The University of Osaka
Institutional Knowledge Archive

Title	レーザーとマイクロパルスパワー技術による高輝度テラヘルツ電磁波発生・制御に関する研究
Author(s)	西田, 明憲
Citation	大阪大学, 2013, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/27545
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

工甲 16434

博士学位論文

レーザーとマイクロパルスパワー技術による
高輝度テラヘルツ電磁波発生・制御に関する研究

西田 明憲

2013年1月

大阪大学大学院工学研究科

レーザーとマイクロパルスパワー技術による

高輝度テラヘルツ電磁波発生・制御に関する研究

西田　明憲

2013 年 1 月

内容梗概

本論文は，著者が大阪大学大学院工学研究科電気電子情報工学専攻博士課程在学中に行った「レーザーとマイクロパルスパワー技術による高輝度テラヘルツ電磁波発生・制御に関する研究」の成果をまとめたものである．

近年の高強度レーザー技術の進歩は著しく，フェムト秒で数十テラワット級の出力を持ち，集光強度が 10^{21} W/cm^2 を超えるような小型で高強度のレーザー装置が開発されている．このようなレーザーの出現により小型の実験装置でも高エネルギー荷電粒子ビームや高密度プラズマを容易に得られるようになってきている．高エネルギー電子ビームは学術のみならず産業への応用を視野に入れ研究が行われている．なかでも高エネルギー電子ビームを用いた高輝度の電磁波発生は現在精力的に行われている研究の一つであり，光波と電波の中間帯に位置するテラヘルツ電磁波は近年研究が始まったばかりの領域である．この周波数帯域には分子の回転スペクトル，巨大分子の振動モード，半導体中の不純物に束縛された電子や励起子の束縛エネルギーなどの励起モードが存在し，さまざまな物質・材料の重要なエネルギー領域に属するなど，とても興味深い領域である．そのため，より高出力・広帯域光源や，高感度・高速動作の検出技術に関する研究が行われている．

このような背景の下，著者は物質との相互作用のための高輝度テラヘルツ電磁波源の発生及び制御に関する要素技術開発を行った．本論文は以下の 6 章で構成される．

第 1 章は序論であり，レーザーの高強度化により高エネルギー密度の電子ビームが小型装置でも容易に発生できることについて述べた．そして，テラヘルツ電磁波発生の現状について述べた後，高輝度テラヘルツ電磁波に関する課題と本研究との関連について説明した．

第 2 章では，超高強度レーザーと固体との相互作用により発生する高エネルギー密度電子流を用いたコヒーレントシンクロトロン放射による高輝度テラヘルツ電磁波発生について説明し，評価を行った．インコヒーレントなシンクロトロン放射とコヒーレントなシンクロトロン放射の違いについて説明した．その際，重要となるバンチ形状因子について述べ，コヒーレントシンクロトロン放射によるテラヘルツ電磁波発生には電子バンチが短い必要があることについて述べた．さらには，テラヘルツ電磁波の波長が長い特徴を利用し，電子とイオンそれぞれの相対領域までの加速に必要となる放射エネルギーについて示した．電子が相対論領域まで加速するためのコヒーレントシンクロトロン放射からの高輝度テラヘルツ電磁波発生に必要な磁場について評価を行った．

第 3 章では，コヒーレントシンクロトロン放射の要素技術として，高速電子を曲げるためのマイクロパルスパワー装置の開発及び強磁場生成実験を行った．レーザーをトリガーとするスイッチを用いることで小型でレーザー装置と同期のとれたマイクロパルスパワー装置を開発した．開発した装置により生成したパルス強磁場の最大磁場強度は 16.7 テスラであった．また，磁場のパルス幅は高速電子のバンチ長に対して十分長く，空間分布は電子ビームの広がりに対して十分な広さを持っていることを示した．そして本実験で生成したパルス強磁場を用いて発生するコヒーレントシンク

ロトロン放射により電子を相対論運動させることができる高輝度テラヘルツ電磁波を発生できることを示した．そしてイオンが相対論領域まで加速するための強磁の設計と，それに必要となる電子源について評価を行った．

第 4 章では，テラヘルツ電磁波の集光強度を高めるためにテーパー付きスラブ導波路を製作した．まず，テラヘルツ電磁波の伝搬特性について評価を行った．p 偏光と s 偏光のテラヘルツ電磁波をテーパー付きスラブ導波路に入射した場合には，TEM モード，TE_{10} モードで伝搬することを実験的に明らかにした．これにより，テーパー付きスラブ導波路を用いてテラヘルツ電磁波を集光する場合には，群速度分散や遮断周波数を持たない p 偏光のテラヘルツ電磁波を入射する必要があることについて示した．そして，テラヘルツ電磁波の透過率について実験結果と数値計算より求めた値との比較を行った．また，テーパー付きスラブ導波路を用いることでテラヘルツ電磁波のエネルギー密度が約 107 倍に上昇することを実験的に示した．

第 5 章では，フラッシュ電離を用いてテラヘルツ電磁波の周波数制御を行った．空間的な密度変化中を伝搬する電磁波と時間的な密度変化中を伝搬する電磁波の周波数変化の違いからフラッシュ電離の原理について説明した．そして周波数上昇量の導出を行い，周波数上昇量が電子密度と比例の関係にあることについて説明した．また，一次元シミュレーションにより本実験条件でテラヘルツ電磁波の周波数が上昇するか確認を行った．実験では S. C. Wilks の理論に忠実に従った条件で原理実証実験を行った．その結果，種電磁波の 10 倍まで周波数が上昇することを実験的に示した．そして，ZnSe 結晶中に生成されるキャリアプラズマによるテラヘルツ電磁波の周波数上昇量の計算値と実験値の比較を行った．最後に，フラッシュ電離による周波数上昇量とエネルギーの変換効率について理論式との比較を行った．

第 6 章はまとめであり，本論文を統括した．

本研究の成果は，今後期待されている高輝度テラヘルツ電磁波による非線形現象やイオン加速のための要素技術として，その進展に大きく寄与するものだと考えられる．

目 次

第 1 章　序論 **1**

1.1　研究の背景 1

1.2　高輝度テラヘルツ電磁波 2

1.3　本研究の目的と構成 3

第 2 章　コヒーレントシンクロトロン放射による高輝度テラヘルツ電磁波発生 **7**

2.1　はじめに 7

2.2　シンクロトロン放射光 8

2.3　コヒーレントシンクロトロン放射光 9

2.4　コヒーレントシンクロトロン放射の放射分布 12

2.5　高強度電磁場による粒子の相対論運動 16

2.6　まとめ 18

第 3 章　コヒーレントシンクロトロン放射のためのマイクロパルスパワー装置の開発 **21**

3.1　はじめに 21

3.2　高速低インピーダンスパルスパワー装置の開発 21

3.2.1　強磁場生成用コイル 21

3.2.2　導波路 23

3.2.3　レーザートリガーギャップスイッチ 24

3.2.4　LCR 放電回路 24

3.3　パルス磁場の測定方法 26

3.4　実験と考察 28

3.4.1　スイッチの並列動作による装置の低インダクタンス化 28

3.4.2　高速低インピーダンス装置による強磁場生成実験 30

3.5　コヒーレントシンクロトロン放射からの高輝度テラヘルツ電磁波によるイオン加速の評価 32

3.6　まとめ 34

第 4 章　テラヘルツ電磁波の高強度化のためのテーパー付きスラブ導波路の開発 **37**

4.1　はじめに 37

4.2　スラブ導波路の伝搬モード 38

4.3　スラブ導波路における分散関係及び遮断周波数 41

4.4 テーパー付きスラブ導波路の設計 42
4.5 テラヘルツ時間領域分光法の原理 43
4.6 実験セットアップ 44
4.7 実験結果と考察 46
4.7.1 テラヘルツ電磁波のビーム径の計測 46
4.7.2 テーパー付きスラブ導波路におけるテラヘルツ電磁波の伝搬モード 47
4.7.3 テーパー付きスラブ導波路におけるテラヘルツ電磁波の透過率 49
4.7.4 テラヘルツ電磁波のエネルギー密度の評価 53
4.8 まとめ 54

第 5 章 フラッシュ電離を用いたテラヘルツ電磁波の周波数制御 57
5.1 はじめに 57
5.2 フラッシュ電離の原理 58
5.2.1 電離面の速度 58
5.2.2 フラッシュ電離による電磁波の周波数上昇の原理 59
5.2.3 フラッシュ電離による電磁波の周波数上昇量 61
5.3 フラッシュ電離による電磁場の変化 62
5.4 一次元流体シミュレーションによるテラヘルツ電磁波の周波数上昇の評価 64
5.5 実験セットアップ 65
5.5.1 実験装置 65
5.5.2 ZnSe 結晶のレーザー照射と種電磁波の同期の評価 66
5.6 実験結果と考察 67
5.6.1 周波数上昇量のレーザー強度依存性 67
5.6.2 フラッシュ電離によるエネルギー変換効率の評価 71
5.7 まとめ 72

第 6 章 統括 75

謝辞 79

業績一覧 81

付録 A 相対論電子のラーマ半径 85

付録 B 高出力レーザーとマイクロパルスパワー技術による超強磁場生成実験 87
B.1 はじめに 87
B.2 超強磁場発生原理 87
B.3 ターゲットの設計と評価 89

B.3.1 ターゲット設計 89
B.3.2 一次元流体シミュレーションによる保護ホイルの評価 91
B.4 ファラデー効果を用いた磁場強度測定 92
B.5 超強磁場生成実験 93
B.5.1 ターゲットの圧縮の評価 95
B.5.2 ファラデー回転による超強磁場生成の評価 96
B.6 まとめ 98

第1章

序論

1.1 研究の背景

レーザーの歴史は1960年代に始まった．それ以降に見られたレーザー強度の急激な発展とそれに関連する技術開発の概要，ならびにそこから期待される物理現象を図1.1に示す．1960年代のレーザーの発明以来，Qスイッチ法 [1]，モード同期法 [2] の確立により，レーザーのピーク出力は 10^6 W から 10^9 W に飛躍的に向上し，それと同時にパルス幅もナノ秒からピコ秒にまで短くなった．その後，エネルギーは頭打ちとなる．この原因はレーザーが媒質中を伝搬する際の非線形効果による自己収束による媒質の破壊によるものだった．この問題は1980年代前半まで続くこととなる．その後，レーザー技術の革命ともいうべきチャープパルス増幅（Chirped Pulse Amplification ; CPA）法と呼ばれる技術が1985年にMourou等により提案された [3–5]．CPA法は，フェムト秒

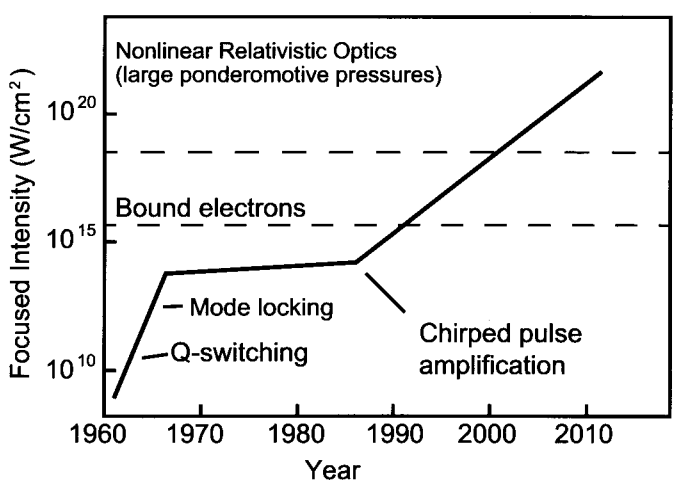

図 1.1 レーザー強度の高強度化および期待される物理現象.

からピコ秒のパルス幅のレーザーパルスを時間的に数桁引き延ばし，その長いパルスの状態でエネルギーを増幅した後に再度時間的に圧縮するという増幅法である．この技術により，非線形効果の許容範囲に抑えたままレーザー出力を増大することが可能となった．そしてレーザーのピーク出力は 10^{12} W から 10^{15} W に達した．このような大出力レーザーを数十 μm 直径以下のスポットに集

光することで，10^{21} W/cm^2 を超えるようなレーザー集光強度を実現することが可能となり，既にいくつかの大型装置が建設されている [6,7]．さらには，CPA 法を用いることによりテーブルトップレーザーシステムの出力強度は，それまでに存在していた強度の約 10^5 - 10^6 倍にもなり，現在では数十 テラワット級のピーク出力をもつレーザーが稼働している．このようなレーザーの出現により，高エネルギー荷電粒子ビームや高密度プラズマを容易に得られるようになった．高強度レーザーを用いた研究対象として高強度レーザー及び電磁波を用いた小型加速器の研究 [8]，レーザー核融合 [9]，X 線発生 [10]，高次高調波発生 [11] などの研究が行われている．

高強度レーザーの出現により，上述のようなレーザープラズマの応用があるだけでけでなく，瞬時にプラズマを生成できることを利用した，電磁波放射及び電磁波の周波数上昇の研究が理論的及び実験的に盛んに行われるようになったのが 1980 年後半である．この分野は始まったばかりであり，非常に新しく興味ある研究分野の一つになっている．次節で述べるテラヘルツ電磁波もそのひとつである．

1.2 高輝度テラヘルツ電磁波

テラヘルツ電磁波とは光波と電波の中間に属し，周波数が約 0.1 ～10 THz 程度，波長にして約 1 mm～30 μm 程度にわたる遠赤外領域の電磁波である．この周波数領域は電波と光波の両方の性質を持っているためプラスチックなどに対し高い透過性を有し，また，ミラーやレンズなどの光学系を用いて取り扱うことができる特徴を持っている．光子エネルギーの観点から見るとテラヘルツ電磁波のエネルギーは数百 μeV～数十 meV であり，この周波数帯域には分子の回転スペクトル，巨大分子の振動モード，半導体中の不純物に束縛された電子や励起子の束縛エネルギーなどの励起モードが存在し，さまざまな物質・材料の重要なエネルギー領域に属するなどとても興味深い領域である．しかしながら，この周波数領域の研究が盛んに行われるようになったのは 1984 年の Auston 等により超短パルスレーザーを用いたテラヘルツ波の発生・検出が報告されてからのことである．そのためテラヘルツ応用に用いることができる技術は，未だ十分とは言えず，より高出力・広帯域光源や，高感度・高速・室温動作の検出技術の要素研究が行われている．

テラヘルツ電磁波の発生方法は大きく分けて 2 つある．1 つは超短パルスレーザーを用いたテラヘルツ電磁波の発生方法である．過渡的な光電流を誘起する光電導アンテナを用いた発生および検出 [12,13] や非線形光学結晶における光整流効果 [14] による発生等がある．もう 1 つは電子ビームからテラヘルツ電磁波を発生する方法である．周期的な磁場による自由電子レーザー [15]，誘電体遅波構造 [16–18]，金属回折格子 [19,20] 等を利用したテラヘルツ電磁波発生が挙げられる．高強度テラヘルツ波を得るために，得られたテラヘルツ電磁波を後続の電子ビームに相互作用させ強度を増幅させる研究も行われている [15,19,20]．図 1.2 は，これらの手法により発生したテラヘルツ波のエネルギーを励起レーザーパルスのエネルギーの関数としてプロットしたものである [21]．現在，レーザーからテラヘルツ電磁波のエネルギー変換効率は 0.1 パーセント程度であり，また高輝度のテラヘルツ電磁波発生は自由電子レーザーを用いた方法で数百 MW までの発生が報告されている．

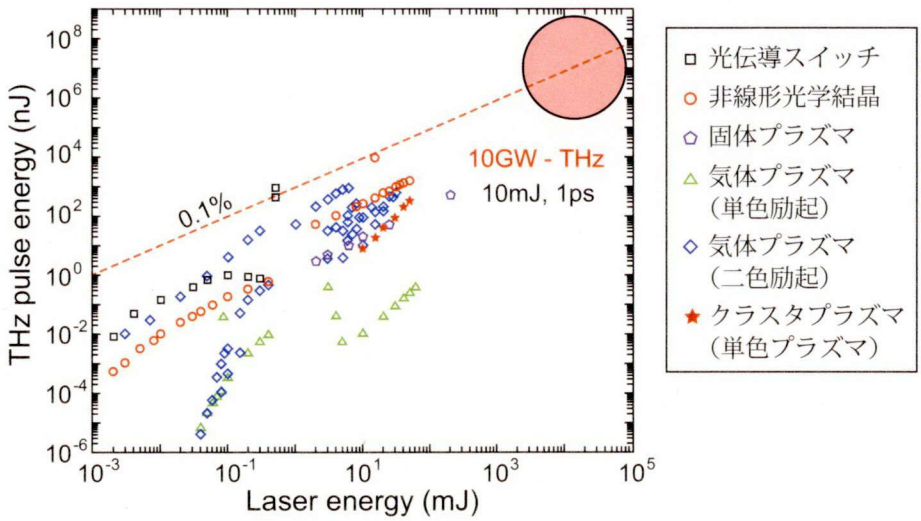

図 1.2 様々な方法によるテラヘルツ電磁波発生とその変換効率.

例えばテラヘルツ電磁波を用いて電子を相対論領域まで加速させるには数 GW のパワーが必要となる．テラヘルツ電磁波の周期は 1 ピコ秒程度であるため，さらに高い 10 GW の放射パワーを達成する場合には約 10 mJ のエネルギーが必要となる．

高輝度のテラヘルツ電磁波を発生させるには前述したように電子ビームからのテラヘルツ電磁波に変換する方法が有効だと考えられる．そのためには，より高エネルギーかつ高密度の電子源が必要となると同時に，電磁波の発生機構に関する基礎研究及び要素技術開発が必要となる．さらにテラヘルツ電磁波を用いた応用研究として物質の診断や新しい物理現象の観測には，電磁波のさらなる高強度化や周波数の制御が重要となる．

1.3 本研究の目的と構成

本研究は，物質との相互作用のための高輝度テラヘルツ電磁波の発生・制御に関する要素技術開発を目的とする．高輝度テラヘルツ電磁波発生では，超高強度レーザーと固体との相互作用により発生する高エネルギー密度電子流を用いたコヒーレントシンクロトロン放射について述べ，高速電子を曲げるための要素技術として，パルス強磁場が発生できるマイクロパルスパワー装置の開発を行った．高輝度テラヘルツ電磁波の制御については，高強度化を目的とした電磁波の集光素子の開発と，周波数制御を目的としたフラッシュ電離について研究を行った．

本論文は本章を含めて全 6 章で構成される．第 2 章では，高輝度テラヘルツ電磁波発生のひとつとしてコヒーレントシンクロトロン放射の原理について述べる．第 3 章では，コヒーレントシンクロトロン放射によるテラヘルツ電磁波発生のために開発したマイクロパルスパワー装置の開発及び強磁場生成実験について述べる．第 4 章では，テラヘルツ電磁波の高強度化を目的に開発した

テーパー付きスラブ導波路の開発及びテラヘルツ電磁波の集光実験について述べる．第 5 章では，フラッシュ電離によるテラヘルツ電磁波の周波数制御の原理及び原理実証実験について述べる．第 6 章は，結論であり，本研究で得られた成果をまとめ，本論文の総括を行う．

参考文献

[1] R. W. Hellwarth, Advances in Quantum Electronics, (Columbia University, New York, 1961).

[2] H. W. Mocker, and R. J. Collins, "Mode competition and self-locking effects in a Q - switched ruby laser" Applied Physics Letters **7**, 270 (1965).

[3] P. Maine, and G. Mourou, "Amplification of 1 - nsec pulses in Nd:glass followed by compressionto 1 psec," Optics Letters **13**, 467 (1988).

[4] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, and G. Mourou, "Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification," IEEE J. Quantum Electronics **24**, 398 (1988).

[5] D. Strickland, and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," Optics Communications **56**, 219 (1985).

[6] D. Umstadter, "Laser light splits atom," Nature **404**, 239 (2000).

[7] M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. A. Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H. T. Powell, M. Vergino, and V. Yanovsky, "Petawatt laser pulses," Optics Letters **24**, 160 (1999).

[8] T. Tajima, and J. M. Dawson, "Laser Electron Accelerator," Optics Letters **43**, 267 (1979).

[9] T. Ditmire, J. Zweiback, V. P. Yanovsky, T. E. Cowan, G. Hays, and K. B. Wharton, "Nuclear fusion from explosions of femtosecond laser-heated deuterium clusters," Nature **398**, 489 (1999).

[10] Z. Chang, A. Rundquist, H. Wang, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, "Generation of Coherent Soft X Rays at 2.7 nm Using High Harmonics," Physical Review Letters **79**, 2967 (1997).

[11] X. F. Li, A. L Huillier, M. Ferray, L. A. Lompre, and G. Mainfray, "Multiple-harmonic generation in rare gases at high laser intensity," Physical Review A **39**, 5751 (1989).

[12] D. H. Auston, "Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon," Applied Physics Letters **26**, 101 (1975).

[13] M. Tani, K. Sakai, and H. Mimura, "Ultrafast Photoconductive Detectors Based on Semi-Insulating GaAs and InP," Japan Journal of Applied Physics **36**, L1175 (1997).

[14] D. H. Auston, "Subpicosecond electrooptic shock waves," Applied Physics Letters **43**, 713 (1983).

[15] G. R. Neil, G. L. Carr, J F. Gubeli III, K. Jordan, M C. Martin, W . R. McKinney, M. Shinn, M. Tani, G. P. Williams, and X. C. Zhang, "Production of high power femtosecond terahertz radiation," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **507**, 537 (2003).

[16] D. R. Symes, D. Neely, J. L. Collier, and D. A. Jaroszynski, "Approaches for the Generation of High - Power Terahertz Radiation Using the Extreme Light Infrastructure," AIP Conference Proceedings **1228**, 444 (2009).

