H. Renninger, F. W. Wise, “Properties of normal-dispersion femtosecond fiber lasers,” *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 25, pp. 140-148, 2008.
- [127] “前方励起型システムと後方励起型システム,” 光響, [オンライン]. Available: <https://optipedia.info/laser/fiberlaser/back-forward/>.
- [128] R. Yanagisawa, T. Toida, M. Washio, K. Sakaue, K. Kan, “Study on a Time-Domain Spectroscopy System for Coherent Terahertz Pulse Spectrum Measurement from 5 MeV Electron Beam,” *Proceedings of IPAC2017, THPAB119*, 2017.
- [129] T. Toida, R. Yanagisawa, M. Wahio, K. Sakaue, “Development of an EO Sampling Method for THz Pulse Detection,” *Proceedings of IPAC2016, MOPMB030*, 2016.
- [130] 小川奏, 赤羽温, 辻公一, 山川考一, “グリズム対を用いた光ファイバパルス伸張型チャープパルス増幅システムでの残留 3 次分散補償,” *レーザー研究*, Vol. 38, pp. 779-783, 2010.
- [131] C. Xie, B. Liu, H. Niu, Y. Song, Y. Li, M. Hu, Y. Zhang, W. Shen, X. Liu, C. Wang, “Vector-dispersion compensation and pulse pedestal cancellation in a femtosecond nonlinear amplification fiber laser system,” *Opt. Lett.*, Vol. 36, pp. 4149-4151, 2011.
- [132] S. Norihiro, Z. Heishun, O. Hideaki, “Peak shift of coherent edge radiation spectrum depending on radio frequency field phase of accelerator,” *Appl. Sci.*, Vol. 12, 626, 2022.
- [133] 多田邦雄, 神谷武志, 光エレクトロニクス 基礎編, 丸善出版, 2010.
- [134] Y. Honda, M. Shimada, A. Aryshev, R. Kato, T. Miyajima, T. Obina, R. Takai, T. Uchiyama, N. Yamamoto, “High-efficiency broadband THz emission via diffraction-radiation cavity,” *Phys. Rev. Accel. Beams*, Vol. 22, 040703, 2019.

[135] H. J. Eichler, J. Eichler , O. Lux , “Optical Resonators. In: Lasers.,” Springer Series in Optical Sciences, Vol. 220, pp. 231-244, 2018.

## 謝辞

本研究を行う上でお世話になりました多くの方々に、感謝の意を表したいと思います。

初めに、指導教員である鷲尾方一教授は学部3年次に初めてお会いした時から常に親身に相談に乗ってくださり、研究だけでなく雑談を交えながらも多様な教養を与えてくださいました。また、その温厚なお人柄といつでも優しく気遣って下さる姿勢から、博士課程という厳しい道程も楽しさや喜びを見失わずに乗り越えられたと感じております。

東京大学の坂上和之准教授におかれましては、私が研究室配属した当時には鷲尾研究室の所属であったことから、所属を移られた後も親身に研究や進路の相談に乗っていただきました。どんなにお忙しい中でも現場でのご指導や論文等の添削といった細部まで面倒を見てくださり、感謝の言葉をいくら並べでも尽きることはありません。改めて心からの感謝を申し上げます。

産総研の黒田隆之助ラボチーム長には、テラヘルツに関する深い知見を要所所所でご教授いただき、学会での報告や論文をまとめる際には私自身では気づけない考察や方向性を見出すことが出来ました。博士研究としての質の向上には、黒田さんのご指摘がとても有意義だったと感じております。

研究室秘書の山口様や、専攻連絡事務室の前任である峯松様および現任の山田様には事務手続きなどで大変お世話になりました。申請や研究費の処理手続きなど、私一人では把握しきれない詳細までいつも丁寧にご対応下さり、心より感謝しております。

山路先生や古谷先生をはじめとした共同原子力専攻の先生方には、博士学生として日々ご指導を頂くだけでなく、未熟な私に助手という職務を任せていただいたことに深く感謝しております。

同じ研究室の同期として博士活動を共に研鑽した寺澤英知君にも、この場を借りて感謝を表したいと思います。日々研究の議論を交わすだけでなく、同じ高校ということで良き友人として他愛のない雑談に付き合っていたいただいたことは、辛い時期を乗り越える心の支えとなっておりました。

その他にも、大学の事務の方々や学会および学術誌運営の方々など、私が直接関わっていませんが、本を進めるうえで欠かせない存在のおかげであったことを身にしみ感じております。直接の御礼を伝えられないことをお詫びするとともに、この場を借りて深く感謝申し上げます。

最後に、ここでは名前を挙げきれないほどに、研究室の先輩や後輩、同期の方々、私生活における友人たちなど、数多くの支えがあってこの論文を完成させることが出来ました。お世話になりました方々全員に心よりの感謝を申し上げます。