[17] A. M. Cook, R. Tikhoplav, S. Y. Tochitsky, G. Travish, O. B. Williams, and J. B. Rosenzweig, "Observation of Narrow - Band Terahertz Coherent Cherenkov Radiation from a Cylindrical Dielectric-Lined Waveguide," Physical Review Letters **103**, 095003 (2009).

[18] D. R. Symes, D. Neely, J. L. Collier, and D. A. Jaroszynski, "Multimode terahertz - wave generation using coherent Cherenkov radiation," Applied Physics Letters **99**, 231503 (2011).

[19] J. Urata, M. Goldstein, M. F. Kimmitt, A. Naumov, C. Platt, and J. E. Walsh, "Superradiant Smith - Purcell Emission," Physical Review Letters **80**, 516 (1998).

[20] H. L. Andrews, C. A. Brau, J. D. Jarvis, C. F. Guertin, A. O'Donnell, B. Durant, T. H. Lowell, and M. R. Mross, "Observation of THz evanescent waves in a Smith-Purcell free-electron laser," Physical Review Special Topics Accelerators and Beams **12**, 080703 (2009).

[21] F. Jahamgiri. "Terahertz Emission from Gas and Atomic Cluster Plasmas Induced by Intense Femtosecond Laser Pulses," PhD Thesis, Kyoto University, (2012).

第2章

コヒーレントシンクロトロン放射による高輝度テラヘルツ電磁波発生

2.1 はじめに

高強度レーザーと固体との相互作用により高エネルギー密度の電子ビームが容易に得られるようになってきた．この電子ビームはレーザーのパルス幅程度の短バンチで発生し，そのエネルギーも数 MeV から数百 MeV と相対論領域で発生する．また電子数は 10^{12} 個程度と従来の発生方法に比べ桁違いに大きい．近年，このような電子ビームは様々な方法により制御され指向性のある電子ビームとして直接扱えるようになってきている [1,2]．高エネルギーかつ高密度の相対論的電子ビームを用いることで，従来にない高輝度の電磁波放射が期待されている．

相対論電子ビームから発生する高輝度の電磁放射のひとつにコヒーレントシンクロトロン放射 (Coherent Synchrotron Radiation ; CSR) がある [3–5]．CSR とは磁場によって電子の軌道が曲げられたときに短バンチの電子ビームから発生するシンクロトロン放射光のうち，位相が揃って発生する電磁波のことである．高エネルギーの電子が波長程度の空間スケールで集群すると，各電子からのシンクロトロン放射は同位相で重畳し，その強度は電子数の 2 乗に比例する．高強度レーザーと固体との相互作用により発生する高速電子の総数は 10^{12} 個にもなるため，その一部が関与しただけでも放射強度は通常のシンクロトロン放射に比べて桁違いに大強度となる．CSR は放射パワーが非常に強く，コヒーレント性の高い放射光源として期待できる．現在まで CSR の発生方法は電子銃から発生する電子ビームを偏向磁石で曲げることによるものであり，様々な実験に利用されている [6–8]．

本章では，超短パルスレーザーと固体との相互作用により発生する高エネルギー密度の短バンチ電子ビームを用いた CSR による高輝度のテラヘルツ電磁波の発生の可能性について述べる．また，従来の偏向磁石を用いた CSR ではなく，小型化と高輝度化を目的にパルス強磁場を用いた CSR について評価を行った．

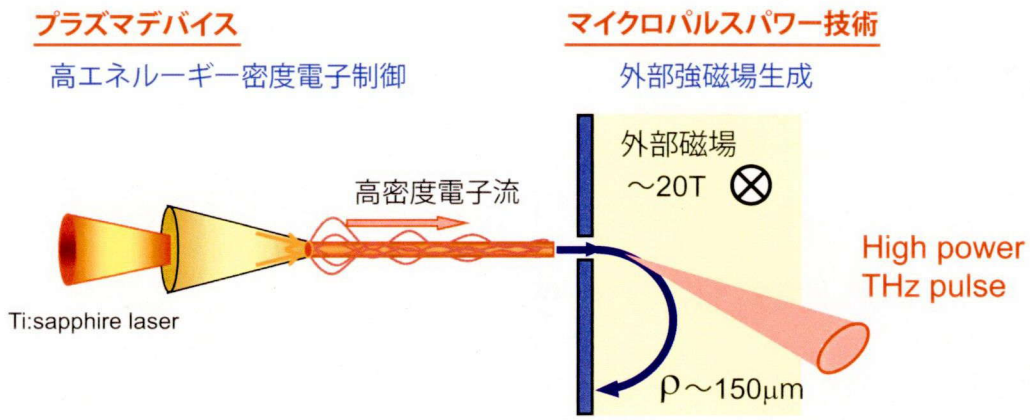

図 2.1 レーザー生成高エネルギー荷電粒子ビームを用いたコヒーレントシンクロトロン放射の概念図.

2.2　シンクロトロン放射光

シンクロトロン放射光は相対論的な速度を持つ電子が磁場中で軌道が曲げられた時に放射する電磁波である．そのスペクトル分布は X 線や紫外領域からマイクロは領域まで広い範囲に及ぶ．シンクロトロン放射光は高い輝度や指向性を有するため優れた光源として利用されている．しかしながら，電子を加速するのに施設が大がかりになるなどの問題点がある．一方，レーザーと固体との相互作用により発生する高速電子は前述したように小型装置で高エネルギーかつ高密度の電子ビームを発生することができる．ここでは，レーザーと固体との相互作用により発生する相対論的荷電粒子を用いたシンクロトロン放射光について述べる．

まず，シンクロトロン放射による電子 1 個の放射パワーを求める．荷電粒子が相対論的速度を持つ場合には放射点と観測点が異なるため遅延時刻を考慮する必要がある．このとき電荷 e のスカラー及びベクトルポテンシャルは Lienard - Wiechert ポテンシャルと呼ばれ，

$$\boldsymbol{\Phi}_n(\boldsymbol{r},t) = \left[\frac{e}{(1-\boldsymbol{\beta}\cdot\boldsymbol{n})}\mathrm{R}\right]_{ret} \tag{2.1}$$

$$\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r},t) = \left[\frac{e\beta}{(1-\boldsymbol{\beta}\cdot\boldsymbol{n})}\mathrm{R}\right]_{ret} \tag{2.2}$$

と表される．ここで，R は電子から観測点までの距離であり，$\boldsymbol{n}$ は電子から観測点方向への単位ベクトルである．また β は電子の速度 v を光速 c で割ったものである．添え字の ret はカッコ内の量が遅延時間で計算されていることを意味する．これについて計算すると，観測点での電場 $\boldsymbol{E}$ 及び磁場 $\boldsymbol{B}$ はそれぞれ，

$$\boldsymbol{B} = [\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{E}]_{ret} \tag{2.3}$$

$$\boldsymbol{E}_n(\boldsymbol{r},t) = e\left[\frac{\boldsymbol{n}-\beta}{\gamma^2(1-\boldsymbol{\beta}\cdot\boldsymbol{n})^3\mathrm{R}^2}\right]_{ret} + \left[\frac{e}{c}\frac{\boldsymbol{n}\times\{(\boldsymbol{n}-\beta)\times\dot{\beta}\}}{(1-\boldsymbol{\beta}\cdot\boldsymbol{n})^3\mathrm{R}}\right]_{ret} \tag{2.4}$$

となる．ここで γ はローレンツ因子であり $\gamma \equiv 1/(1-\beta^2)$ である．また $\dot{\beta} \equiv d\beta/dt$ を光速 c で割ったものである．式 (2.3) と式 (2.4) は加速度 $\dot{\beta}$ が含まれないクーロン場と，含む加速度依存の場に分けることができる．通常放射光源となる電子のエネルギーは $\gamma^{-2} \ll 1$ であるため第 1 項を無視する．式 (2.4) の第 2 項から，単位時間当たりの放射光エルギーを表すラーマの公式を導くことができる．

$$P_{\mathrm{SR}} = \frac{2}{3}\frac{r_e}{m_e c}\left(\frac{d\boldsymbol{p}}{dt}\cdot\frac{d\boldsymbol{p}}{dt}\right) \tag{2.5}$$

ここで m_e は電子の質量であり，電子の古典半径 r_e は，

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2} \tag{2.6}$$

である．また $ds \equiv dt/\gamma$ としたときローレンツ変換，

$$\left(c\frac{d\boldsymbol{p}}{ds}\right)^2 - \left(\frac{dE}{ds}\right)^2 \tag{2.7}$$

は不変量であるとすると，シンクロトロン放射による電子 1 個からの放射パワーは，

$$P_{\mathrm{SR}} = \frac{2}{3}\frac{r_e m_e c^3}{r_{\mathrm{rel}}^2}\beta^4\gamma^4 \tag{2.8}$$

となる．ここで r_{rel} は磁場で曲げられた相対論電子のラーマ半径であり

$$r_{\mathrm{rel}} = \frac{m_e c}{|e|\,B}\sqrt{\left(\frac{E+m_e c^2}{m_e c^2}\right)^2 - 1} \tag{2.9}$$

である．この導出については付録 A で述べる．

図 2.2 に示すように，従来大型装置に用いられる偏向磁石をパルス磁場に変えることができれば，相対論的荷電粒子のラーマ半径が従来の数十 m から数 100 μm へと劇的に小さくなるため，装置の小型化が可能となる．また放射エネルギーはラーマ半径の 2 乗に反比例するため，偏向磁石よりも強いパルス磁場を用いることで放射エネルギーの増加も期待できる．

2.3 コヒーレントシンクロトロン放射光

バンチ長よりも放射される電磁波の波長が長い場合は，それぞれの電子から放射する放射光の位相が揃うため，強度が桁違いに大きくなる．これは，バンチ長が短いほど高い周波数の放射光で位相が揃い，CSR の放射パワーが強くなることを意味する．バンチ長は有限であるためにすべての放射光の位相が完全に一致することはなく，部分的にコヒーレントとなる．そのコヒーレントな放射光とインコヒーレントな放射光の割合を示すバンチ形状因子を用いて議論される [9]．まず，N 個

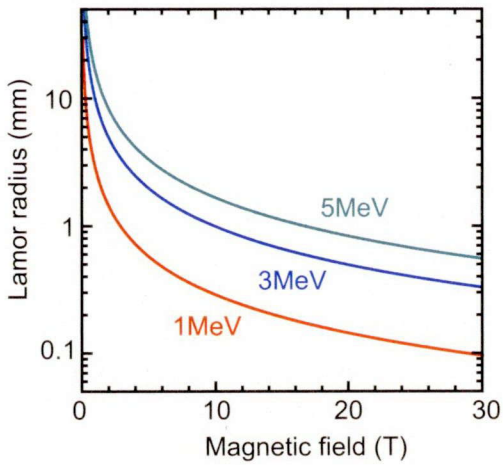

図 2.2 各電子エネルギーにおける磁場強度とラーマ半径の関係.

の電子からなるバンチを考える．簡単のために粒子の運動は進行方向の一次元で考え，各電子からの放射光のパワーは P_{SR} (k) と等しく，位相だけが異なっているものとする．ある点から距離 $z_n(n = 1,\ 2,\ \cdots,\ N)$ だけ離れた N 個の電子について位相を重ね合わせると，波数 k に対しては，

$$\sum_{n=1}^{N} \exp(ikz_n) \tag{2.10}$$

となる．この位相からなる電場をそれぞれ位相 $\exp(ikz_n)$ の電子に影響すると仮定すると，全体の放射光のパワー $P_{\mathrm{all}}(k)$ は，

$$P_{\mathrm{all}}(k) = P_{\mathrm{SR}}(k) \left| \sum_{n=1}^{N} \exp(ikz_n) \right| \tag{2.11}$$

となる．この式を展開して，

$$P_{\mathrm{all}}(k) = NP_{\mathrm{SR}}(k) + \sum_{n \neq m}^{N} \exp[ik(z_n - z_m)] P_{\mathrm{SR}}(k) \tag{2.12}$$

ここで第 2 項は $n \neq m$ を満たす $N(N$ - $1)$ 個の組み合わせについて和をとるものとする．式 (2.12) の第 1 項は通常のインコヒーレントな放射光，そして第 2 項がコヒーレント放射光強度に相当する．ここで，バンチ形状因子 $\mathcal{F}$ を定義する．粒子数 N は非常に大きいと仮定し，z と $z + dz$ の間に含まれる電子線密度 $\lambda(z)$ を導入して積分表示にして書き直すと，

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(k) &= \frac{1}{N(N-1)} \sum_{n \neq m}^{N} \exp[ik(z_n - z_m)] P_{\mathrm{SR}}(k) \\ &= \left[\int \lambda(z) \exp(ikz) dz \right]^2 \end{aligned} \tag{2.13}$$

ここで,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \lambda(z)dz \ = \ 1 \tag{2.14}$$

である．このバンチ形状因子を用いて全体の放射光のパワーは次式で表せる．

$$P_{\mathrm{all}}(k) = NP_{\mathrm{SR}}(k) + N(N-1)\mathcal{F}(k)P_{\mathrm{SR}}(k) \tag{2.15}$$

N が十分に大きいときは,

$$P_{\mathrm{all}}(k) \approx N^2\mathcal{F}(k)P_{\mathrm{SR}}(k) \tag{2.16}$$

となり，電子数の 2 乗に比例する．通常，バンチ内の電子数は 10^{10}〜10^{12} 個であるため，その一部が関与しただけでも放射強度は通常のシンクロトロン放射に比べて桁違いに大強度となる．

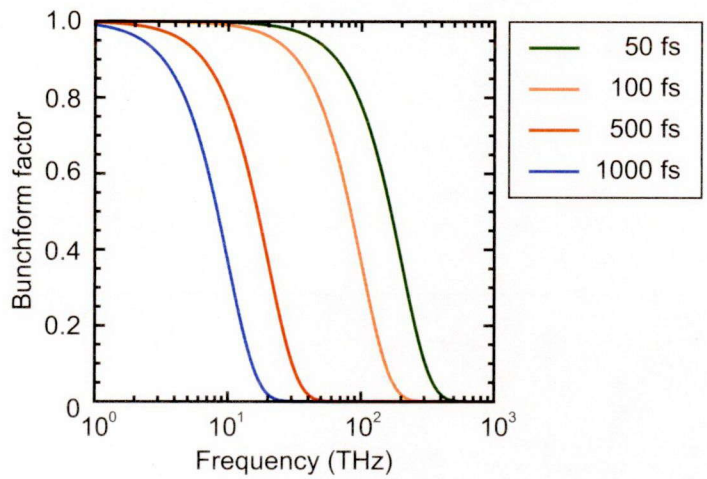

図 2.3 各電子バンチにおける周波数とバンチ形状因子の関係.

また，次のようなバンチ長 σ_z のガウス分布の場合，電子線密度 $\lambda(k)$ は,

$$\lambda(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z}\exp\left[-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right] \tag{2.17}$$

となる．結果としてバンチ形状因子は

$$\mathcal{F}(k) = \exp[-\sigma_z^2 k^2] \tag{2.18}$$

と表せる．ガウス分布に対して全体のエネルギー損失 $P_{\mathrm{all}} = \int P_{\mathrm{all}}(k)dk$ についても解析的に解くことができ,

$$P_{\mathrm{all}} = NP_{\mathrm{SR}} + N(N-1)P_{\mathrm{SR}}T\left(\frac{3\sigma_z\gamma^3}{2r_{\mathrm{rel}}\beta}\right) \tag{2.19}$$

となる．ここで，

$$T(a) = \frac{9}{32\sqrt{\pi}a^3}\exp\left(\frac{1}{8a^2}\right)K_{5/6}\left(\frac{1}{8a^2}\right) - \frac{9}{16a^2} \tag{2.20}$$

であり，$K_{5/6}$ は変形ベッセル関数である．また，第 1 項目がインコヒーレントな放射であり，第 2 項目がコヒーレントな放射である．インコヒーレント放射の周波数スペクトルは，周波数の増加に伴い強度もほぼ線形に増加する．そのため，インコヒーレント放射の周波数スペクトルが電子ビームの放射する電磁波の周波数スペクトルの形状に与える影響は少ない．しかし，コヒーレントな放射の場合はベンチ形状因子に依存し，バンチ形状因子は電子ビームのバンチ長に大きく依存する．図 2.3 に電子ビームのバンチ長を変化させたときのバンチ形状因子の周波数スペクトルを示す．電子のバンチ長が長い場合，電子から放射される電磁波は高周波側では位相が揃わない．そのため高速電子からのテラヘルツ電磁波発生には電子のバンチ長が短い必要がある．またテラヘルツ電磁波の発生には 1 THz では 500 fs の短いバンチ長の電子ビームが必要であり，これを 10 THz まで拡張する場合にはさらに短い 50 fs 以下の短い電子バンチが必要となる．そのため高強度レーザーと固体との相互作用により発生する電子ビームはレーザーのパルス幅程度のバンチ長であるため，CSR による高輝度テラヘルツ電磁波が発生し易いことがわかる．

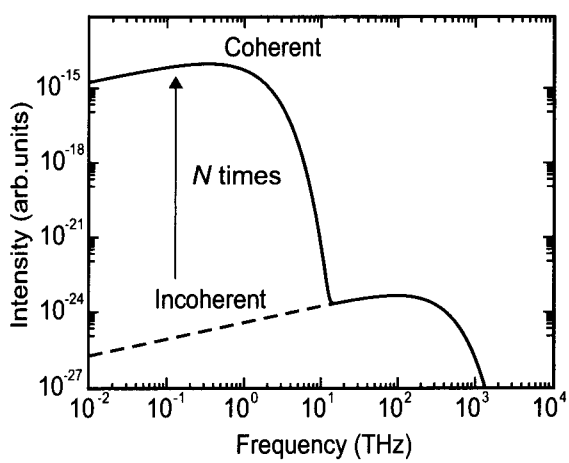

図 2.4 コヒーレント放射とインコヒーレント放射の放射エネルギーの違い．

2.4 コヒーレントシンクロトロン放射の放射分布

電磁波のエネルギーはポインティングベクトルを用いて表わせる．

$$\boldsymbol{S} = \frac{1}{\mu_0}|\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}| \tag{2.21}$$

ここで$\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$はそれぞれ電磁波の電場と磁場である．電荷から距離 R にだけ離れた単位立体角あたりのエネルギーは,

$$\frac{dP(t)}{d\Omega} = \mathrm{R}^2(\boldsymbol{S}\cdot\boldsymbol{n}) = \frac{1}{\mu_0 c}\left|\mathrm{R}\boldsymbol{E}\right|^2 \tag{2.22}$$

である．上式で$\boldsymbol{E}$ は遅延時 t' の関数として与えられるので，単位遅延時間あたりの量に書き直すと,

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{dP(t)}{d\Omega}\frac{dt}{dt'} = \frac{dP}{d\Omega}(1-\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{\beta}) \tag{2.23}$$

となる．式 (2.3)，式 (2.4)，式 (2.22)，式 (2.23) を用いると 1 個の電子が任意の軌道を持つ場合に観測される放射パワーの角度分布は,

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi c}\frac{\left|\boldsymbol{n}\times\{(\boldsymbol{n}-\boldsymbol{\beta})\times\dot{\boldsymbol{\beta}}\}\right|^2}{(1-\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{\beta})^5} \tag{2.24}$$

となる．$\boldsymbol{\beta}$ と $\dot{\boldsymbol{\beta}}$ が平行の場合と垂直の場合についてそれぞれ書き直すと,

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{e^2\dot{\beta}^2}{4\pi c^3}\frac{\sin^2\theta}{(1-\beta\cos\theta)^5} \qquad (\beta//\dot{\beta}) \tag{2.25}$$

$$\frac{dP(t')}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi c^3}\frac{\left|\dot{\beta}^2\right|}{(1-\beta\cos\theta)^3}\left[1-\frac{\sin^2\theta\cos^2\phi}{\gamma^2(1-\beta\cos\theta)^2}\right] \qquad (\beta\perp\dot{\beta}) \tag{2.26}$$

となる．一般的にシンクロトロン放射の電子の運動は加速度 $\boldsymbol{\beta}$ は $\dot{\boldsymbol{\beta}}$ に垂直となる．また電子の速度が光速に近づくにつてれて放射パワーの角度分布は電子の進行方向に鋭く集中し，CSR の強度も著しく増加する．これは $\beta\approx 1$ 及び $\theta \ll 1$ のとき，上式の分母が 0 に近づくために起こる．

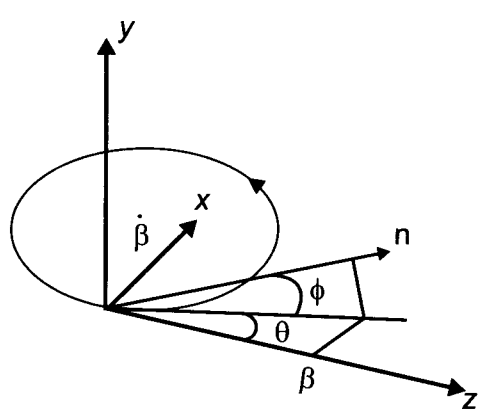

図 2.5 放射場の角度定義.

$(1 - \beta\cos\theta)^{-1}$ が最大値の 1/2 になる角度を θ_{SR} とすると，

$$\theta_{\mathrm{SR}} = \sqrt{2\left(\frac{1}{\beta} - 1\right)} = \frac{1}{\gamma} \tag{2.27}$$

となり，この広がり角の中にほとんど全ての放射パワーが存在するため，放射光の指向性が高いことが分かる．また，$\omega \ll \omega_c$ となる低い周波数では，

$$\langle\, \theta_{\mathrm{SR}}^2 \rangle^{1/2} \sim \left(\frac{3c}{\omega r_{\mathrm{rel}}}\right)^{1/3} = \frac{1}{\gamma}\left(\frac{2\omega_c}{\omega}\right)^{1/3} \tag{2.28}$$

となる．ここで臨界周波数 ω_c は高い周波数の限界付近を指し，次式に定義される．

$$\omega_c = \frac{3}{2}\gamma^3 \frac{c}{r_{\mathrm{rel}}} \tag{2.29}$$

つまり，遮断周波数は電子のエネルギーと磁場に大きく依存する．また，これより高い周波数では放射光の強度は急激に小さくなる．

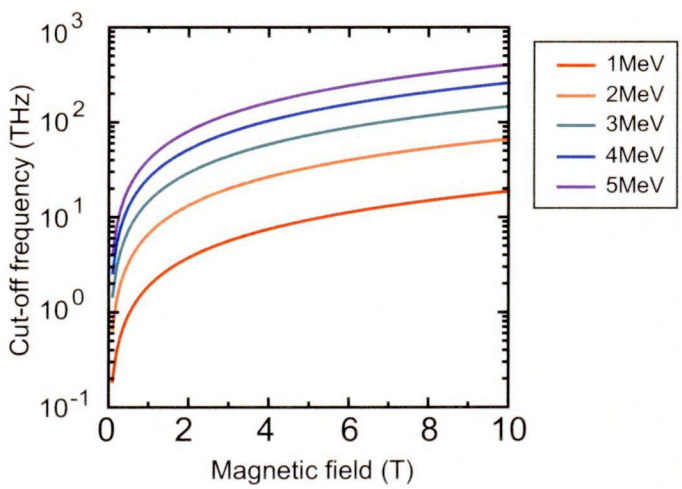

図 2.6 各電子エネルギーの磁場と遮断周波数の関係．

次に CSR による放射スペクトルとそのエネルギーについて評価を行う．任意に加速度運動をしている相対論粒子による放射は，瞬間的には円軌道上を一定の速さで運動してる粒子からの放射と同じである．放射は速度ベクトルの方向を軸とする細い円錐状に放射される．このビーム状の放射が観測点を横切るとき，短いパルス状の放射として観測される．

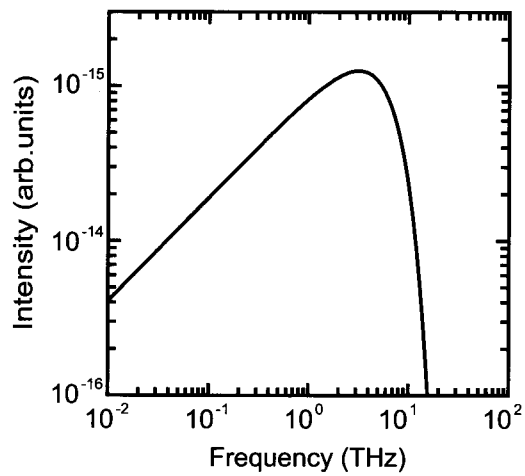

図 2.7 CSR の放射スペクトル.

θ 方向に単位立体角あたりに放射される単位振動数域あたりのエネルギーは次式で表される.

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{3\pi^2 c}\left(\frac{\omega r_{\mathrm{rel}}}{c}\right)^2\left(\frac{1}{\gamma^2+\theta^2}\right)^2\left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\theta^2}{(1/\gamma^2+\theta^2)}K_{1/3}^2(\xi)\right] \tag{2.30}$$

$$\xi = \frac{\omega r_{\mathrm{rel}}}{3c}\left(\frac{1}{\gamma^2}+\theta^2\right)^{3/2} \tag{2.31}$$

となる. 例えば, 電子エネルギー 1 MeV, 電子数 10^{11} 個, バンチ長 100 fs の電子が 20 テスラの磁場で曲げられた時の $\theta = 1/\gamma$ 方向に放射されるスペクトルは図 2.7 のようになり, 3.2 THz にピークを持った分布となる.

さらに式 (2.30) を周波数について積分すると放射エネルギーの角度分布を求めることができる.

$$\frac{dI}{d\Omega} = \frac{7}{16}\frac{e^2}{r_{\mathrm{rel}}}\frac{1}{(1/\gamma^2+\theta^2)^{5/2}}\left[1+\frac{5}{7}\frac{\theta^2}{1/\gamma^2+\theta^2}\right] \tag{2.32}$$

これは式 (2.30) と同様 [ ] 内の第 1 項は軌道面内に偏りをもつ放射に対応し, 第 2 項目は軌道面に垂直な偏りの放射である. 角度について積分をした場合, 平行な偏りで放射されるエネルギーは, 垂直な偏りで放射されるエネルギーの 7 倍となる. つまり, 相対論運動をしている電子からの放射は運動面内に極めて強く偏っている.

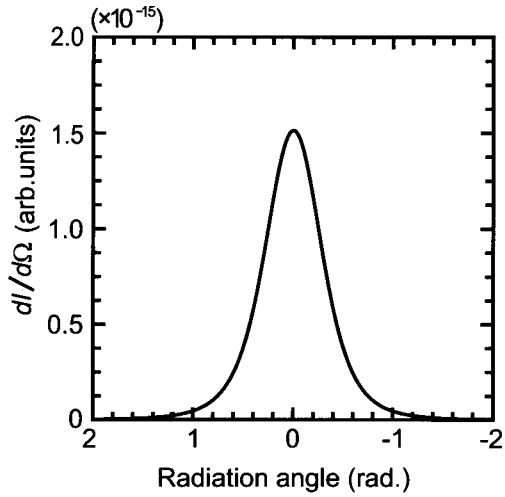

図 2.8 CSR の放射エネルギー分布.

2.5 高強度電磁場による粒子の相対論運動

電磁波を物質に照射する場合，最初に電磁波の電場から直接力を受ける粒子は質量の最も軽い電子である．z 軸方向に伝搬する電磁波がプラズマ中に入射されたとき，そこにある単一電子の非相対論的な運動方程式は，

$$m_e \frac{\boldsymbol{v}_e}{dt} = -e(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \tag{2.33}$$

と表される．電場を $\boldsymbol{E} = E_0 \mathbf{e}_x \cos(k_L z - \omega_L t)$ とすると，電場中の電子の電磁波の伝搬軸 z と垂直な方向 x に振動する速度は

$$v_x = -\frac{eE_0}{m_e \omega_L} \sin(k_L z - \omega_L t) \tag{2.34}$$

となる．ここでの $eE_0/m_e\omega_L$ は電子の振動速度を示している．

次に電子の相対論運動する指標となる強度パラメーターについて説明する．電子の静止エネルギーで規格化されたベクトルポテンシャルは次式で表される．

$$\boldsymbol{a} = \frac{e\boldsymbol{A}}{m_e c^2} \tag{2.35}$$

ここで $\boldsymbol{A}$ は電磁波パルスのベクトルポテンシャルであり，$\boldsymbol{A} = A_0 \mathbf{e}_x \cos(k_L z - \omega_L t)$ である．ϕ をスカラーポテンシャルとすると電場と

$$\boldsymbol{E} = \nabla\phi - \frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial x} \tag{2.36}$$

の関係がある．また，真空中では $E_0 = \omega A_0 c$ より，式 (2.35) は，

$$a_0 = \frac{e\,|E_0|}{m_e \omega_L c} \tag{2.37}$$

となり式 (2.34) で示した，電子の振動速度を光速 c で割った値となる．そのため a_0 を用いて，$a_0 > 1$ のときは相対論，$a_0 < 1$ のときは非相対論と定義される．$a_0 > 1$ のときは振動速度は光速を越えることになってしまうが，実際は速度が増すにつれて電子の質量が増加するため光速を超えることはない．また，電磁波の強度と電場は

$$I = \frac{c}{8\pi}\,|\boldsymbol{E}|^2 \tag{2.38}$$

の関係があるため，式 (2.38) は電磁波の強度 I と波長 λ_L を用いて

$$a_0 \simeq 8.6 \times 10^{-10}\sqrt{I}\lambda_L[\mu\mathrm{m}][\mathrm{W/cm^2}] \tag{2.39}$$

となる．

つまり，a_0 は電磁波の強度と波長の長さに比例するため，波長が長いほうが a_0 の値が大きくなる．また，イオンに関しては電子の質量 m_e をイオンの質量 $m_\mathrm{i} = 1836\ m_e$ に置き換えて計算することで求めることができる．電子とイオンそれぞれの相対論領域までの加速に必要な電磁波の強度を従来の超短パルスレーザー波長を用いた場合とテラヘルツ電磁波の波長を用いて比較た場合で比較を行った．その結果を表 2.1 に示す．これより電子とイオンを相対論領域まで加速させるために必要なテラヘルツ電磁波の強度は，超短パルスレーザーの強度と比較して 5 桁低くても可能であることが分かる．

		電子	イオン
電磁波の波長		強度 (W/cm^2)	
800 nm	(超短パルスレーザー)	1.4×10^{18}	4.6×10^{24}
300 μm	(テラヘルツ電磁波)	9.7×10^{12}	3.3×10^{19}

表 2.1 粒子が相対論運動するために必要となる電磁波の強度．

さらにテラヘルツ電磁波を回折限界 (1 THz = 300 μm) まで集光した場合，電子とイオンを相対論領域までの加速させるために必要なエネルギーはそれぞれ 6.9 GW と 2.3×10^7 GW となる．次に，CSR により電子を相対相対論領域まで加速させるために必要となる磁場について評価を行う．電子のエネルギーを 1 MeV，電子数 10^{11} 個，バンチ長を 100 fs とした場合，CSR の放射パワー 6.9 GW に達するために必要となる磁場は式 (2.19) より求めることができる．計算の結果，磁場強度は 4.8 テスラあれば目標の放射強度に達する．またイオンの相対論領域までの加速については磁場の設計を含め，次章で述べる．

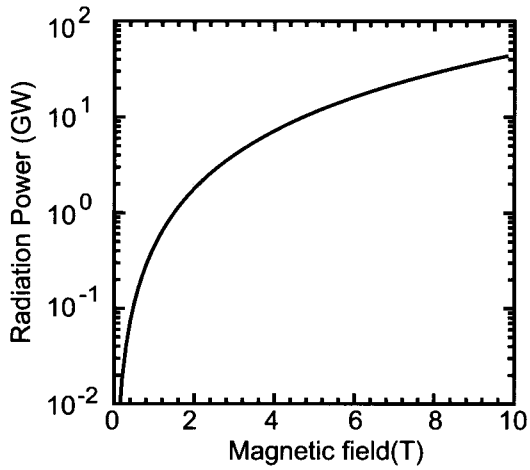

図 2.9 磁場と CSR の放射パワーの関係.

2.6 まとめ

本章では，レーザーと固体との相互作用により発生する高エネルギー密度電子流を用いたコヒーレントシンクロトロン放射からの高輝度テラヘルツ電磁波発生について説明し，評価を行った．そのまとめは以下の通りである．

(1) シンクロトロン放射の原理について述べた後，コヒーレントシンクロトロン放射の放射機構について述べた．そして，インコヒーレントなシンクロトロン放射とコヒーレントなシンクロトロン放射の違いについて述べた．

(2) 高強度レーザーと固体との相互作用により発生する高エネルギー密度電子ビームは，電子数が他の発生方法に比べて桁違いに多く，電子のバンチ長が非常に短い特徴があるため，テラヘルツ帯での CSR に対して優位に働くことを示した．テラヘルツ領域の CSR の発生には電子バンチが 0.5 ps 以下である必要があることを示した．

(3) CSR の放射スペクトルとエネルギー分布について導出を行い，それぞれについて評価を行った．

(4) CSR により発生する高輝度テラヘルツ電磁波を用いて電子の相対領域まで加速させるために必要となる電磁波の放射パワーについて評価を行い，その発生に必要となる磁場について評価を行った．CSR により電子が相対論領域まで加速にするために必要となる放射パワーを達成するには 4.8 テスラ以上の磁場が必要であることを示した．

参考文献

[1] R. Kodama, Y. Sentoku, Z. L. Chen, G. R. Kumar, S. P. Hatchett, Y. Toyama, T. E. Cowan, R. R. Freeman, J. Fuchs, Y. Izawa, M. H. Key Y. Kitagawa K. Kondo T. Matsuoka, H. Nakamura, M. Nakatsutsumi, P. A. Norreys, T. Norimatsu, R. A. Snavely, R. B. Stephens, M. Tampo, K. A. Tanaka, and T. Yabuuchi, "Plasma devices to guide and collimate a high density of MeV electrons," Nature **432**, 1005 (2004).

[2] T. Hosokai, K. Kinoshita, A. Zhidkov, A. Maekawa, A. Yamazaki, and M. Uesaka, "Effect of External Static Magnetic Field on the Emittance and Total Charge of Electron Beams Generated by Laser-Wakefield Acceleration," Physical Review Letters **97**, 075004 (2006).

[3] J. Schwinger, "On the Classical Radiation of Accelerated Electrons," Physical Review Letters **75**, 1912 (1949).

[4] T. Nakazato, M. Oyamada, N. Niimura, S. Urasawa, O. Konno, A. Kagaya, R. Kato, T. Kamiyama, and Y. Torizuka, T. Nanba Y. Kondo, Y. Shibata, K. Ishi, T. Ohsaka, and M. Ikezawa, "Observation of coherent synchrotron radiation,". Physical Review Letters **63**, 1245 (1989).

[5] G. L. Carr, M. C. Martin, W. R. McKinney, K. Jordan, G. R. Neil, and G. P. Williams, "High-power terahertz radiation from relativistic electrons," Nature **420**, 153 (2002).

[6] 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, and M. Ikezawa, "Observation of coherent synchrotron radiation," Physical Review Letters **63**, 1245 (1989).

[7] A. -S. Muller, I. Birkel, B. Gasharova, E. Huttel, R. Kubat, Y. -L. Mathis, D. A. Moss, W. Mexner, R. Rossmanith, S. Wuensch, P Wesolowski, F. Perez, M. Pont, and C. J. Hirschmugl, "Far infrared coherent synchrotron edge radiation at ANKA," Proceedings of EPAC **2005**, 2518 (2005).

[8] R. Muller, A. Hoehl, R. Klein, G. Ulm, M. AboBakr, K. Burkmann-Gehrlein, J. Feikes, M. V. Hartrott, J. S. Lee, J. Rahn, U. Schade, and G. Wustefeld, "Coherent synchrotron radiation at the metrology light source," Proceedings of EPAC **2008**, 2058 (2008).

[9] J. S. Nodvick, and D. S. Saxon, "Suppression of Coherent Radiation by Electrons in a Synchrotron," Physical Review Letters **96**, 180 (1954).

第3章

コヒーレントシンクロトロン放射のためのマイクロパルスパワー装置の開発

3.1 はじめに

小型装置でCSRにより高輝度テラヘルツ電磁波を発生するには，高エネルギー密度の電子源とそれを曲げるための強磁場が必要となる．近年，高密度かつ指向性のあるフェムト秒の電子ビームがレーザーと固体ターゲットやガス標的との相互作用により発生できるようになってきている．

本章では，高強度レーザーと固体との相互作用により発生する高エネルギー密度電子流を用いたCSRのためにマイクロパルスパワー装置の開発及び強磁場生成実験を行った．まずコイルの設計とそれに電流を供給するためのマイクロパルスパワー装置の開発について述べる．その後，生成した磁場について実験的に評価を行った．

3.2 高速低インピーダンスパルスパワー装置の開発

3.2.1 強磁場生成用コイル

この小節では強磁場を生成するパルスコイルの設計について述べる．強磁場はパルス電流をコイルに流すことにより生成され，その電源は一般的にコンデンサーが用いられる．磁場の発生に必要なエネルギーはおおよそ磁場発生空間の体積に比例するため，コイルのサイズを小さくすれば電源のエネルギーは小さくすることができ，装置の小型化が可能となる．

パルスコイルの製作には，磁場の時間幅と磁場の空間分布が重要となる．前者はマイクロパルスパワー装置のインダクタンスと静電容量により決定される．CSRに用いる電子ビームは照射レーザーのパルス幅程度で発生するため，そのバンチ長は数十フェムト秒となる．一般的な放電回路のパルス幅は数100 nsであるため，電子バンチは磁場のパルス幅に対して十分に短い．つまり，マイクロパルスパワー装置の設計ではパルス幅の条件を十分満たすため，磁場強度に注目して設計すればよい．後者は高速電子が磁場中を通過する位置での磁場強度が重要となる．これはコイルの形状に大きく依存するため設計が重要となる．

本研究では電子ビームをコイルの端面から1 mmのところを通過させることを仮定し，コイルの設計及び製作を行った．CSRにより発生する高輝度テラヘルツ電磁波を用いて電子が相対論運動するための放射エネルギーはおおよそ7 GW必要であることを節2.5で示した．その放射エネルギー

に必要となる磁場強度は 4.8 テスラであり，その磁場強度以上の磁場生成を目標にマイクロパルスパワー装置とパルスコイルの設計を行った．

磁場の強さはコイルの巻き数に比例するため同じ空間でより大きな磁場を発生できるようにコイルを多層に巻く必要がある．パルスコイルが生成する磁場は内径 a と無次元のパラメータである α および β で定義される．ここで $a\alpha$ は外形半径であり，$2a\beta$ は軸方向の長さである．巻き数 N_{coil} のコイルに I の電流が流れている時，コイル中心における磁場 B_0 は

$$B_0 = \mu_0 \frac{N_{\mathrm{coil}} I}{2a} \frac{1}{\alpha - 1} \ln \frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}{1 + \sqrt{1 + \beta^2}} \tag{3.1}$$

で表される [1]．また，中心軸上で中心から $z = a\zeta$ だけ離れた点における磁場 $B(\zeta)$ は，

$$B(\zeta) = \mu_0 \frac{N_{\mathrm{coil}} I}{2\alpha\beta} \frac{\Gamma(\alpha, \beta + \zeta) + \Gamma(\alpha, \beta - \zeta)}{2} \tag{3.2}$$

で表せる．ここで，

$$\Gamma(\alpha, \beta) = \frac{\alpha\beta}{a} \frac{1}{\alpha - 1} \ln \frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}{1 + \sqrt{1 + \beta^2}} \tag{3.3}$$

である．コイルのインダクタンスは次式で表される．

$$L_{\mathrm{coil}} = \frac{\mu_0 \pi}{8} a \frac{(\alpha + 1)^2}{\beta} {N_{\mathrm{coil}}}^2 g(\alpha, \beta) \tag{3.4}$$

ここで g は形状によって決まる因子であり，

$$g(\alpha, \beta) = \left(1 + 0.225 \frac{\alpha + 1}{\beta} + 0.64 \frac{\alpha - 1}{\alpha + 1} + 0.42 \frac{\alpha - 1}{\beta}\right)^{-1} \tag{3.5}$$

である [2]．また，コイルの抵抗は次式で表される．

$$R_{\mathrm{coil}} = \frac{\rho(T)}{f} \frac{{N_{\mathrm{coil}}}^2}{a} \frac{\pi}{2} \frac{\alpha + 1}{\beta(\alpha - 1)} \tag{3.6}$$

ここで ρ(T) は温度により変化する抵抗であり，f はコイルの中で導体が占める体積の割合である．

強磁場の生成に重要となる要素として，コイルに使用する材料が重要となる．強磁場を生成に伴ってその反作用の力としてマックスウェル応力が働く．マックスウェル応力は，

$$T = \frac{B^2}{2\mu_0} \tag{3.7}$$

で表すことができ，軸に平行な方向では収縮する向き，垂直な方向では外側に広げようとする向きに働く．そのため磁場が強くなると，この応力によりコイルが破壊されてしまう．図 3.1 にコイル作成時に用いられる代表的な材料の導電率とマクスウェル応力から計算した最大磁場強度を示す．本研究において目標値となる 4.8 テスラの磁束密度はどの材料でもマクスウェル応力に耐えるだけの強度を持っていることが分かる．また，磁場の強さは電流に比例するため導電率の良い材料が必要となる．そのため本研究では強度が高く，導電率の高い材料である銅を用いることにした．本研

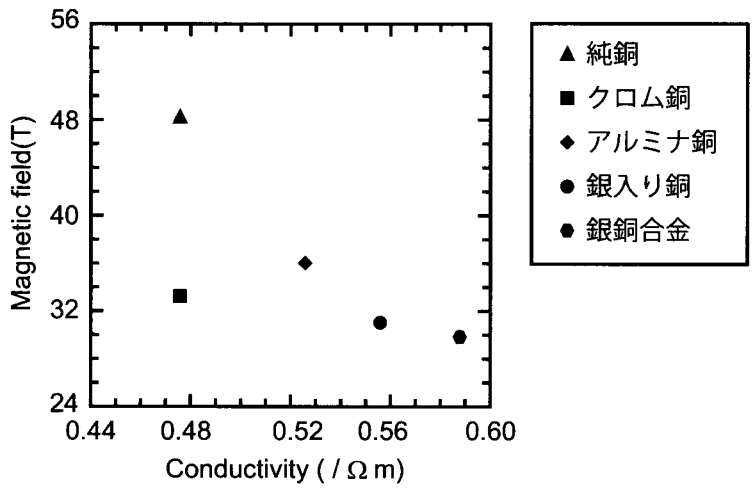

図 3.1 各材料の導電率と最大磁場強度の関係.

究で作成したコイルは式 (3.4)，式 (3.6) よりインダクタンスは 40 nH，電気抵抗 0.8 Ω である.

3.2.2 導波路

コイルにエネルギーを輸送する導波路はコイルと電源のインピーダンスの整合とる必要がある. コイルのインピーダンス Z_{coil} は 1 Ω となりインピーダンス整合を取るために導波路及び電源部を 1 Ω の低インピーダンスで作成する必要がある.