## 早稲田大学 博士（工学） 学位申請 研究業績書

氏名： 蓼沼 優一

印

(2022年 12月 現在)

種類別	題名、 発表・発行掲載誌名、 発表・発行年月、 連名者（申請者含む）
論文	<p>○ [1] Yuichi Tadenuma, Kazuyuki Sakaue, Tomohiro Toida, Mariko Nishida, Mari Brameld, Tatsuki Murakami, Ryo Yanagisawa, Masakazu Washio, Ryunosuke Kuroda, “Generation of coherent THz Cherenkov radiation by electron bunch tilt control”, Phys. Rev. Accel. Beams 25, 110102, 2022</p> <p>[2] Yuya Koshiba, Yuichi Tadenuma, Seiya Otsuka, Masakazu Washio, Tohsikazu Takatomi, Junji Urakawa, and Kazuyuki Sakaue, “High-Charge Ultrashort Electron Bunch Generation by an Energy Chirping Cell-Attached Rf Electron Gun and Its Measurement Using a Transverse Deflecting Cavity,” Physical Review Accelerator and Beams, 24, 83401, 2021</p> <p>○ [3] Y. Tadenuma, T. Murakami, M. Brameld, M. Washio, K. Sakaue, R. Kuroda, Y. Taira, “Quasi-monochromatic THz pulse generation using Cherenkov radiation from a spatially modulated electron beam”, JINST 15 C04016, 2020</p>
総説	なし
講演	<p>○ [1] 蓼沼 優一、村越 孔太、越智 有希乃、鷲尾 方一、黒田 隆之助、坂上 和之、「電子線傾き制御によるコヒーレントTHz波の生成および光蓄積共振器の開発研究」、第19回日本加速器学会年会、THP026、オンライン、2022年10月</p> <p>○ [2] <u>Y. Tadenuma</u>, K. Murakoshi, P. Wang, M. Washio, K. Sakaue, R. Kuroda, “Design of an Optical Cavity for the Enhancement of Coherent THz Pulse From Tilted Electron Beam”, 13th International Particle Accelerator Conference (IPAC), THPOST014, Bangkok, June 12-17, 2022</p> <p>[3] K. Murakoshi, Y. Koshiba, <u>Y. Tadenuma</u>, P. Wang, M. Washio, K. Sakaue, R. Kuroda, “Development of a Detection System for Quasi-Monochromatic THz Pulse by a Spatially Modulated Electron Beam”, 13th International Particle Accelerator Conference (IPAC), THPOST013, Bangkok, June 12-17, 2022</p> <p>○ [4] <u>蓼沼優一</u>、王鵬、村越孔太、小柴裕也、鷲尾方一、坂上和之、黒田隆之助、「電子線傾き制御によるコヒーレントチェレンコフ放射の蓄積増大に向けた光共振器の開発」、第64回放射線化学討論会、10-05、オンライン、2021年9月</p> <p>[5] 王鵬、<u>蓼沼優一</u>、村上樹希、村越孔太、小柴裕也、鷲尾方一、坂上和之、黒田隆之助、「光共振器を用いたコヒーレントチェレンコフ放射のテラヘルツ発振に関する研究」、第18回日本加速器学会年会、WEP048、オンライン、2021年8月</p> <p>[6] 村越孔太、<u>蓼沼優一</u>、村上樹希、王鵬、小柴裕也、鷲尾方一、坂上和之、黒田隆之助、「準単色THzパルス計測のためのEO samplingシステムの開発」、第18回日本加速器学会年会、TUP048、オン</p>



## 早稲田大学 博士（工学） 学位申請 研究業績書

氏名： 蓼沼 優一

印

(2022年 12月 現在)