本研究のマイクロパルスパワー装置の導波路はストリップライン線路で製作した. ストリップラインは導波路自体の厚さを薄くでき，かつ容易に高電圧を扱えるのが特徴であり，導波路の持つインダクタンスと静電容量を小さくすることができる. また，回路の途中で電流，電圧の反射を防ぐためにスイッチからコイルまでを 1 枚の銅板で作成し，導波路の間はカプトンシートで絶縁している. インピーダンスの整合が取れている状態での受端電圧は充電電圧 V_0 とした場合，$1/2V_0$ となる. また，ストリップ線路のインピーダンスは

$$Z_{\mathrm{Line}} = \frac{120\pi}{\sqrt{\varepsilon_r}}\left[\frac{W}{d} + 1.393 + 0.667\ln\left(\frac{W}{d} + 1.444\right)\right]^{-1} \tag{3.8}$$

で表される. 銅板の幅 W は 33 mm，両導波路の絶縁に用いたカプトンシート厚さ d は 0.15 mm である. また，カプトンシートの誘電率 ε_r は 3.4 F/m である. 式 (3.8) より，本研究で作成した導波路のインピーダンスは 0.91 Ω である.

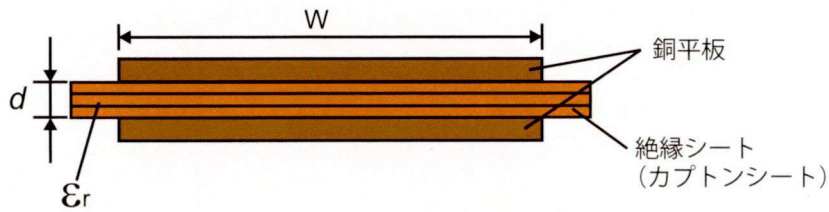

図 3.2 ストリップライン線路の概略図.

3.2.3 レーザートリガーギャップスイッチ

小型装置で強磁場を生成するには同じ充電電圧，静電容量でコイルに供給できる電流量を増やすことが重要となる．最大磁場は式 (3.1) で示したようにコイルに流れる電流に比例し，その電流量は充電電圧を上げるかインダクタンスを減少させることで増加させることができる．前者は充電電圧は各回路の素子の耐圧により決定される．後者は前小節 3.2.2 で説明したストリップライン導波路の技術を含め，電気回路のもつインダクタンスを減らすことが強磁場生成に繋がる．低インピーダンスのパルスパワー装置では装置自体のインダクタンスとスイッチがもつインダクタンスの大きさが同程度になる．そのため本研究では回路インダクタンスを低下させる方法として，レーザー光をトリガーとしたスパークギャップスイッチ（Laser Trigger Spark Gap ; LTSG）を開発し [3, 4]，並列で動作させるようにした．また，LTSG はレーザー光をトリガーとして使うためレーザー実験において同期がとり易く，ジッターが他のスイッチに比べて非常に小さいため複数のスイッチを同期して動作できる特徴を持つ．そのため多点で構成することでスイッチの低インダクタンス化が可能となる．例えば，LTSG を並列に n 個用いると，電気回路のインダクタンスは 1/n になると同時に，コンデンサーバンクの静電容量は n 倍にすることができる．本装置のスイッチの数とインダクタンスの関係については小節 3.4.1 の実験で述べる．

3.2.4 LCR 放電回路

マイクロパルスパワー装置にコイルを接続した時の等価回路を図 3.3 に示す．ここでコンデンサーの容量を C，導波路を含むコンデンサー電源源の残留インダクタンスを L_{s}，残留抵抗を R_{s} とし，コイルのもつインダクタンスを L_{L}，抵抗を R_{L} とする．L_{s} と R_{s} はそれぞれ L_{L}，R_{L} に比べて十分小さい ($Ls \gg L_{\mathrm{L}}, Rs \gg R\mathrm{L}$)．ここでは回路の全インダクタンス $L(=L_{\mathrm{L}}+L_{\mathrm{s}})$，全抵抗を $R(=R_{\mathrm{L}}+R_{\mathrm{s}})$ と定義する．コンデンサーに充電した後，スイッチを入れたときのコイルを通る電流 $I(t)$ に関する微分方程式は，

$$L\frac{d^2I(t)}{dt^2} + R\frac{dI(t)}{dt} + \frac{I(t)}{C} = 0 \tag{3.9}$$

で与えられる．回路の抵抗 R が非常に小さく，$R = 0$ と近似できる場合の電流は，

$$I(t) = I_0 \sin\omega_0 t \tag{3.10}$$

となる．ここで I_0 は最大電流，ω_0 は角振動数であり，

$$I_0 = V_0\sqrt{\frac{C}{L}} \tag{3.11}$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{3.12}$$

で与えられる．図 3.3 における減衰定数を，

$$\gamma = \frac{1}{2}R\sqrt{\frac{C}{L}} \tag{3.13}$$

とすると γ の条件により異なった電流の波形が得られる．$\gamma < 1$ の不足制動の場合には，減衰振動の解となり，

$$I(t) = I_0\frac{\omega_0}{\omega}\sin\omega t \tag{3.14}$$

で表される．ここで，$\omega = \omega_0\sqrt{1-\gamma^2}$，$\tau = 2L/R$ である．また γ >1 の過制動の場合には，

$$I(t) = I_0\frac{\omega_0}{\omega^*}e^{-t/\tau}\sinh\omega^* t \tag{3.15}$$

となる．ただし，$\omega^* = \omega_0\sqrt{\gamma^2-1}$ である．$\gamma = 1$ の臨界制動の場合には，

$$I(t) = I_0\omega t e^{-t/\tau} \tag{3.16}$$

となり，電流は最も早く減衰する．本研究で作成したマイクロパルスパワー装置は $L = 186$ nH，$R = 6\ \Omega$，$C = 64.8$ nF より $\gamma > 1$ となり式 (3.14) の減衰振動をする放電波形となる．

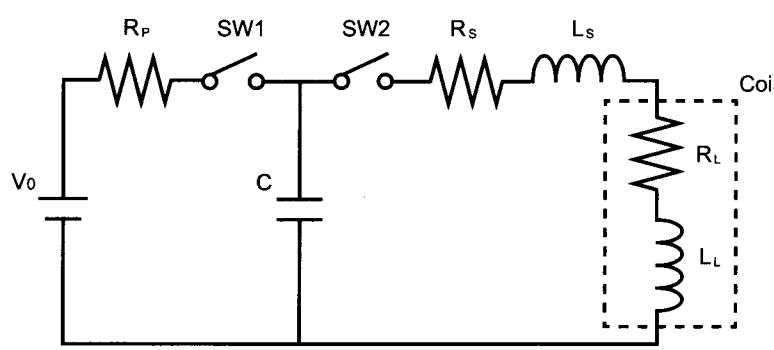

図 3.3 LCR 回路図.

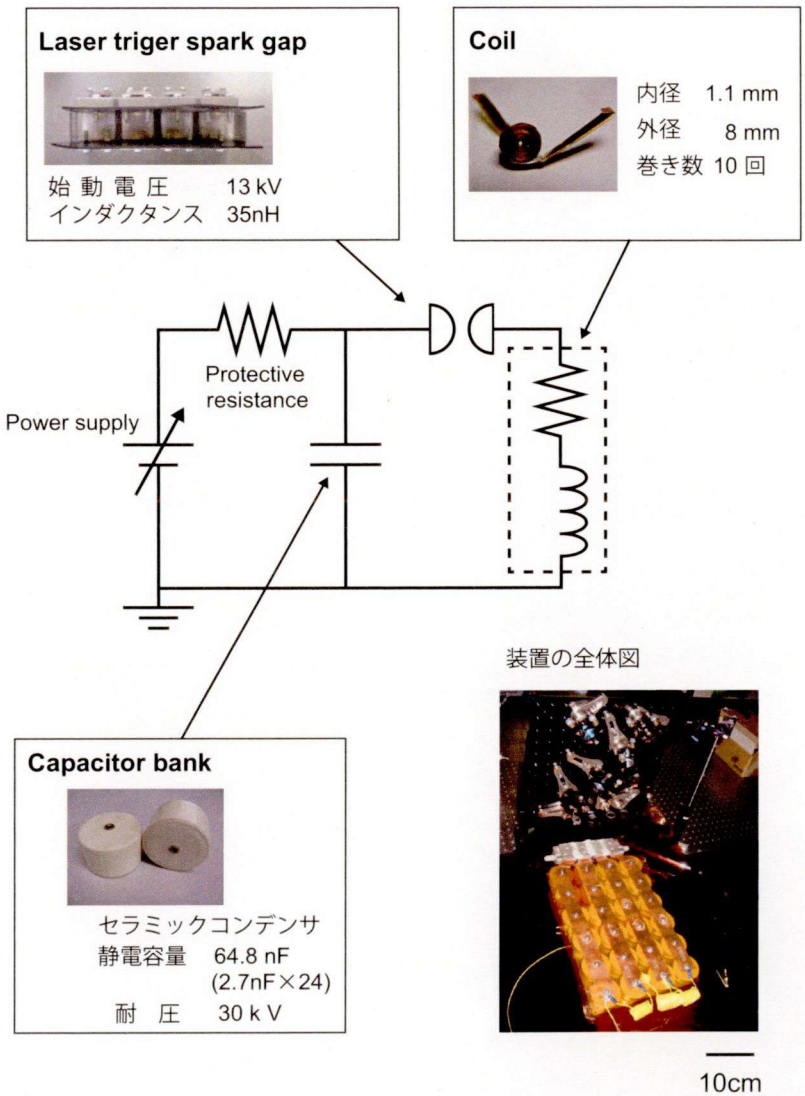

図 3.4 開発したマイクロパルスパワー装置.

3.3　パルス磁場の測定方法

パルス磁場の測定はループのコイルを作成することにより，そこに発生する誘導起電力を測ることで，直接放電回路に触れることなく磁場を測定することができる．本実験ではこれをピックアップコイルと呼ぶ．ピックアップコイルによる磁場の測定原理は，アンペアの法則に従い，コイルの断面積 S，巻き数 N のコイルを貫く磁束密度 B_{pick} が変化するとき，ピックアップコイルに発生する誘起電力 V_{p} より求めることができる．

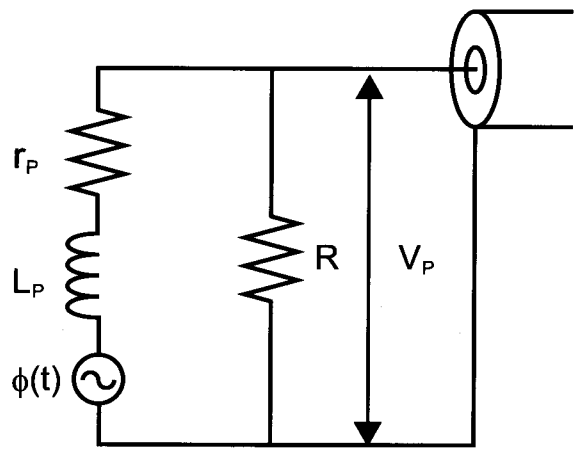

図 3.5 ピックアップコイルの等価回路図.

本実験で使用したピックアップコイルの等価回路を図 3.5 に示す．ここで L_{p} はピックアップコイルに使用した銅線の持つインダクタンスであり，そのインピーダンスは 42 Ω である．また銅線の持つ抵抗 $\mathrm{r_p}$ は 0.4 Ω である．本実験で作成したピックアップコイルと並列に 4.8 Ω の抵抗 R を入れ，その両端に印加される電圧 V_{p} から磁束密度 ϕ を求めることができる．ピックアップコイルに発生する誘起電力は次式で表される．

$$V_{\mathrm{p}} = \frac{d\phi}{dt} \tag{3.17}$$

ここで，$i = \phi/L_{\mathrm{p}}$ より，

$$V_{\mathrm{p}} = L_{\mathrm{p}}\frac{di}{dt} + (R + r_{\mathrm{p}})i \tag{3.18}$$

となる．これをラプラス変換して，

$$V_{\mathrm{p}}(s) = \frac{\phi(s)s}{L_{\mathrm{p}}s + (r_{\mathrm{p}} + R)}R \tag{3.19}$$

が得られる．ただし，s はラプラス演算子であり，ϕ(s) はピックアップコイルを貫通する磁束のラプラス変換された変数である．$Ls \gg R + r$ の時，

$$v(s) \approx \frac{R + r_{\mathrm{p}}}{L}\phi(s) \tag{3.20}$$

となり，これを逆ラプラス変換して電圧の時間波形 $V(t)$ を得る．

$$V(t) \approx \frac{R + r_{\mathrm{p}}}{L}\phi(t) \tag{3.21}$$

つまり，ピックアップコイルに発生した誘導起電力を測定することでその位置の磁束を得ることができる．さらにはこの磁束をピックアップコイルの断面積と巻き数で割ることで磁束密度 B_{pick}

を求めることができる．測定位置での磁束密度は，

$$B_{\mathrm{pick}}(t) = \frac{\phi(t)}{NS} = \frac{1}{NS}\frac{L}{R+r_{\mathrm{p}}}V(t) \tag{3.22}$$

となり，出力電圧 $V(t)$ と測定位置の磁場の関係を得ることができる．

3.4 実験と考察

3.4.1 スイッチの並列動作による装置の低インダクタンス化

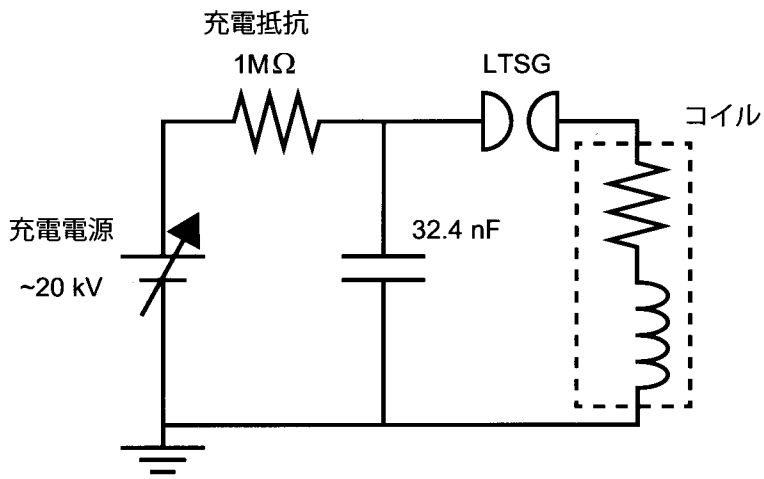

図 3.6 実験装置の等価回路図.

本研究ではレーザー実験で同期が取り易いように電源スイッチ素子として LTSG を採用している．さらに，スイッチ自体の持つインダクタンスを小さくするために多点で構成していることについては既に小節 3.2.3 で述べた．この小節では LTSG を多点で動作させることで実際に回路のインダクタンスが小さくなっているかを明らかにする．実験装置の等価回路図を図 3.6 に示す．回路の構成は静電容量 32.4 nF のコンデンサを 20 kV まで充電したあと YAG laser (エネルギー 60 mJ，波長 532 nm) を使い LTSG を動作させコイルに電流を流し強磁場生成させる．実験条件は真空 10^{-5} Torr のチャンバー内でコイルに放電を行い磁場を生成した．コイルは内径 1.6 mm，巻き数 4 回巻きのコイルを使用した．本実験では測定誤差の影響を減らすために強磁場生成実験と異なり LTSG 以外の電気回路の持つインダクタンス，静電容量を小さくして実験を行った．磁場の測定にはピックアップコイルを用い，磁場により発生する誘導起電力をオシロスコープを用いて計測した．本実験で使用したピックアップコイルは巻き数 1 回、内径直径 1 mm である．

スイッチはトリガーのレーザー光を遮蔽して，1 つに入射した場合，2 つに入射した場合，4 つ全てに入射した場合の 3 通りで実験を行った．動作したスイッチが他のスイッチに関わらないようにスイッチ 1 つ，1 つはそれぞれ区別し，導波路の途中で 1 つに合わせてコイルと接続した．コンデンサーバンク側は 1 つのスイッチにコンデンサ列（2.7 nF × 3）を接続した．各コンデンサ列はスイッチが動作した数十 ns の電位の変化を他のコンデンサ列に伝搬させないように，コンデンサー列の間にコイルを挟むことで急な立ち上がりの変化を遮断するようにしている．

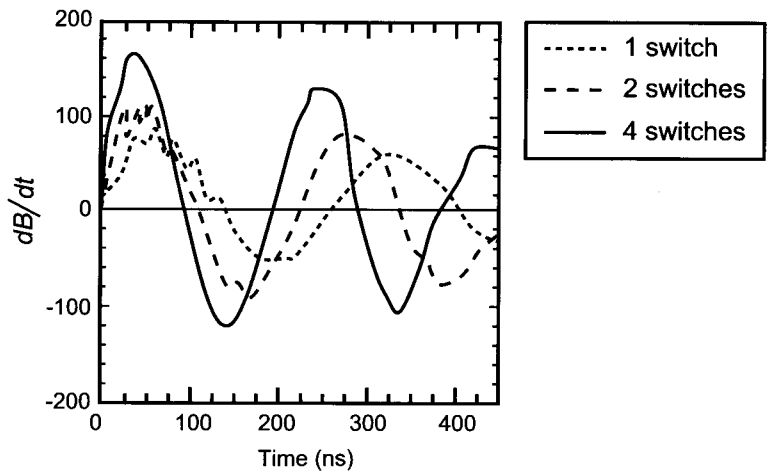

図 3.7 スイッチの数を変化させたときの磁場の微分波形の変化.

ピックアップコイルを用いて計測した電圧波形を図 3.7 にに示す．図より放電波形の周期が動作したスイッチ数が多いほど短くなっていることがわかる．LCR 放電回路の周期は式 (3.12) より，回路のインダクタンスと静電容量により決定される．本実験ではコンデンサーバンクの静電容量とインダクタンス共に変化させていないため計測した電圧の周期の減少はスイッチのインダクタンスが減少したことこを示している．式 (3.12) から装置全体のインダクタンスを求め，計算より求めた装置全体の回路インダクタンスを引くことでスイッチのインダクタンスを求めた．図 3.8 にスイッチの数の変化による回路インダクタンスの変化を示す．1 スイッチでは 135 nH だったのが 2 スイッチの時は約半分の 75 nH，4 スイッチでは更に半分の 35 nH となった．製作した LTSG によりマイクロパルスパワー装置のインダクタンスを 55 パーセント減少させることができた．これはスイッチが並列に動作してインダクタンスが減少していることを示している．また，磁場強度はインダクタンスの減少により電流が増加したため，4 スイッチのほうが高い値を示した．以上より，スイッチを多点で同期して動作させることで装置全体のインダクタンスを減少させることができた．

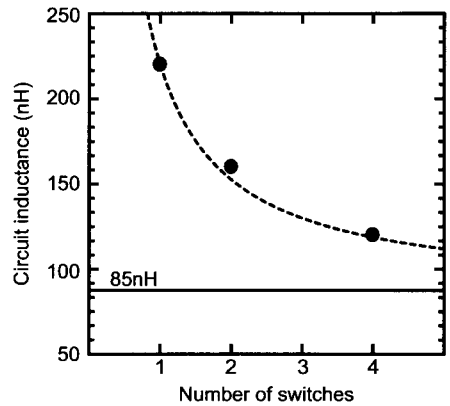

図 3.8 スイッチの数と回路インダクタンスの関係.

3.4.2 高速低インピーダンス装置による強磁場生成実験

3.4.2.1 パルス強磁場の時間波形

図 3.6 の静電容量を 64.8 nF に変更し，充電電圧を 20 kV で強磁場生成を目的に実験を行った．コイルは 11 回巻き，内径 1.1 mm，外径 8 mm である．また LTSG に使用した YAG レーザーも前実験と同条件である．図 3.9 にコイル端面から 1 mm のところに設置したピックアップコイルで取得した誘導起電力から求めた磁場の時間波形を示す．縦軸は磁束密度，横軸は時間である．このとき得られた磁場の最大値に達するまでの時間は 115 ns，最大磁場強度は 16.7 テスラであった．また，15 テスラ以上の磁場は 60 ns 以上続いており，電子バンチよりも十分長い磁場が生成できている．

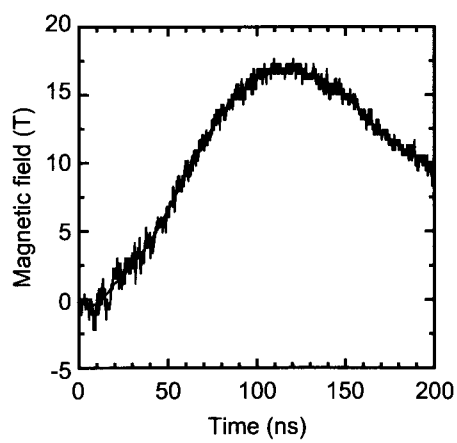

図 3.9 磁場の時間波形.

例えば，このようなレーザー装置と同期のとれたマイクロパルスパワー装置により生成される強磁場は物質研究に用いることができる超強磁場を生成できる可能性がある [7]．この詳細については付録 B に示す．

3.4.2.2 充電電圧による磁場強度依存性

次に充電電圧と磁場強度の関係について実験を行った．パルスコイルを用いて生成される磁場強度は電流に比例して増加する．また回路に流れる電流は充電電圧と比例関係にあり，回路の抵抗，インダクタンスと静電容量は一定の場合，充電電圧によりコイルに流れる電流は決定される．コイル端面から 1 mm のところにピックアップコイルを固定し，充電電圧を変化させながら磁場を計測した．充電電圧は LTSG の動作電圧である 13 kV からコイルの絶縁耐圧の 20 kV まで変化をさせて実験を行った．実験で得られた結果を図 3.10 に示す．縦軸はピックアップコイルによって計測した磁場であり，横軸は充電電圧である．充電電圧 13 kV から 20 kV まで変化させることで 11.8 テスラから 16.7 テスラまで磁場を変化させることができることを実験的に確認した．また，充電電圧を 1 kV 上げると磁束密度は 0.7 テスラ増加することを実験的に確認した．

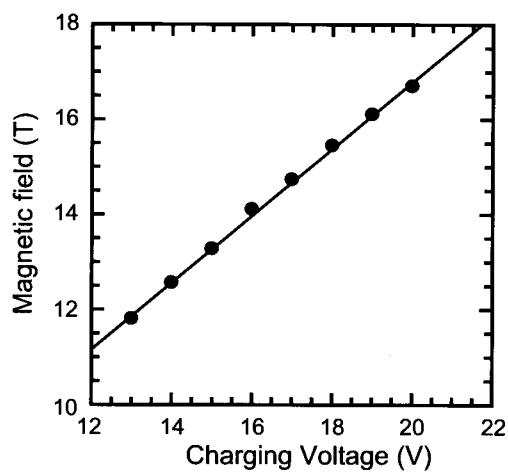

図 3.10 充電電圧と最大磁場強度の関係．

3.4.2.3 パルス強磁場の空間分布

ピックアップコイルを強磁場生成用コイルの中心軸上に設置し，マイクロメーターを用いて 1 mm 間隔でコイルから遠ざける方向に動かし，磁束密度の空間分布を取得した．本実験では空間分布を取得するためコイルへの放電が複数回必要となる．そのため実験中にコイルが破壊されないように充電電圧を LTSG の動作電圧である 13 kV で計測を行った．図 3.11 に実験結果を示す．縦軸は磁

束密度，横軸は空間である．本実験で取得した磁束密度を"●"で示している．前実験結果の充電電圧と磁場強度の関係からから充電電圧 20 kV で放電試験した場合に得られると予想される空間分布を図中に点線で示している．実験の結果，磁束密度の 80 パーセントは 3.4 mm の空間，つまりコイル端面より 2.2 mm のところまでの広い空間分布を持っている．

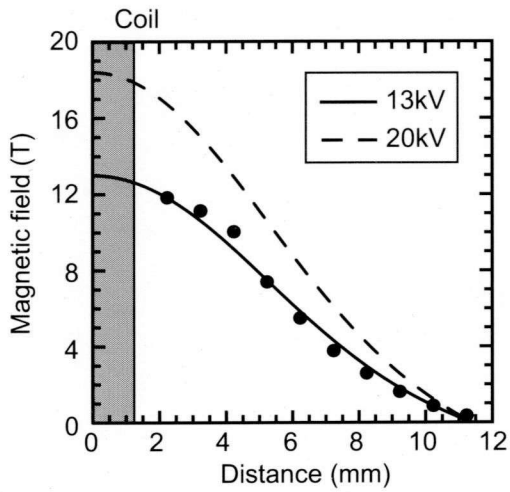

図 3.11 磁場の空間分布.

3.5　コヒーレントシンクロトロン放射からの高輝度テラヘルツ電磁波によるイオン加速の評価

レーザーで生成された高エネルギー密度電子流がコイル端面から 1 mm 離れたところを通過する場合を考える．実験結果より，コイル端面から 1 mm 離れたところに生成される磁場は 16.7 テスラであった．これを式 (2.19) に代入すると，テラヘルツ電磁波の放射パワーは 125 GW となる．これを回折限界まで集光したとき，テラヘルツ電磁波の放射強度は 4.4×10^{13} GW/cm^2 となる．つまり電子を相対論領域まで加速させるためのテラヘルツ電磁波発生に必要な磁場生成可能なマイクロパルスパワー装置の開発ができた．

一方，イオンを電子を相対論領域まで加速させるための放射強度には達していないことが分かる．テラヘルツ電磁波の放射パワーを上げるには式 (2.8) より電子のエネルギーを上げるか，磁場強度を大きくする必要がある．本実験で作成したコイルは実験結果より 20 kV まで電圧を印加でき，このとき生成される磁場は 16.7 テスラであった．例えば，本実験で作成した装置を 2 つ製作し電子ビーム伝搬方向と垂直方向に左右対称に配置することでさらに強い磁場を生成できる．ゼロ点を基

準に左右対称にコイルを配置したときの磁場の空間分布は式 (3.2) を書き換えて，

$$B_{\mathrm{sum}}(z) = B_{\mathrm{left}}(z) + B_{\mathrm{right}}(z) \tag{3.23}$$

$$B_{\mathrm{left}}(z) = \mu_0 \frac{aNI}{2\alpha^2\beta^2} \frac{\Gamma\left(\alpha, \beta + \frac{z+d}{\alpha}\right) + \Gamma\left(\alpha, \beta - \frac{z+d}{\alpha}\right)}{2} \tag{3.24}$$

$$B_{\mathrm{right}}(z) = \mu_0 \frac{aNI}{2\alpha^2\beta^2} \frac{\Gamma\left(\alpha, \beta + \frac{z-d}{\alpha}\right) + \Gamma\left(\alpha, \beta - \frac{z-d}{\alpha}\right)}{2} \tag{3.25}$$

である．ここでの d はコイル中心をゼロ点から動かした距離である．コイル間隔を 1 mm とした場合の磁場の空間分布を図 3.12 に示す．縦軸は磁場強度，横軸は空間である．このとき，中心で最大で 35.6 テスラの磁場の生成が可能となる．この 35.6 テスラの磁場を用いて CSR により発生す

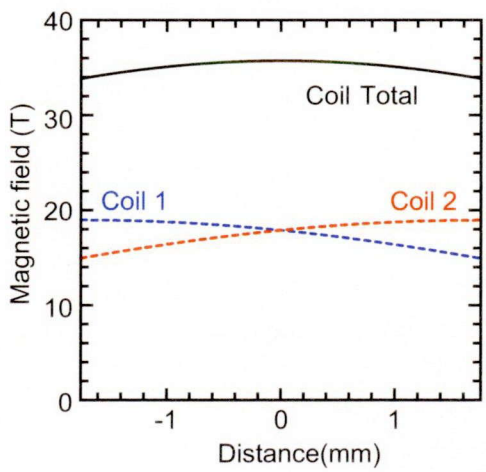

図 3.12 2 つの磁場の重ね合わせにより生成される磁場の空間分布．

るテラヘルツ電磁波でイオンを相対論領域まで加速させるために必要な電子のエネルギーを計算する．図 3.13 に 35.6 テスラのとき電子数 10^{11} 個，バンチ長 100 fs の単色の電子ビームから発生する CSR の放射パワーを示す．イオンを相対論領域まで加速させるためには 3.3×10^9 W/cm^2 の強度が必要であり，1 THz の波長では 2.3×10^7 GW のエネルギーが必要となる．結果として，電子エネルギー 156 MeV あれば CSR から発生されるテラヘルツ電磁波によりイオンを相対論領域まで加速させることができる．

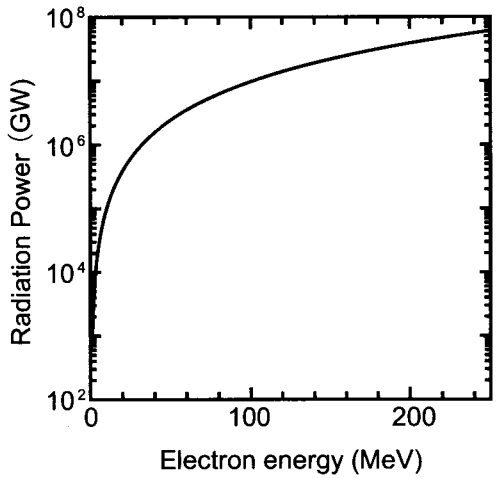

図 3.13 35.6 テスラの磁場を用いた場合に発生する CSR の放射パワー.

3.6 まとめ

本章では，コヒーレントシンクロトロン放射発生の要素技術として低インピーダンスのマイクロパルスパワー装置を開発し，強磁場の生成実験を行った．そのまとめは以下の通りである．

(1) レーザー装置と同期が取り易いマルチレーザートリガーギャップスイッチ用いた低インピーダンスのマイクロパルスパワー装置の開発を行った．

(2) 高強度レーザーと固体との相互作用により発生する高エネルギー高密度電子流に適した磁場を生成できるパルスコイルを作成した．

(3) マイクロパルスパワー装置を用いて強磁場磁場の生成実験を行った．コイル端面より 1 mm のところで 16.7 テスラの強磁場を生成した．また最大磁場到達までの時間は 115 ns であり，15 テスラ以上の磁場が 60 ns 以上続いており，電子バンチよりも十分長い強磁場を生成した．

(4) 充電電圧を変化させることで 11.8 テスラから 16.7 テスラまで磁場を変化できることを実験的に示した．空間分布はコイル端面から 2.2 mm の距離で，最大磁場の 20 パーセントしか減衰せず，作成したコイルは電子ビームに対して十分広い空間分布を持っていることを示した．

(5) 高輝度テラヘルツ電磁波によりイオンの相対論領域までの加速するために必要となる CSR からの高輝度テラヘルツ電磁波発生に必要となる磁場の設計と電子源の評価を行った．その結果，電子のエネルギー 156 MeV，電子数 10^{11} 個，電子のバンチ長 100 fs の電子を用いた場合，35.6 テスラの磁場で曲げれば 2.3×10^7 GW の放射が可能でありイオンを相対論領域まで加速できることを示した．

参考文献

[1] 三浦 登：強磁場の発生と応用, 共立出版, (2008)

[2] G. P. Segal, "Computer Program to Facilitate Design of Wire Wound, Pulsed Field Coils," Review of Scientific Instruments**37**, 1367 (1996).

[3] Winston K. Pendleton, and A. H. Guenther, "Investigation of a Laser Triggered Spark Gap," Review of Scientific Instruments **36**, 1965 (1965).

[4] B. M. Luther, L. Furfaro, A. Klix, and J. J. Rocca, "Femtosecond laser triggering of a sub-100 picosecond jitter high-voltage spark gap," Applied Physics Letters **79**, 3248 (2001).

[5] T. Kanabe, K. Yoshida, Y. Kato, M. Nakatsuka, and C. Yamanaka, "Development of a reliable fast response laser-triggered dielectric switch," Review of Scientific Instruments **57**, 173 (1986).

[6] B. B. Pollock, D. H. Froula, P. F. Davis, J. S. Ross, S. Fulkerson, J. Bower, J. Satariano, D. Price, K. Krushelnick, and S. H. Glenzer, "High magnetic field generation for laser-plasma experiments," Review of Scientific Instruments **77**, 114703 (2006).

[7] H. Yoneda, T. Namiki, A. Nishida, R. Kodama, Y. Sakawa, Y. Kuramitsu, T. Morita, K. Nishio, and T. Ide, "Strong Compression of a Magnetic Field with a Laser-Accelerated Foil," Physical Review Letters **109**, 125004 (2012).

第4章

テラヘルツ電磁波の高強度化のためのテーパー付きスラブ導波路の開発

4.1 はじめに

光波の集光には主にレンズや放物面鏡が用いられ，電波の集光には主に導波路が用いられる．両波長の中間帯に位置するテラヘルツ電磁波は両方の性質を持っておりレンズ，放物面鏡や導波路での集光が可能である．しかしながらテラヘルツ電磁波の研究は近年始まったばかりであり，現在テラヘルツ電磁波を効率よく集光できる光学部品は少ない．またテラヘルツ電磁波の波長は長く，周波数 1 THz の電磁波を回折限界まで集光したとしても 300 μm と非常に大きく，テラヘルツ電磁波の集光強度を上げるのは困難である．

近年，導波路を用いたテラヘルツ電磁波の波長よりも小さい空間を伝搬させる研究が盛んに行われている．形状としてはワイヤー [1,2]，円柱型 [3] やスラブ型の導波路 [4] などがある．なかでもスラブ型は自由空間を伝搬するため電磁波のエネルギー損失が少ない特徴を有すると同時に，電磁波の伝搬方向と垂直方向が自由空間であるため，横からの観測が可能である．しかしながらスラブ導波路を用いたテラヘルツ電磁波の実験は効率の良い伝搬を目的に行われ，電磁波の導波路伝搬中の減衰を最小限に抑えるために自由空間に対して平行に線集光したテラヘルツ電磁波が用いられた [5]．そのため，テラヘルツ電磁波は自由空間に対しては集光はされていない．

本章では，テーパー付きスラブ導波路を用いてテラヘルツ電磁波の集光強度の上昇を目的に実験を行った．テラヘルツ電磁波の集光にはテラヘルツ領域に透過率を有するテラヘルツレンズを用いてテーパー付きスラブ導波路 (Tapered Parallel Plate Waveguide ; TPPWG) に点集光し，実験を行った．まず，TPPWG 内のテラヘルツ電磁波の伝搬を理解するために p 偏光，s 偏光のテラヘルツ電磁波の透過スペクトルから伝搬モードを評価し，数値計算によるエネルギー損失について比較を行った．また，透過率と集光面積から見積もられるテラヘルツ電磁波のエネルギー密度について評価を行った．

4.2 スラブ導波路の伝搬モード

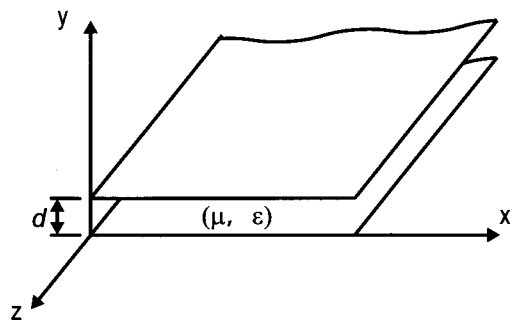

図 4.1 スラブ導波路の概略図とその軸.

z 方向に伝搬する正弦的に変化する電磁場 $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$ を複素数 j 及び角周波数 ω を用いて次式のように置く.

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}\exp(-j\beta z) \tag{4.1}$$

$$\boldsymbol{H} = \boldsymbol{H}\exp(-j\beta z) \tag{4.2}$$

導波管内の波動方程式を求めるため，下記の Maxwell 方程式に上式を代入する.

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{4.3}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{H} = \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} \tag{4.4}$$

ただし，$\boldsymbol{B}$ は磁束密度，$\boldsymbol{D}$ は電束密度であり，$\boldsymbol{D} = \varepsilon_0 \boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H}$ である．直交座標系において展開すると

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\omega\mu_0 H_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\omega\mu_0 H_y \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu_0 H_z \end{cases} \qquad \begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j\omega\mu_0 E_x \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega\mu_0 E_y \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\mu_0 E_z \end{cases} \tag{4.5}$$

を得る．さらに上式に代入すると

$$\begin{cases} j\omega\varepsilon E_x = \frac{\partial H_z}{\partial y} + j\beta H_y \\ j\omega\varepsilon E_y = -j\beta H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ j\omega\varepsilon E_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \end{cases} \qquad \begin{cases} -j\omega\mu H_x = \frac{\partial E_z}{\partial y} + j\beta E_y \\ -j\omega\mu H_y = -j\beta E_x - \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ -j\omega\mu H_z = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{cases} \tag{4.6}$$

TM 波 (Transverse magnetic waves) とは磁場$\boldsymbol{H}$ が伝搬方向の成分，つまり z 成分が 0 であり，伝搬する電磁波の平面に対して磁場が平行な成分のみを持つ電磁波である．z 方向に伝搬する電磁

波を式 (4.2) を用いて $H_z = 0$ とすると，

$$\begin{cases} \omega\varepsilon E_x = \beta H_y \\ \omega\varepsilon E_y = -\beta H_x \\ j\omega\varepsilon E_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \end{cases} \qquad \begin{cases} -j\omega\mu H_x = \frac{\partial E_z}{\partial y} + j\beta E_y \\ j\omega\mu H_y = j\beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ 0 = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{cases} \tag{4.7}$$

となる．これらの式を整理すると，

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = -j\left(\frac{\omega^2\varepsilon\mu - \beta^2}{\omega\varepsilon}\right) H_x \tag{4.8}$$

となる．更に $c = 1/\sqrt{\varepsilon\mu}$，$\omega = ck$ の関係を用いて，

$$H_x = -\frac{\omega\varepsilon}{j(k^2-\beta^2)}\frac{\partial E_z}{\partial y} \tag{4.9}$$

$$H_y = \frac{\omega\varepsilon}{j(k^2-\beta^2)}\frac{\partial E_z}{\partial x} \tag{4.10}$$

となり，上式を式 (4.7) に代入すると，

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + k_c E_z = 0 \tag{4.11}$$

を得る．ただし，

$$k_c^2 = k^2 - \beta^2 \tag{4.12}$$

である．また，式 (4.11) の一般解は

$$E_z(x,y,z) = [\mathrm{A}\sin k_c y + \mathrm{B}\cos k_c y]e^{-j\beta z} \tag{4.13}$$

で表すことができる．ここで A，B は電磁波の振幅強度である．ここで境界条件を導入する．

$$\begin{cases} E_x(x,0,z) = 0, \quad E_z(x,0,z) = 0 \\ E_x(x,d,z) = 0, \quad E_z(x,d,z) = 0 \end{cases} \tag{4.14}$$

式 (4.13) と境界条件の $E_z(x, 0, z) = 0$ より $\mathrm{B} = 0$ である．また式 (4.13) と境界条件 $E_x(x, d, z) = 0$ より，

$$E_x = \mathrm{A}\sin k_c d e^{j\beta z} = 0 \tag{4.15}$$

である．つまり，$k_c d = \mathrm{m}\pi$ である．ここで m は自然数であり m = 1,2,3 $\cdots$ である．

$$E_x = \mathrm{A_m}\sin(\mathrm{m}\pi)e^{-j\beta z} \tag{4.16}$$

これが $\mathrm{TM_m}$ モードで z 方向に伝搬する電界である．これをそれぞれの成分ごとに式 (4.8) を使っ

てまとめると，

$$\begin{cases} E_x = 0 \\ E_y = \frac{-j\beta}{k_c} A_{\mathrm{m}} \cos\left(\frac{\mathrm{m}\pi y}{d}\right) e^{-j\beta z} \\ E_z = A_{\mathrm{m}} \sin\left(\frac{\mathrm{m}\pi y}{d}\right) e^{-j\beta z} \end{cases} \quad \begin{cases} H_x = \frac{j\omega\varepsilon}{k_c} A_{\mathrm{m}} \cos\left(\frac{\mathrm{m}\pi y}{d}\right) e^{-j\beta y} \\ H_y = 0 \\ H_z = 0 \end{cases} \tag{4.17}$$

である．よって TM モードの全電磁界成分を表すことができる．

TM モードの伝搬定数 β は

$$\beta = \sqrt{k^2 - k_c^2} \tag{4.18}$$

ここで

$$k_c = \frac{\mathrm{m}\pi}{d} \tag{4.19}$$

より，

$$\beta = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\mathrm{m}\pi}{d}\right)^2} \tag{4.20}$$

となる．また遮断周波数は式 (4.19) を変形して，

$$\begin{aligned} f_c &= \frac{\mathrm{m}\pi}{2d\pi\sqrt{\mu\varepsilon}} \\ &= \frac{\mathrm{m}c}{2d} \end{aligned} \tag{4.21}$$

であるため最終的に伝搬定数は

$$\beta = k\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2} \tag{4.22}$$

となる．また，$\mathrm{m} = 0$ のときの電波を TEM モードと言い，遮断周波数を持たない．

同様に TE 波 (Transverse electric waves) についても波動方程式を導出する．TE 波とは電場 E が伝搬方向の成分，つまり z 成分が 0 であり，伝搬する電磁波の平面に対して磁場が平行な成分のみを持つ電磁波である．z 方向に伝搬する電磁波を式 (4.1) を用いて $E_z = 0$ とすると

$$\begin{cases} E_x = \frac{-j\omega\mu}{k_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial y} \\ E_y = \frac{j\omega\mu}{k_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} \end{cases} \quad \begin{cases} H_x = \frac{-j\beta}{k_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ H_y = \frac{-j\beta}{k_c^2} \frac{\partial H_z}{\partial y} \end{cases} \tag{4.23}$$

を得る．上式を連立して解くことにより，

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} - k_c^2 H_z = 0 \tag{4.24}$$

を得る．つまり一般解は下記のようになる．

$$H_z = \{\mathrm{A}\sin(k_c y) + \mathrm{B}\cos(k_c y)\} e^{-j\beta z} \tag{4.25}$$

ここで A，B は電磁波の振幅強度である．ここで境界条件

$$\begin{cases} E_x(x,0,z) &= 0 \\ E_x(x,d,z) &= 0 \end{cases} \tag{4.26}$$

を式 (4.25) に適用すると $E_x(x,0,z) = 0$ より $\mathrm{A} = 0$ となる．また，$E_x(x,d,z) = 0$ より，

$$E_x(x,d,z) = \frac{-j\omega\mu}{k_c}\mathrm{B}\sin(k_c d)e^{-j\beta z} = 0 \tag{4.27}$$

つまり，$k_c d = \mathrm{m}\pi$ ここで $\mathrm{m} = 1,2,3\cdots$ を満たす必要がある．結果として $\mathrm{TE_m}$ モードで伝搬する電場と磁場はそれぞれ，

$$\begin{cases} E_x = \frac{j\omega\mu}{k_c}\mathrm{B_m}\sin\left(\frac{\mathrm{m}\pi y}{d}\right)e^{-j\beta z} \\ E_y = 0 \\ E_z = 0 \end{cases} \qquad \begin{cases} H_x = 0 \\ H_y = \frac{-j\beta}{k_c}\mathrm{B_m}\sin\left(\frac{\mathrm{m}\pi y}{d}\right)e^{-j\beta z} \\ H_z = \mathrm{B_m}\cos\left(\frac{\mathrm{m}\pi y}{d}\right)e^{-j\beta z} \end{cases} \tag{4.28}$$