種類別	題名、 発表・発行掲載誌名、 発表・発行年月、 連名者（申請者含む）
	ライン、2021年8月
	[7] 村越孔太、 <u>蓼沼優一</u> 、村上樹希、王鵬、小柴裕也、鷺尾方一、坂上和之、黒田隆之助、「コヒーレントチェレンコフ放射によるTHz波の評価に向けた EO samplingシステムの開発」、第58回アイソトープ・放射線研究発表会、1609-13-04、オンライン、2021年7月
○	[8] <u>蓼沼優一</u> 、村上達樹、王鵬、村越孔太、小柴裕也、鷺尾方一、坂上和之、黒田隆之助、「傾き電子線によるTHz帯コヒーレントチェレンコフ放射の高度化に関する研究」、日本物理学会第76回年次大会、15pX1-9、オンライン、2021年3月
	[9] 坂上和之、大垣英明、大塚誠也、小柴裕也、全炳俊、 <u>蓼沼優一</u> 、鷺尾方一、「エネルギー変調によって圧縮した電子バンチによるコヒーレントアンジュレータ放射」、第17回日本加速器学会年会、THPP60、オンライン、2020年9月
○	[10] <u>蓼沼優一</u> 、村上達希、鷺尾方一、坂上和之、平義隆、黒田隆之助、「コヒーレントチェレンコフTHz放射の高強度化に向けた光蓄積共振器の設計」、第17回日本加速器学会年会、WEPP12、オンライン、2020年9月
	[11] K. Murakoshi, P. Wang, T. Murakami, <u>Y. Tadenuma</u> , Y. Koshiba, M. Washio K. Sakaue, R. Kuroda, “Development of an EO Sampling System for the Analysis of THz Waves Generated by Coherent Cherenkov Radiation”, WEPAB052, Online, May 24-28, 2020
	[12] P. Wang, <u>Y. Tadenuma</u> , T. Murakami, K. Murakoshi, Y. Koshiba, M. Washio, K. Sakaue, R. Kuroda, “Design of an Optical Cavity for Generating Intense THz Pulse Based on Coherent Cherenkov Radiation”, 12th International Particle Accelerator Conference (IPAC), WEPAB048, Online, May 24-28, 2020
	[13] 村上達希、 <u>蓼沼優一</u> 、沈奕璋、坂上和之、黒田隆之助、平義隆、鷺尾方一、「空間変調電子ビームを用いたコヒーレントチェレンコフTHz放射の準単色化に関する研究」、日本物理学会第75回年次大会、17pD14-13、愛知、2020年3月
○	[14] <u>Yuichi Tadenuma</u> , Tatsuki Murakami, Masakazu Washio, Kazuyuki Sakaue, Yoshitaka Taira, Ryunosuke Kuroda, “Study on Coherent THz Radiation Using Tilt Control of Electron Beam”, XIII International Symposium RREPS-19, Belgorod, September 15- 20, 2019
	[15] 村上達希、ブラメルド真理、 <u>蓼沼優一</u> 、沈奕璋、鷺尾方一、坂上和之、黒田隆之助、平義隆、「空間変調電子ビームを用いたコヒーレントチェレンコフ放射の準単色化に関する研究」、第16回日本加速

## 早稲田大学 博士（工学） 学位申請 研究業績書

氏名： 蓼沼 優一

印

(2022年 12月 現在)

種類別	題名、 発表・発行掲載誌名、 発表・発行年月、 連名者（申請者含む）
	器学会年会、WEPH016、京都、2019年8月
	[16] 村上達希、ブラメルド真理、 <u>蓼沼優一</u> 、沈奕璋、鷺尾方一、坂上和之、黒田隆之助、平義隆、「空間変調電子ビームを用いたコヒーレントチェレンコフ放射の準単色化に関する研究」、第56回アイトープ・放射線研究発表会、1a-III-06、東京、2019年7月
	○ [17] <u>Yuichi Tadenuma</u> , Mari Brameld, Tatsuki Murakami, Kazuyuki Sakaue, Masakazu Washio, “Study on Coherent THz Radiation Using Tilt Control of Electron Beam”, 10th International Particle Accelerator Conference (IPAC), TUPGW038, Melbourne, May 19-24, 2019
	○ [18] <u>蓼沼優一</u> 、ブラメルド真理、沈奕璋、村上達希、坂上和之、鷺尾方一、黒田隆之助、平義隆、「電子ビームの傾き制御を用いたコヒーレントTHz放射の高度化に関する研究」、日本物理学会第74回年次大会、17aG107-4、福岡、2019年3月
	○ [19] <u>蓼沼優一</u> 、ブラメルド真理、沈奕璋、村上達希、坂上和之、鷺尾方一、「電子ビームの傾き制御を用いたコヒーレントTHz放射の高度化に関する研究」、第15回日本加速器学会年会、THP128、新潟、2018年8月
	○ [20] <u>蓼沼優一</u> 、柳沢稜、ブラメルド真理、坂上和之、鷺尾方一、「電子ビームの傾き制御を用いたコヒーレントTHz放射の高強度化に関する研究」、第55回アイトープ・放射線研究発表会、1p-III-05、東京、2018年7月
	[21] M. Brameld, R. Yanagisawa, <u>Y. Tadenuma</u> , M. Washio, K. Sakaue, R. Kuroda, Y. Taira, “Evaluation of Coherent Terahertz Radiation Generated from Tilted Electron Beams Aiming for Higher Light Intensity”, 9th International Particle Accelerator Conference (IPAC), THPMK145, Vancouver, April 29-May 4, 2018
著書	なし
その他	[1] 第55回アイトープ・放射線研究発表会「若手優秀講演賞」受賞 [2] 第15回日本加速器学会「日本加速器学会年会賞 ポスター部門」受賞 [3] 日本学術振興会二国間交流事業「ロシア(RFBR)との共同研究」参加、研究課題名「高強度単色放射源開発のための共鳴条件下におけるコヒーレント回折放射に関する研究」