となる．よって TE モードの全電磁界成分を表すことができる．また TE モードの伝搬定数と遮断周波数は TM モードと同様に，

$$\beta = k\sqrt{1-\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2} \tag{4.29}$$

$$f_c = \frac{\mathrm{m}c}{2d} \tag{4.30}$$

である．

4.3 スラブ導波路における分散関係及び遮断周波数

この節では，スラブ導波路中の分散関係及び遮断周波数を導出する．式 (4.12) を $k = \omega/\mathrm{c}$, $1/c = \sqrt{\mu\varepsilon}$ を用いて k_c について整理すると，

$$k_c = \omega^2\mu\varepsilon - \beta^2 \tag{4.31}$$

となる．ここで $k_c = \mathrm{m}\pi/d$ であるので，

$$\beta^2 + \left(\frac{\mathrm{m}\pi}{d}\right)^2 = \omega^2\mu\varepsilon \tag{4.32}$$

となる．ここで伝搬定数 β についてまとめる．

$$\beta = \sqrt{\omega^2\mu\varepsilon - \left(\frac{\mathrm{m}\pi}{d}\right)} \tag{4.33}$$

右辺が虚数解のとき電磁波は伝搬できない．つまり，

$$\omega^2\mu\varepsilon - \left(\frac{\mathrm{m}\pi}{d}\right) = 0 \tag{4.34}$$

となるとき遮断周波数となり，伝搬モード m での遮断周波数は，

$$\omega_{\mathrm{m}} = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}}\left(\frac{\mathrm{m}\pi}{d}\right) \tag{4.35}$$

と表すことができる．

また，分散関係式は式 (4.34) に式 (4.35) を代入し，$1/c = \sqrt{\mu\varepsilon}$ を用いて変形した

$$\omega_c = c\left(\frac{\mathrm{m}\pi}{d}\right) \tag{4.36}$$

を代入することで求めることができ，

$$\omega^2 = \omega_c^2 + c^2\beta^2 \tag{4.37}$$

となる．よって，分散関係は図 4.2 のようになる．

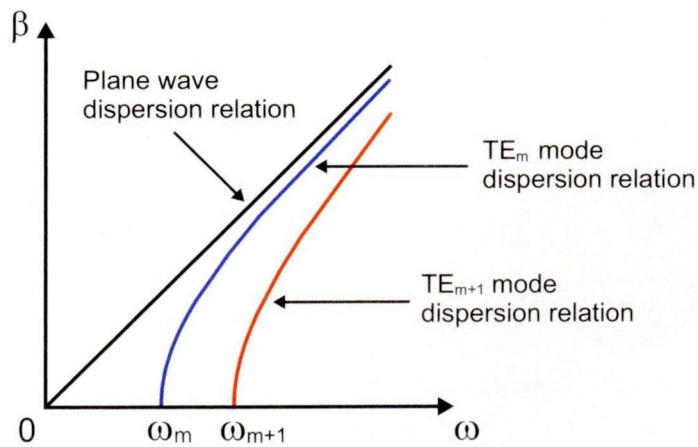

図 4.2 スラブ導波路の分散関係と遮断周波数．

4.4 テーパー付きスラブ導波路の設計

テラヘルツ電磁波の集光のために製作した TPPWG を図 4.3 に示す．テーパー付きスラブ導波路はテーパー部と平行部の二つの部分から構成される．

まず，テーパー部について説明する．テーパー部はテラヘルツ電磁波を光学部品を使わずに集光するための部分である．テーパー部の幅 W_1 は 30 mm，長さ L_1 は 60 mm，角度 θ は 9° である．この角度 θ は本実験のテラヘルツ電磁波の集光角度と同じである．

次に平行部について説明する．平行部は回折限界以下に集光されたテラヘルツ電磁波を伝搬させるための部分である．また，テラヘルツ電磁波の伝搬方向と垂直な方向は凹状になっており，物質診断のためのプローブ光や次章で説明するフラッシュ電離用のためのプラズマ生成用レーザーが入射できるように加工している．

平行部分は横幅 W_3，長さ L_3 ともに 4 mm であり，ギャップ間隔 d_1 は自動ステージで制御することができる．テラヘルツ電磁波出口側のテーパー部分は入口側のテーパー部分と同じ形状であり，フーリエ回折が起こらないように設計している．

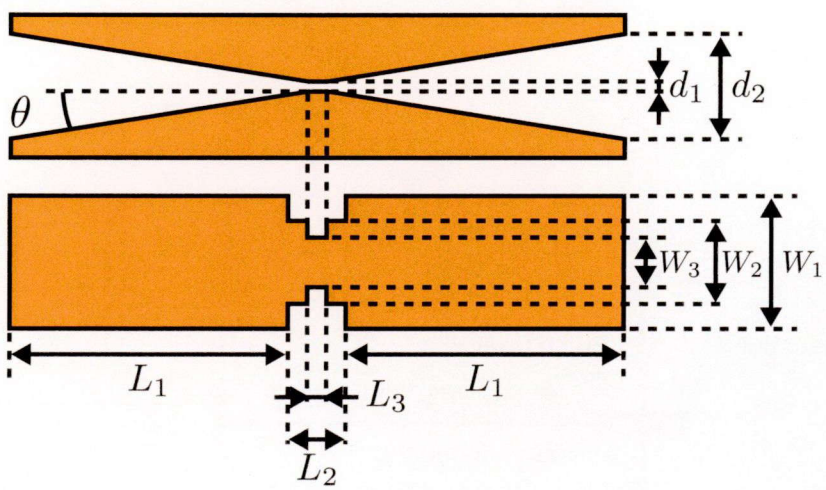

図 4.3 テーパー付きスラブ導波路の上から見た図と横から見た図

4.5 テラヘルツ時間領域分光法の原理

フェムト秒レーザーを励起に用いてテラヘルツ波を発生する手法には何種類かあるが，ここでは本実験で用いた比較的弱いレーザーエネルギーでも効率的にテラヘルツ波を発生・検出できる光伝導アンテナを用いたテラヘルツ時間領域分光法 (Terahertz - Time Domain Spectroscopy ; THz - TDS) について説明する．

光伝導アンテナとは光伝導性半導体薄膜 (GaAs 等) 上に，狭いギャップを有する金属電極を形成したものである．テラヘルツ波発生の場合は，この素子の電極にバイアス電圧をかけ，ギャップ部を

半導体のエネルギーギャップ以上のエネルギーを有するフェムト秒レーザーパルス（パルス幅 100 fs 以下）で励起する．このレーザーパルスにより光キャリアが瞬時に生成され，バイアス電場により加速される．Maxwell 方程式より，この過渡的電流により電磁波が空中に放射され，その遠方界での電界は電流の時間微分に比例する ($E(t) \sim dJ(t)/dt$)．電流は 1 ps 以下で立ち上がるので，時間幅がピコ秒以下の電磁波パルスが放射されることになる．この電磁波パルスは伝播後，放物面鏡により検出用の光伝導アンテナに絞り込まれる．一方，励起光の一部はハーフミラーにより分けられ，時間遅延回路を通過後，検出用の光伝導アンテナのギャップ部に照射される．この照射により短時間の間キャリアが生成されるが，このキャリアは空中を伝播してきた弱いテラヘルツ電磁波の電場により加速され，電流として取り出される．フェムト秒レーザーは通常 100 MHz 程度の繰り返し数であり，いくつものパルスの積算による電流が計測される．時間遅延回路をゆっくり走査するとテラヘルツ波の電場波形が得られる．またこの時間波形を高速フーリエ変換することでテラヘルツ電磁波のスペクトルを同時に取得できる．

4.6 実験セットアップ

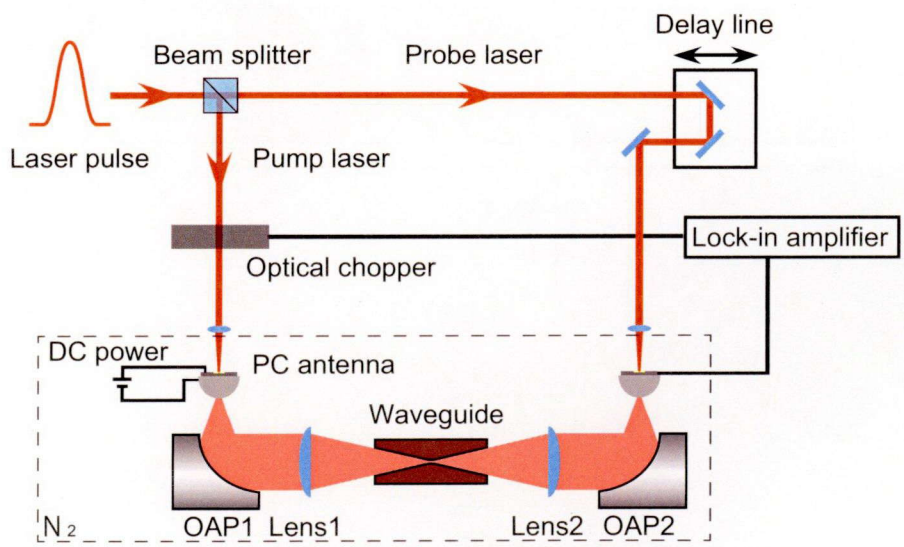

図 4.4 実験セットアップ．

図 4.4 は実験装置の概略図である．本実験装置は，高強度超短パルスレーザーシステム部とテラヘルツ電磁波の発生・検出部，テラヘルツ伝搬部より構成される．テラヘルツ電磁波は THz - TDS で用いられているポンプ・プローブサンプリング法を用いて計測を行った．実験で使用したレーザーは，モード同期 Ti:sapphire レーザーである．中心波長は 800 nm，繰り返し周波数は 1 kHz，1 パルス当たりの最大エネルギーは 1 mJ である．レーザーシステムから出力されたレーザーは，1 対 1 のビームスプリッターによりテラヘルツ電磁波の発生及び検出するためにポンプ光とプローブ光に

分けられる．ポンプ光は，S/N 比を良くするため周波数 6.4 kHz に設定した光学チョッパーにより変調され，対物レンズを用いて光伝導アンテナに集光される．光伝導アンテナの誘電体基盤は半絶縁性の GaAs である．光伝導アンテナの電極間にはバイアス電圧 30 V 印加し，ギャップ間にレーザーを集光すると前述したように光伝導アンテナからテラヘルツ電磁波が放射される．放射されたテラヘルツ電磁波は非軸放物面鏡 (Off-Axis Parabolic mirror ; OAP ミラー) により平行光にされ，テラヘルツレンズを用いて TPPWG の平行部に集光される．その後，導波路を伝搬したテラヘルツ電磁波は検出側の OAP ミラーにより検出用の光伝導アンテナに集光される．また，プローブ光には自動ステージを用いてポンプ光に対して時間遅延を与え，対物レンズにより検出側の光伝導アンテナに集光照射される．検出側の光伝導アンテナに流れる電流を感度 5 mV のロックインアンプで増幅しテラヘルツ電磁波の時間波形を取得した．なお，光伝導アンテナに照射されるレーザーのパワーはポンプ光，プローブ光共に 10 mW である．テラヘルツ電磁波の電場の向きは光伝導アンテナの中央にあるギャップに対して平行に発生する．図 4.5 に示すように偏光の向きはそれぞれ，テラヘルツ電磁波の電場が自由空間に対して平行なときが p 偏光，垂直のときが s 偏光である．また p 偏光の計測時には，テラヘルツ電磁波の水の吸収を防ぐために THz - TDS の領域を窒素で満たした状態で計測を行った．

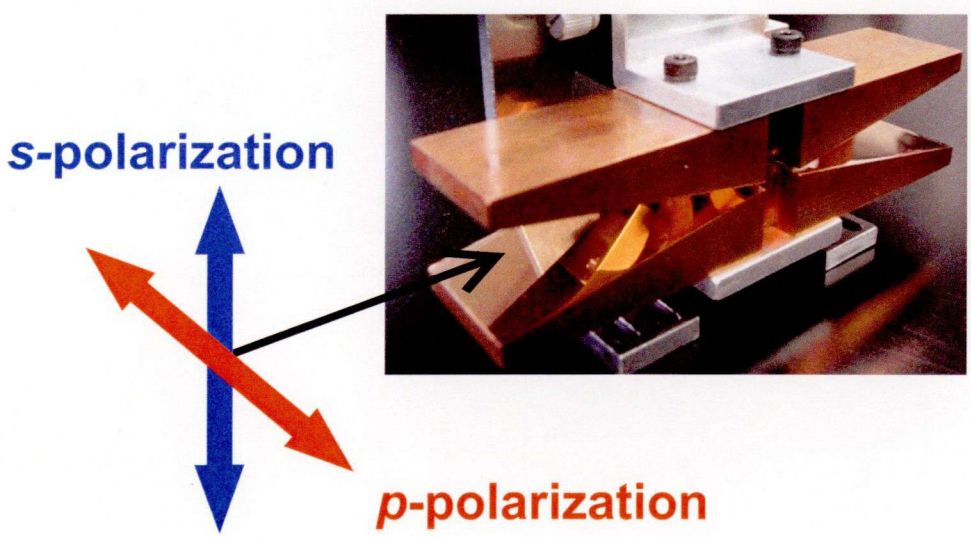

図 4.5 テーパー付き導波路の写真 と入射されるテラヘルツ電磁波の偏光方向.

4.7 実験結果と考察

4.7.1 テラヘルツ電磁波のビーム径の計測

テラヘルツ電磁波の強度を上げるためにはテラヘルツ電磁波を TPPWG 内に点集光する必要がある．本実験では光伝導アンテナから放射されるテラヘルツ電磁波を焦点距離 76.2 mm の OAP ミラーで平行光にした後，焦点距離 150 mm のテラヘルツレンズを用いて集光した．TPPWG の平行部入射端でのテラヘルツ電磁波のビーム径をナイフエッジ法を用いて計測した．ナイフエッジ法は，カッターの刃のような鋭利で直線的な遮蔽物で焦点付近のテラヘルツ電磁波を徐々に遮り，そのプロファイルを見ることで空間分布を見積もる方法である．ナイフは自動ステージを用いて TPPWG の自由空間に対して，平行に動かし，テラヘルツ電磁波のビーム径を計測した．図 4.6(a) はナイフの挿入位置に対するテラヘルツ電磁波の周波数スペクトルの周波数積分することで得られたテラヘルツ電磁波の強度分布である．縦軸は強度であり，横軸はナイフの位置である．ナイフによってテラヘルツ電磁波が遮られている位置をゼロとする．ナイフを自由空間に対して平行に動かしていくとテラヘルツ電磁波の遮断されている領域が徐々に減り，強度値が増加する．ナイフは最初にテラヘルツ電磁波の外側に当たるため，強度値の増加量は小さい．そして，テラヘルツ電磁波の中心になるにつれ強度値の増加量は大きくなり，最後は緩やかに増加する．図 4.6(b) は図 4.6(a) を微分して得られたビーム断面における強度分布である．縦軸は強度であり，横軸はナイフの位置であり，最大値の位置をゼロとした．また，実線はガウス分布のフィッティング曲線である．計測結果より集光点でのテラヘルツ電磁波の半値全幅は 2.3 mm であった．

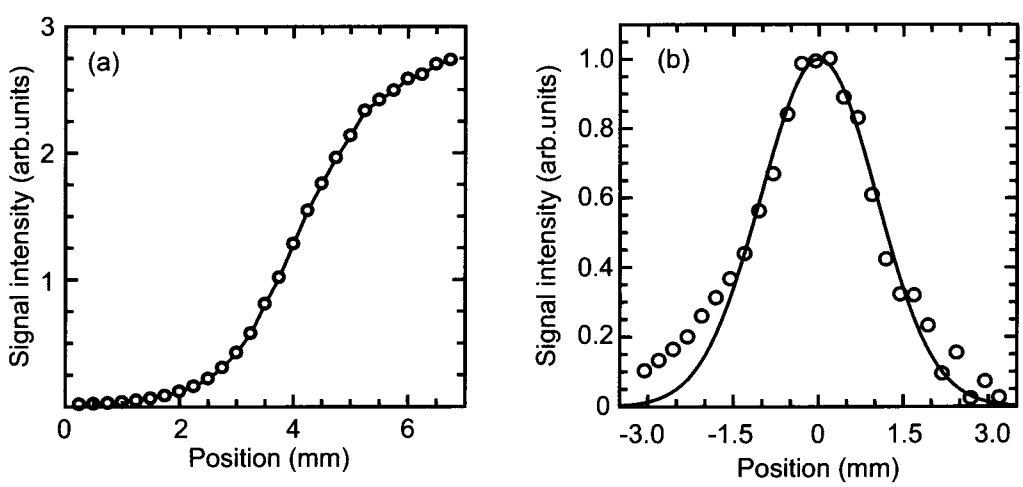

図 4.6 集光点におけるテラヘルツ電磁波の強度分布．

4.7.2 テーパー付きスラブ導波路におけるテラヘルツ電磁波の伝搬モード

図 4.7 に TPPWG を伝搬したテラヘルツ電磁波の典型的な時間波形とスペクトルを示す．左側が時間波形，右側が周波数スペクトル，p 偏光の時のギャップ間隔 $d_1 = 50\ \mu$m，s 偏光のときのギャップ間隔 $d_1 = 100\ \mu$m である．まず，p 偏光のテラヘルツ電磁波を TPPWG に入射したときについて述べる．図 4.7 (b) の時間波形よりテラヘルツ電磁波信号強度が低下しているものの群速度分散は起こっていない．また，図 4.7 (e) からスペクトルにも遮断周波数が観測されなかった．これは過去に実験が行われているスラブ導波路を用いたテラヘルツ電磁波の伝搬と同じであり，p 偏光のテラヘルツ電磁波は TPPWG 内を TEM モードで伝搬していることを示している [5].

一方，s 偏光のテラヘルツ電磁波を TPPWG 入射したとき，群速度分散 (図 4.7(c)) と遮断周波数 (図 4.7(f)) が観測された．s 偏光のテラヘルツ電磁波の伝搬モードは式 (4.35) より任意のギャップ間隔 d_1 のときの遮断周波数 f_c を計測することで評価できる．本実験では図 4.4 の実験装置を用いて，TPPWG のギャップ間隔 d_1 を 100 μm から 1 mm まで変化させて遮断周波数を計測した．遮断周波数は透過率スペクトルからゲイン特性を求め，図 4.8 (a) のように交点を結び，その点を遮断周波数とした．ギャップ間距離と遮断周波数の関係を図 4.8 (b) に示す．ギャップ間距離 d_1 を変化させたときの遮断周波数は理論曲線の $\mathrm{m} = 1$ と等しい値をとることが確認できる．即ち，s 偏光のテラヘルツ電磁波は TPPWG 内を TE_{10} モードで伝搬する．

これらの結果から，s 偏光でテラヘルツ電磁波を TPPWG に入射したときには群速度分散やテラヘルツ帯に遮断周波数が存在するため，テラヘルツ電磁波の集光には利用できないことが分かる．TPPWG を用いてテラヘルツ電磁波を集光するには，群速度分散や遮断周波数が存在しない p 偏光で入射する必要がある．

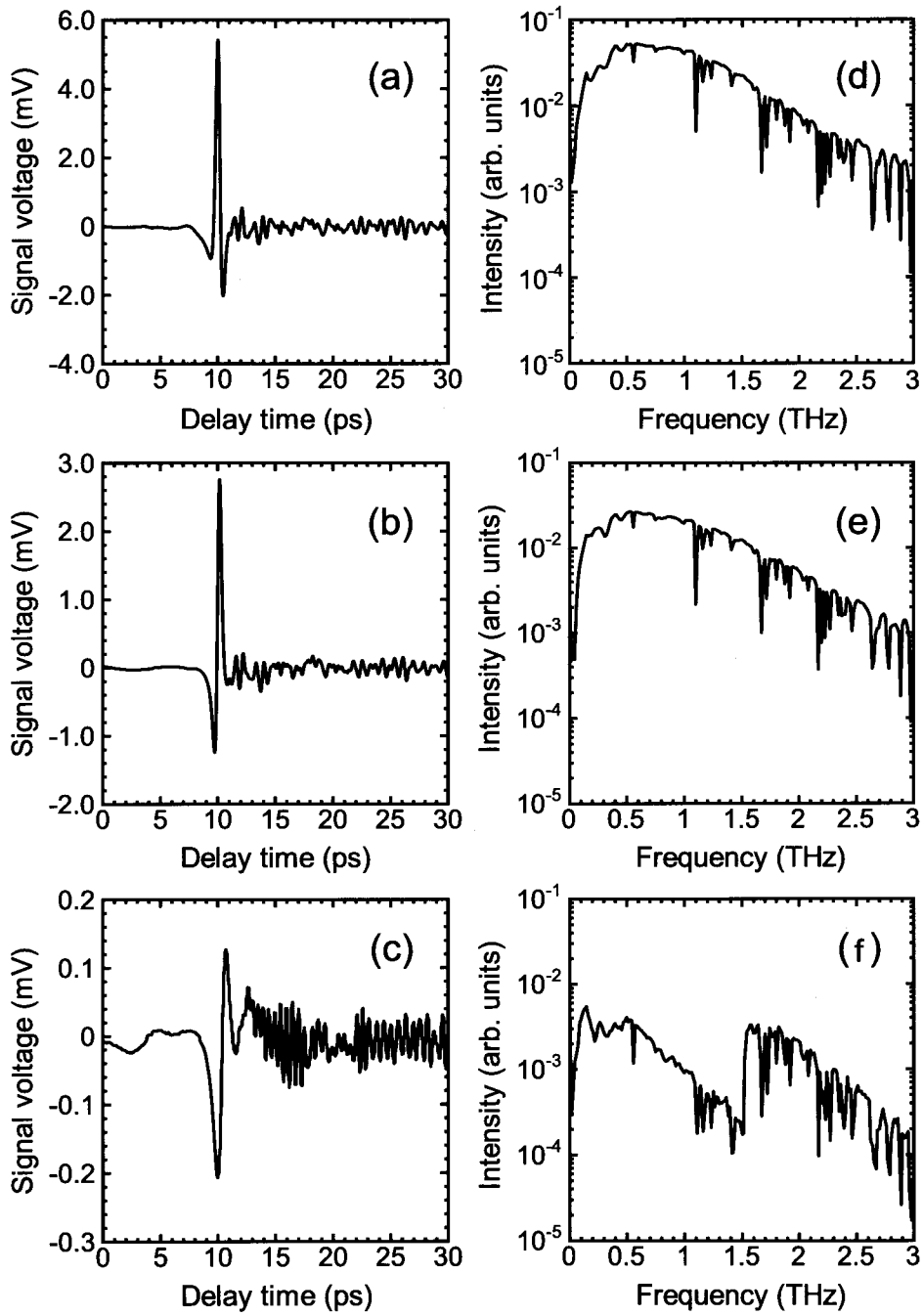

図 4.7 各偏光におけるテラヘルツ電磁波の時間波形と周波数スペクトル．(a) TPPWG なしのときのテラヘルツ電磁波の時間波形．(b) p 偏光のテラヘルツ電磁波を TPPWG のギャップ間隔 50 μm のときに入射したときのテラヘルツ電磁波の時間波形．(c)s 偏光のテラヘルツ電磁波を TPPWG のギャップ間隔 100 μm のときに入射したときのテラヘルツ電磁波の時間波形．(d) TPPWG なしのときのテラヘルツ電磁波のスペクトル．(e)p 偏光のテラヘルツ電磁波を TPPWG のギャップ間隔 50 μm のときに入射したときのテラヘルツ電磁波のスペクトル．(f) s 偏光のテラヘルツ電磁波を TPPWG のギャップ間隔 100 μm のときに入射したときのテラヘルツ電磁波のスペクトル．

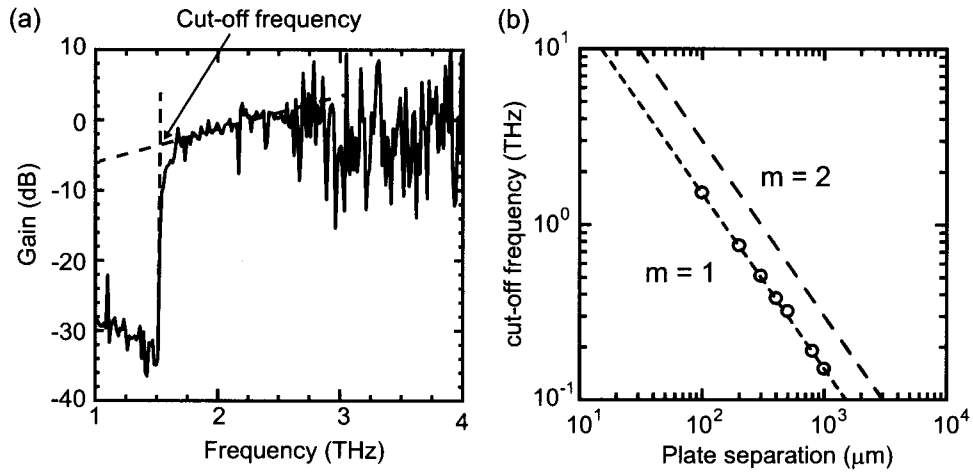

図 4.8 (a) 遮断周波数の評価方法と（b）ギャップ間距離と遮断周波数の関係.

4.7.3 テーパー付きスラブ導波路におけるテラヘルツ電磁波の透過率

次に，実験で得られたテラヘルツ電磁波の透過率について考察する．導波路を伝搬するテラヘルツ電磁波の信号強度の減衰は大きく分けて下記の 4 つの要因が考えられる．

(a) 導波路入射端での反射.

(b) 大気と導波路のインピーダンス不整合.

(c) 導波路内でのジュール加熱.

(d) テーパー部と平行部の間での反射.

これらを考慮して TPPWG の透過率の評価をテラヘルツ電磁波を各偏光のごとに数値計算を行い，実験値との比較を行う．

まず，TPPWG 入射端での反射について評価を行う．本実験での集光されたテラヘルツ電磁波は，$I(x,y) = I_0 \exp\left(-8\left(x^2+y^2\right)/3^2\right)$ のガウシアン形状であった．ここで x 方向が自由空間，y 方向が導波路のテーパ方向である．また I_0 は入射するテラヘルツ電磁波の信号強度であり，$I(x,y)$ は距離 x，y におけるテラヘルツ電磁波の信号強度である．導波路入射口の大きさ d_2 はギャップ間隔 50 μm (TEM モード)，100 μm (TE_{10} モード) のとき約 2 cm である．つまり本実験でのテラヘルツ電磁波は導波路の入り口の大きさ d_2 より少し大きく 0.08 % のテラヘルツ電磁波が反射される．

次に大気と導波路との間で起こるインピーダンス不整合について計算を行った．これは大気と導波路の境界のインピーダンスの不整合で電磁波が反射される現象である．z 方向に伝搬する周波数 ω のテラヘルツ電磁波のインピーダンスは電磁波の電界を磁界で割ることで求めることができる．

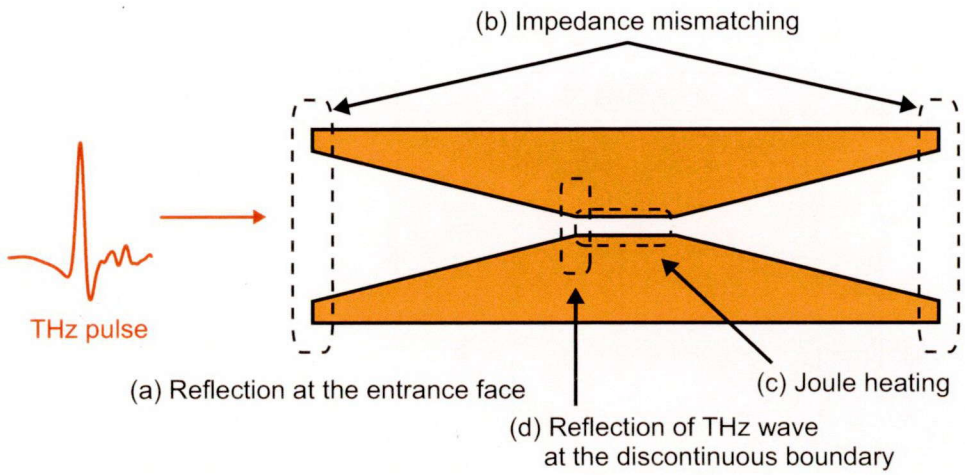

図 4.9 テラヘルツ電磁波のテーパー付きスラブ導波路伝搬時のエネルギー損失.

TEM モード，TE モードのインピーダンスはそれぞれ

$$Z = \eta_0 = \frac{E_x}{H_y} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 377\Omega \quad \text{(TEM mode)} \tag{4.38}$$

$$Z = \frac{E_y}{H_x} = \frac{\eta_0}{\left[1 - (\omega_c/\omega)^2\right]^{1/2}} \quad \text{(TE mode)} \tag{4.39}$$

で表される．ここで μ_0 と ε_0 は，真空の透磁率と誘電率である．また，縦軸にインピーダンス，横軸に周波数をとったグラフを図 4.10 (a) に示す．p 偏光のテラヘルツ電磁波は自由空間を伝搬するためテラヘルツ電磁波の信号強度ははほとんど減衰しない．一方，s 偏光のテラヘルツ電磁波は遮断周波数までインピーダンスは 0 Ω であり，遮断周波数より高周波側では徐々に自由空間のインピーダンス 377 Ω に近づく．導波路のインピーダンスはテーパー部を微小平行平板の連続と考え，インピーダンス整合がとれている状態を仮定し，大気中の波動インピーダンスと導波路の特性インピーダンスの不整合のみを考える．平行平板のインピーダンスは次式で表される [6].

$$Z_{WG} = \frac{\eta_0}{\pi\sqrt{\varepsilon_r}} \left[\ln\frac{4b}{a} + \frac{1}{8}\left(\frac{a}{b}\right)^2\right] \tag{4.40}$$

ここで $2a = W_1$，$2b = d_2$ である．本実験で製作した導波路の入り口先端での特性インピーダンスは式（4.40）より 151 Ω である．テラヘルツ電磁波と導波路の入口と出口でインピーダンス不整合は起こる．そのときそれぞれの場所での電界の透過率 T_{in}，T_{out} は，

$$T_{\text{in}} = \frac{2Z_{WG}}{Z_{WG} + Z} \tag{4.41}$$

$$T_{\text{out}} = \frac{2Z}{Z_{WG} + Z} \tag{4.42}$$

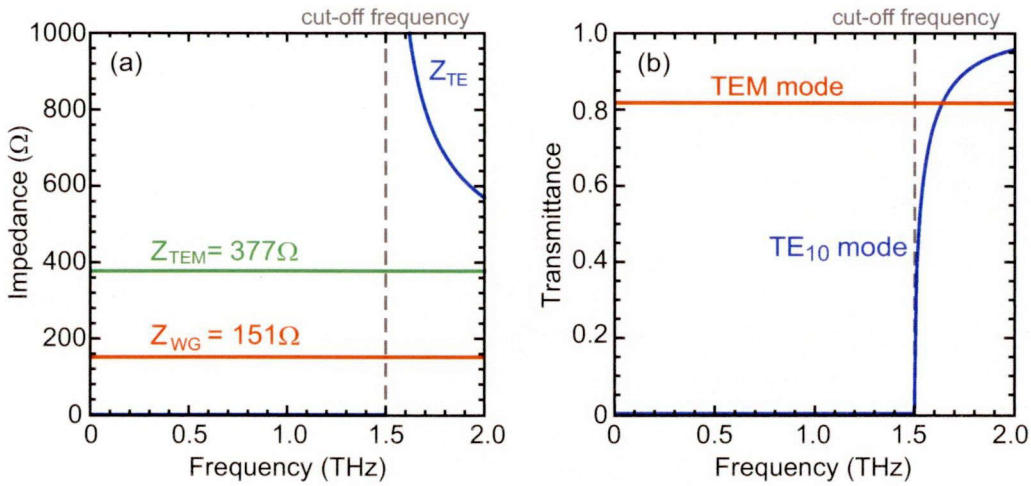

図 4.10 各伝搬モードの (a) インピーダンスと (b) 透過率.

で表される．結果としてインピーダンス不整合によるテラヘルツ電磁波の透過率は次式で表される．

$$T_{\mathrm{total}} = T_{\mathrm{in}} T_{\mathrm{out}} = \frac{4 Z_{WG} Z}{(Z_{WG} + Z)^2} \tag{4.43}$$

となり p 偏光のテラヘルツ電磁波は周波数に依存せず，s 偏光のテラヘルツ電磁波は周波数の増加と共に透過率が上昇する．

次にジュール加熱によるエネルギー損失について計算を行った．テーパー付きスラブ導波路の平行部分 $L_3 = 4$ mm をテラヘルツ電磁波が伝搬するときのエネルギー損失は

$$I(z) = I_0 \exp[-\alpha L_3(z)] \tag{4.44}$$

で表される．ここで，α は減衰定数であり TEM モード，TE モードそれぞれ

$$\alpha_{\mathrm{TEM}} = \frac{R_S}{\eta_0 d_2} \quad \text{(TEM mode)} \tag{4.45}$$

$$\alpha_{\mathrm{TE}} = \frac{2\alpha_{\mathrm{TEM}}}{\left[1 - (\omega_c/\omega)^2\right]^{1/2}} \quad \text{(TE mode)} \tag{4.46}$$

で表される．また，$R_S = \sqrt{\omega\mu_0/2\sigma}$ であり，銅の導電率 $\sigma = 5.7 \times 10^7$ S/m である．結果から TEM モードのときはジュール損失が TE モードに比べて遥かに小さいことが分かる．ジュール加熱は磁界により誘起される渦電流に起因するため，磁界が導波路に垂直な p 偏光のほうがより損失が大きくなる．

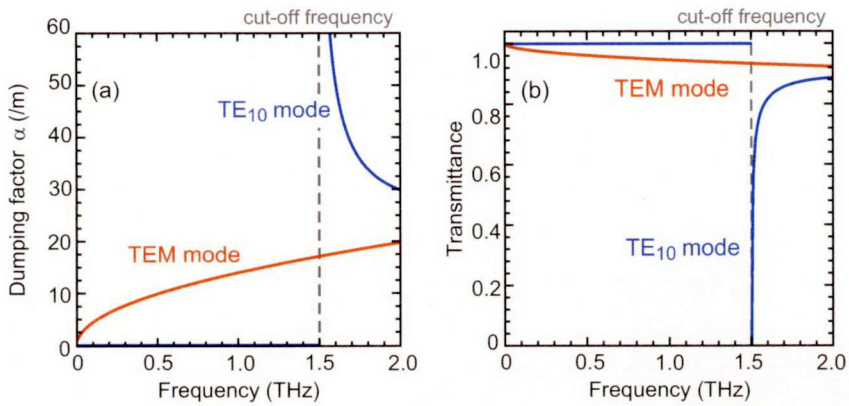

図 4.11 各伝搬モードの (a) 減衰定数と (b) 透過率.

最後に，テーパー部と平行部の間での反射について考察を行った．S. H. Kim 等によるとテーパー部と平行部が滑らかに繋がっている場合と繋がっていない場合において時間領域差分法を用いた二次元シミュレーションによりテラヘルツ電磁波の伝搬計算が行われている．これによると本研究のようにテーパー部と平行部が滑らかに繋がっていない場合には最大で 15 % 程度の信号強度が低下することが報告されている [7].

以上の 4 つの計算をもとに実験値と数値計算の比較を行った結果を図 4.12 に示す [8]．赤線が実験で測定した透過率，青線が計算により求めた透過率である．ここでの透過率は TPPWG を使用した場合の透過スペクトルを TPPWG を使用してないスペクトルで割ることで算出した．低周波側において実験値のほうが数値計算の値よりも低い値となっている．これは実験で用いた PC アンテナから発生するテラヘルツ電磁波は空間的に周波数分布を持っており [9]，低周波側ほど外側にあるため，TPPWG 入射端で反射された可能性がある．

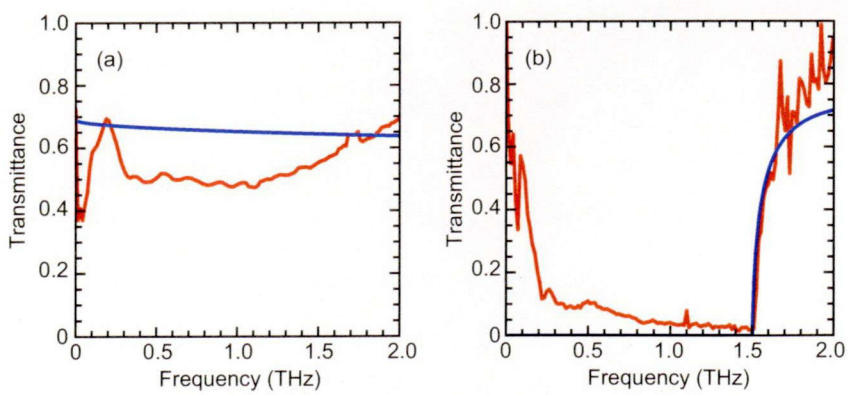

図 4.12 透過率の実験値と計算値の比較．(a)p 偏光のテラヘルツ電磁波を入射した場合，(b) s 偏光のテラヘルツ電磁波を入射した場合.

4.7.4 テラヘルツ電磁波のエネルギー密度の評価

p 偏光のテラヘルツ電磁波，周波数 1 THz について TPPWG のギャップ間隔 d_1 を変化させたときのテラヘルツ電磁波の強度について評価を行った．実験より得られた周波数 1 THz の電界の透過率を $T_{1\mathrm{THz}}$ とし，TPPWG を使用しない場合のテラヘルツ電磁波の透過率を 1 とする．また，テラヘルツ電磁波の集光径は実験データより直径 2.3 mm である．これらを考慮して計算されるテラヘルツ電磁波のエネルギー密度の上昇量は次式で表される．

$$I_{1\mathrm{THz}} = {T_{1\mathrm{THz}}}^2 \frac{2.3 * d_1}{(2.3/2)^2 \pi} \tag{4.47}$$

図 4.13 に TPPWG のギャップ間隔を変化させたときのテラヘルツ電磁波の強度を示す．ギャップ間隔を狭くすることで透過率は低下するものの集光面積が小さくすることができるため，結果として集光強度を高くすることができる．TPPWG を用いてテラヘルツ電磁波を集光したときギャップ間距離が 50 μm のときが最もテラヘルツ電磁波の強度が強くなり，そのときの強度は TPPWG を使用しない場合に比べ約 107 倍大きくなる実験結果を得た．

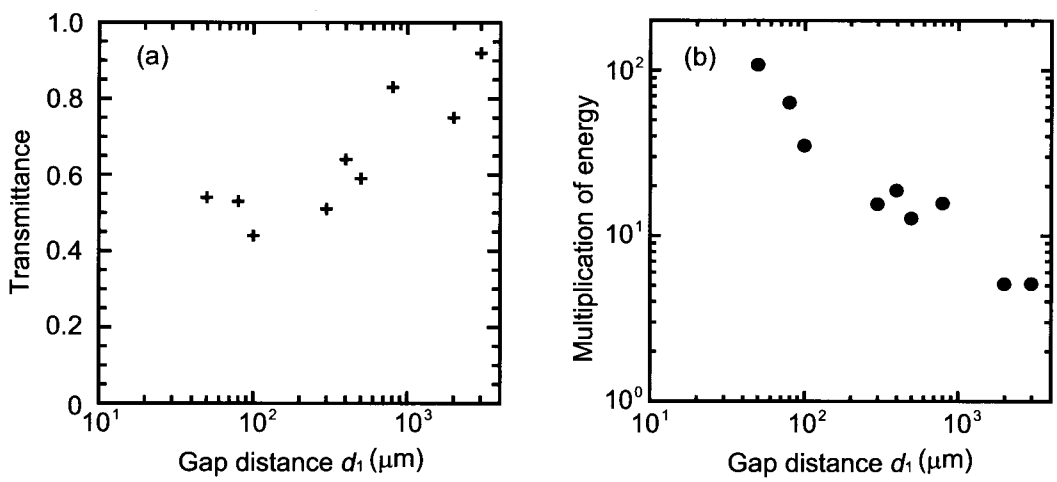

図 4.13 ギャップ間隔を変化させたときの周波数 1 THz の (a) 透過率と (b) エネルギー密度の関係．

4.8 まとめ

本章では，テラヘルツ電磁波の高強度化を目的として集光素子である TPPWG を製作し，その伝搬モードとエネルギー密度の上昇量について評価を行った．そのまとめは以下の通りである．

(1) p 偏光と s 偏光のラヘルツ電磁波の TPPWG 内のでの伝搬モードについてそれぞれ評価を行った．p 偏光のテラヘルツ電磁波を TPPWG に入射した場合，テラヘルツ電磁波は TEM モードで伝搬することを示した．また，s 偏光のテラヘルツ電磁波を TPPWG に入射した場合，テラヘルツ電磁波は TE_{10} モードで伝搬することを示した．その結果，TPPWG を用いてテラヘルツ電磁波を集光するときには群速度分散や遮断周波数がない p 偏光でテラヘルツ電磁波を入射する必要があることが分かった．

(2) 実験で得られた透過率と数値計算により求めた透過率の比較を行った．低周波領域では実験値は理論値より小さくなる結果を得た．これはアンテナから発生するテラヘルツ電磁波は空間的に周波数分布を持っており，低周波領域は入射端で反射された可能性がある．

(3) 実験で得られた周波数 1 THz の透過率を用いて TPPWG を用いた場合のテラヘルツ電磁波のエネルギー密度の上昇量について評価を行った．TPPWG 用いる場合，テラヘルツ電磁波のエネルギー密度が 107 倍上昇する実験結果を得た．

参考文献

[1] R. W. McGowan, G. Gallot, and D. Grischkowsky, "Propagation of ultrawideband short pulses of terahertz radiation through submillimeter-diameter circular waveguides," Optics letters **24**, 1431 (1999).

[2] K. Wang and D. M. Mittleman, "Metal wires for terahertz wave guiding," Nature **432**, 376 (2004).

[3] T. I. Jeon, and D. Grischkowsky, "Direct optoelectronic generation and detection of sub-ps-electrical pulses on sub-mm-coaxial transmission lines," Applied Physics Letters **85**, 6092 (2004).

[4] R. Mendis, and D. Grischkowsky, "Undistorted guided-wave propagation of subpicosecond terahertz pulses," Optics letters **26**, 846 (2001).

[5] G. Gallot, S. P. Jamison, R. W. McGowan, and D. Grischkowsky, "Terahertz waveguides," Journal of the Optical Society of America B **17**, 851 (2000).

[6] H. Wheeler, "Transmission-line properties of parallel strips separated by a dielectric sheet," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques **13**, 172 (1965).

[7] S. H. Kim, E. S. Lee, Y. B. Ji, and T. I. Jeon, "Improvement of THz coupling using a tapered parallel-plate waveguide," Optics Express **18**, 1289 (2010).

[8] A. Nishida, H. Kashiwazaki, S. Yoshida, T. Higashiguchi, N. Yugami, and R. Kodama, "A tapered parallel plate waveguide for frequency up-conversion of terahertz radiation," Review of Scientific Instruments **83**, 045104 (2012).

[9] J. V. Rudd, J. L. Johnson, and D. M. Mittleman, "Cross-polarized angular emission patterns from lens-coupled terahertz antennas," Journal of the Optical Society of America B **18**, 1524 (2001).

第5章

フラッシュ電離を用いたテラヘルツ電磁波の周波数制御

5.1 はじめに

テラヘルツ領域には様々な物質の吸収スペクトルが存在するため周波数の可変技術が重要となる．従来，テラヘルツ電磁波発生の周波数変換には自由電子レーザーが用いられてきたが，装置は大掛かりであることやプローブレーザーとの同期が難しいという問題点があった．しかし最近になってフェムト秒レーザー技術の進歩により非線形結晶を用いた周波数可変なテラヘルツ光源やプラズマを用いた周波数可変な技術が開発されている．前者は光パラメトリック発生・差周波発生を利用することでテーブルトップサイズで，かつ常温で動作可能である周波数変換できる技術である．後者は大きく分けて3つの手法があり，フラッシュ電離 [5–9]，光子加速 [1] と相対論的電離面による電磁波の周波数上昇 [2,3] がある．なかでもフラッシュ電離はある方法により発生した種電磁波をプラズマを用いて周波数を変換する方法である．そのため従来行われてきた初期の条件で発生する電磁波の周波数を制御する方法と大きく異なる．例えば，フラッシュ電離の種電磁波に高輝度テラヘルツ電磁波を用いることができれば，周波数可変な高輝度テラヘルツ電磁波を扱える可能性がある．

本章では，フラッシュ電離用いたテラヘルツ電磁波の周波数変換の原理実証実験について報告する．これまで，フラッシュ電離の原理実証実験はマイクロ波帯までの電磁波の周波数上昇の実験が報告されている (図5.1)．しかしながら，現在までプラズマの生成時間を十分満たした状態での原理実証実験の報告はない．また，フラッシュ電離によりテラヘルツ帯の周波数上昇を観測した報告もない．本実験では，超短パルスレーザーによりテラヘルツ電磁波の周期よりもよりも十分短い100 fs以下の時間でプラズマの生成を行い，プラズマの大きさもテラヘルツ電磁波の大きさよりも十分大きい条件でフラッシュ電離の原理実証実験を行った．

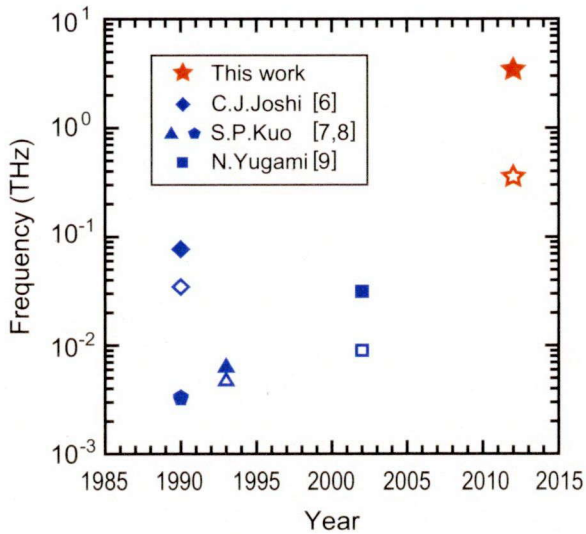

図 5.1 過去に行われたフラッシュ電離の周波数上昇と本実験対象の周波数領域．周波数上昇前の周波数を塗りつぶしなし，周波数上昇後の周波数を塗りつぶしで示している．

5.2　フラッシュ電離の原理

5.2.1　電離面の速度

フラッシュ電離とは超光速電離面を用いて，電磁波の周辺を瞬時にプラズマ化することにより，電磁波の周波数上昇が生じる現象である．まず電離面の速度を考える．電磁波の進行方向を x とした場合，電離面の斜め入射角 θ_{f} を図 5.2 のように定義すると電離面の速度 v_{f} は，

$$v_{\mathrm{f}} = \frac{dx}{dt} = \frac{c}{\sin\theta_{\mathrm{f}}} \tag{5.1}$$

と書ける．従って，$\theta_{\mathrm{f}} = 0$ のとき $v_{\mathrm{f}} \to \infty$ となり，この場合の電離面を超光速電離面と呼ぶ．ここで定義された電離面の速度は見かけ上の速度である．実際はレーザーの群速度で電離面は伝搬するため，光速を超えない．また，電離面の速度が ∞ のとき電磁波の周辺が瞬時にプラズマ化することを意味する．

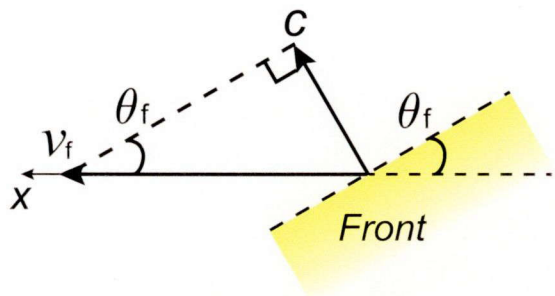

図 5.2 斜め入射する電離面および電離面の速度の定義.

5.2.2 フラッシュ電離による電磁波の周波数上昇の原理

密度が空間的に変化してる場合について考える．このとき境界面では時間的な変化はない．周波数 ω_0，波数 k_0 の電磁波が真空中からプラズマ中へ入射するとき，プラズマ中において電磁波の周波数を ω，波数を k とする．真空とプラズマの境界面において電磁波の位相連続性を考えると

$$\omega_0 t + k_0 x = \omega t + kx \tag{5.2}$$

が成り立つ．式 (5.2) の両辺を t で微分すると式 (5.1) より，

$$\omega_0 + k_0 v_{\mathrm{f}} = \omega + k v_{\mathrm{f}} \tag{5.3}$$

となる．真空とプラズマの境界面が空間的に静止している場合には $v_{\mathrm{f}} = 0$ であるため $\omega_0 = \omega$ となり電磁波の周波数は変化しない．電磁波は真空中の電磁波の分散関係からプラズマ中の電磁波の分散関係を満たさなければならず，波数 k のみが変化する．プラズマ中の電磁波の分散関係は $\omega = \omega_p^2 + c^2 k^2$ でありプラズマ中の電磁波の波数 k_p は，

$$k_p = \frac{\left(\omega^2 - \omega_p^2\right)^{1/2}}{c} \tag{5.4}$$

と表される．

しかし，フラッシュ電離では図 5.4 のように，電磁波周辺のプラズマ密度が時間的に変化する．この場合，電離面の速度 $v_{\mathrm{f}} = \infty$ であるため式 (5.3) において極限 $v_{\mathrm{f}} \to \infty$ を考え，$k_0 = k$ となる．電磁波周辺を瞬時にプラズマ化すると，その前後で波数 k_0 は保存され，周波数 ω が変化する．従って初期電磁波の周波数が上昇する．プラズマ中から真空中へ通過する際には周波数が保存されるため，実験室系において周波数上昇後の電磁波が観測される．これがフラッシュ電離による電磁波の周波数上昇の原理である．プラズマが過密度である場合は，大きな周波数上昇が期待できる．

プラズマ中の電磁波の分散関係は $\omega_f^2 = \omega_p^2 + c^2k_0^2$ であり，プラズマ化後の電磁波の周波数は

$$\omega_f = \left(\omega_p^2 + c^2k_0^2\right)^{1/2} \tag{5.5}$$

で表される．

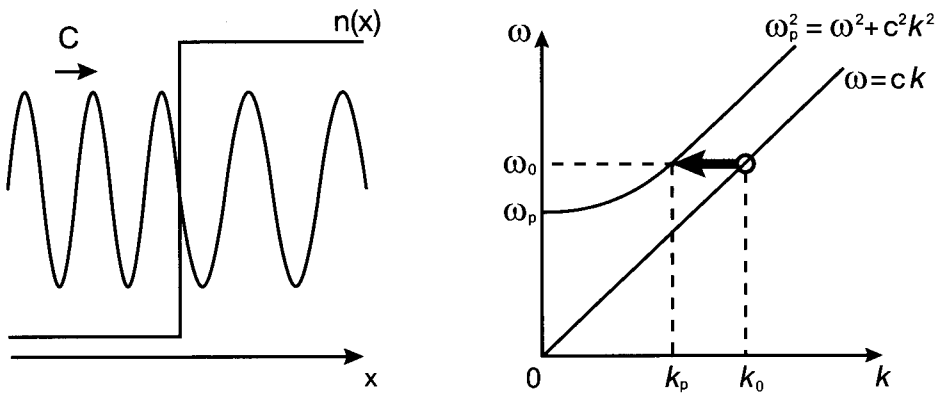

図 5.3 密度の空間的変化による分散関係式の変化.

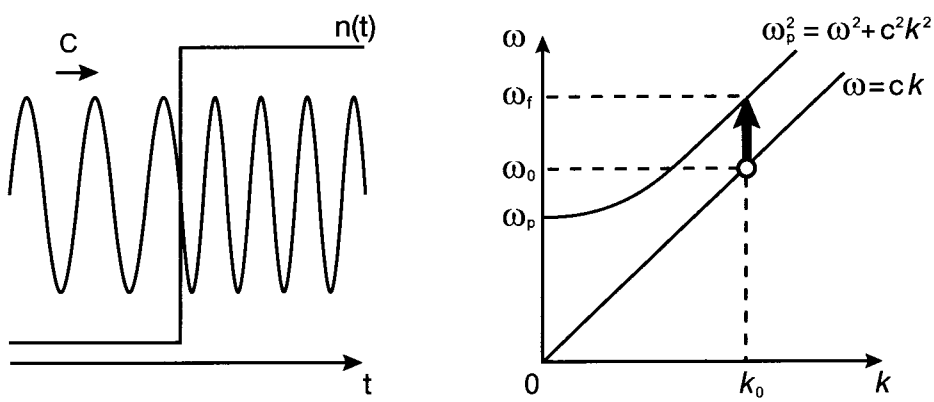

図 5.4 密度の時間的変化による分散関係式の変化.

フラッシュ電離では，数周期の電磁波の周辺の中性ガスを電離する．そこで，生成されたプラズマの長さを L_p プラズマ中に含まれる電磁波の周期の数を N_{EM}，プラズマ化する前，即ち中性ガス中での電磁波の波長を $\lambda_0 = 2\pi/k_0$ とする．電磁波の周辺の中性ガスを瞬時にプラズマ化すると，

電磁波はプラズマ領域から排出される時間がないため波数が保存され，$L_p = N_{\mathrm{EM}}\lambda_0$ が成り立つ．よって，プラズマの長さは，

$$L = N_{\mathrm{EM}}\frac{2\pi}{k_0} = const. \tag{5.6}$$

と表せる．即ち電磁波の波数 k_0 はプラズマ化前後で保存される．

5.2.3 フラッシュ電離による電磁波の周波数上昇量

周波数上昇量を評価するためにプラズマ中で満たすべき分散関係を求める．電磁波がプラズマ中を伝搬するとき，真空中とは異なりプラズマからの影響があり，このとき電子は電磁波の影響を受けて振動運動をする．その振動運動により電子電流 $\boldsymbol{j}$ が発生する．この電流が電磁波の伝搬に影響する．用いる Maxwell 方程式は，

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{j} + \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial x} \tag{5.7}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \tag{5.8}$$

である．ここで μ_0 と ε_0 は真空の透磁率と真空の誘電率であり，$\boldsymbol{E}$ と $\boldsymbol{B}$ は電場と磁場である．質量 m_e の電子は電場 $\boldsymbol{E}$ により加速され，速度 $\boldsymbol{v}$ が発生する．このときの運動方程式は，

$$m_e\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}}{\mathrm{d}t} = e\boldsymbol{E} \tag{5.9}$$

と表される．電場は平面波であり，時間的に変動するため，$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 e^{-i\omega t}$ とおくと式 (5.9) より，

$$\boldsymbol{v} = i\frac{e}{m_e\omega}\boldsymbol{E} \tag{5.10}$$

となる．この速度により電流が発生する．単位面積あたりの電流密度は $\boldsymbol{j} = en\boldsymbol{v}$ である．ここで n は電子密度である．従って，

$$\boldsymbol{j} = i\frac{en^2}{m_e\omega}\boldsymbol{E} \tag{5.11}$$

と式 (5.9) より，

$$\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{B} = i\mu_0\frac{en^2}{m_e\omega}\boldsymbol{E} + \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial x} \tag{5.12}$$

となる．またベクトルの公式の

$$\boldsymbol{\nabla} \times (\boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{B}) = \boldsymbol{\nabla}(\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{B}) - \boldsymbol{\nabla}^2\boldsymbol{B} \tag{5.13}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \boldsymbol{B} = 0 \tag{5.14}$$

を用いると，

$$-\boldsymbol{\nabla}^2\boldsymbol{B} = -i\mu_0\frac{en^2}{m_e\omega}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} - \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2 \boldsymbol{B}}{\partial t^2} \tag{5.15}$$

となる．$\boldsymbol{E}$ と同様，$\boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}_0 e^{-i\omega t}$ とおくと，

$$k^2\boldsymbol{B} = -\mu_0 \frac{en^2}{m_e}\boldsymbol{B} - \mu_0\varepsilon_0\omega^2\boldsymbol{B} \tag{5.16}$$

となる．光速は $c = 1/\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}$ で与えられる．また，プラズマ角周波数 ω_p は，

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_p e^2}{m_e \varepsilon_0}} \tag{5.17}$$

であり，プラズマの電子密度 n_p のみに依存する．また，真空中の電磁波の分散関係式は

$$\omega_0 = ck \tag{5.18}$$

より，式 (5.16) を整理し，プラズマ中の電磁波の分散関係式が導かれる．

$$\omega_f = \omega_p^2 + c^2k^2 = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_0^2} \tag{5.19}$$

従ってフラッシュ電離後の周波数上昇量 $\Delta\omega$ は，

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0 = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_0^2} - \omega_0 \tag{5.20}$$

となるため，周波数上昇量はプラズマの電子密度に依存する．

5.3 フラッシュ電離による電磁場の変化

フラッシュ電離前後の電磁場について述べる．周波数 ω_0，波数 k_0 の電磁波が空間的に一 次元，ここでは x 方向に伝搬するときプラズマ化する前の中性ガス中での電磁波の電磁場及び分散関係式はそれぞれ

$$E_y = E_0\cos(k_0x - \omega_0 t) \tag{5.21}$$

$$B_z = B_0\cos(k_0x - \omega_0 t) \tag{5.22}$$

$$\omega_0 = ck_0 \tag{5.23}$$

で表される．但し，電場と磁場は $E_0 = \mathrm{c}B_0$ である．

電磁波の周辺をプラズマ化すると，電磁波の波数と周波数はプラズマ中の電磁波の分散関係式を満たす．式 (5.19) からプラズマ化後の波数は，

$$k = \pm\frac{(\omega_f^2 - \omega_p^2)^{1/2}}{c} \tag{5.24}$$

と表される．電磁波の電磁場および分散関係式は，それぞれ

$$E_y = E_+\cos(k_0x - \omega_f t) + E_-\cos(k_0x + \omega_f t) \tag{5.25}$$

$$B_z = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_f^2}\right)^{1/2} [B_+\cos(k_0x - \omega_f t) + B_-\cos(k_0x + \omega_f t)] + B_s\cos k_0x \tag{5.26}$$

$$\omega_f^2 = \omega_p + c^2k_0^2 = \omega_p^2 + \omega_0^2 \tag{5.27}$$

で与えられる．但し，$E_\pm$=$cB_\pm$ である．従ってフラッシュ電離後の電磁波は進行波と後退波の 2 つの成分を有する．フラッシュ電離では，初期電磁波の周辺を瞬時に電離するため，電離の瞬間に初期電磁波は空間的に固定される．生成されたプラズマ中の電子は，初期電磁波の電場に従った方向に加速され，空間的に周期的な配列で伝導電流が流れる．伝導電流の周囲には空間的に周期的な静磁場が生じる．また，フラッシュ電離において Maxwell 方程式に従う成分の他に，集的的な静磁場モード $B_s\cos k_0$ はが共存すると理論的に予想されいる．

大きな周波数上昇を観測するためには $\omega_p \gg \omega_0$ を満たすプラズマを生成する必要がある．また，$\omega(t) \cong \omega_p(t)$ の条件下ではプラズマ中の電磁波は遮断周波数近辺の値となる．その結果，電磁波のほとんどは真空とプラズマの境界で反射される．電離前の電磁波のエネルギーはプラズマ中の電界 E_0 を用いて，

$$P_0 = \frac{cE_0^2}{4\pi} \tag{5.28}$$

で与えられる．プラズマと真空の境界でのエネルギー損失は次式で表される．

$$P = \left|\frac{2\sqrt{\varepsilon}}{\sqrt{\varepsilon}+1}\right|^2 \frac{|E|^2 c}{4\pi} \tag{5.29}$$

ここで ε は誘電率であり，

$$\varepsilon = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_f^2}\right) \tag{5.30}$$

である．プラズマ中でのエネルギー損失がない場合の電界は

$$|E| = |E_0|\sqrt{\frac{\omega_0}{\omega_f}} \tag{5.31}$$

となる．また，最もエネルギー損失の大きいときの出力効率は

$$\frac{P}{P_0} = \frac{4\left(\frac{\omega_0}{\omega_f}\right)^2}{\left(1+\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}\frac{\omega_0}{\omega_f} \tag{5.32}$$

となり，$\omega_0/\omega_f \ll 1$ の条件では

$$\frac{P}{P_0} = 4\frac{\omega_0^3}{\omega_f^3} \tag{5.33}$$

まで減衰する．

5.4　一次元流体シミュレーションによるテラヘルツ電磁波の周波数上昇の評価

本実験の条件でテラヘルツ電磁波の周波数上昇が起こるか一次元流体シミュレーションコード *PICLS* 1d を用いて計算を行った [4]．シミュレーションの条件は入射するテラヘルツ電磁波の周波数を 0.35 THz とし，その強度を 4.3×10^9 W/cm^2 とした．またパルス波形は図 5.5 (a) に示すようにガウシアン分布とした．厚さ 1 mm の中性の窒素気体をテラヘルツ電磁波が到達すると同時に，100 fs の長さで窒素気体をプラズマ化するようにした．このときのプラズマ密度は 4×10^{13} から 10^{18} cm^{-3} まで変化させた．周波数 0.35 THz の臨界密度は 1.5×10^{15} cm^{-3} である．図 5.5 (b) に周波数上昇量の電子密度依存性を示す．縦軸は周波数上昇量 $\Delta\omega$ を ω_0 で規格化したもの，横軸は電子密度である．赤いバツ印がシミュレーションより得られた結果，青の実線が理論値である．図 5.5 から分かるように理論値にほぼ一致したデータが得られている．結果として本実験で用いる実験条件でテラヘルツ電磁波の周波数上昇が期待できる．

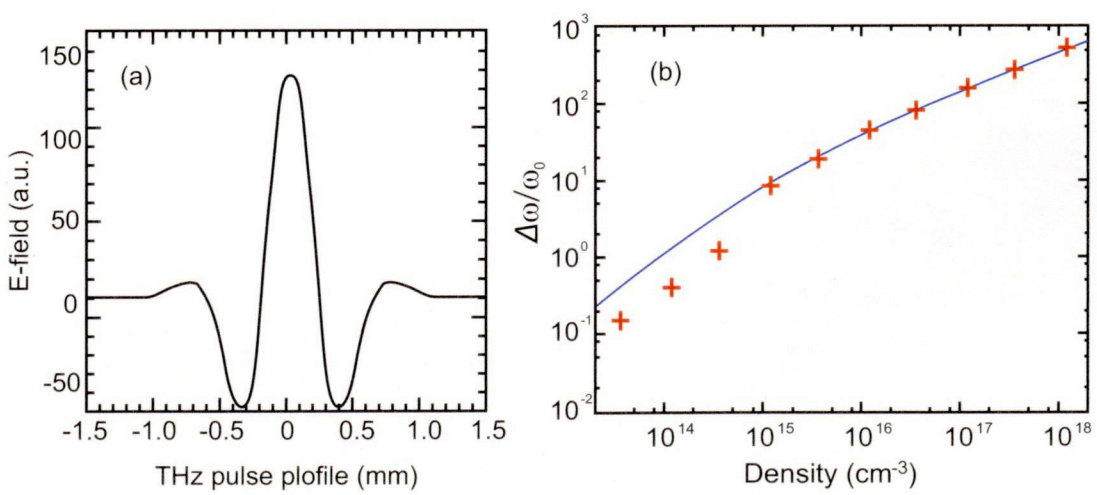

図 5.5 周波数上昇量の電子密度依存性．

5.5 実験セットアップ

5.5.1 実験装置

図 5.6 は実験装置の概略図である．本実験装置は，高強度超短パルスレーザーシステム部とテラヘルツ電磁波の発生・検出部より構成される．テラヘルツ電磁波は THz - TDS で用いられているポンプ・プローブサンプリング法を用いて計測を行った．実験で使用したレーザーは，モード同期 Ti:sapphire レーザーである．中心波長は 800 nm，繰り返し周波数は 1 kHz，1 パルス当たりの最大エネルギーは 1 mJ である．レーザーシステムから出力されたレーザーは，1 対 1 のビームスプリッターにより電離用レーザーとサンプリング用レーザーとに分けられる．その後，サンプリング用レーザーは 99 対 1 のビームスプリッターによりテラヘルツ放射用レーザーと検出用レーザーに分けられる．放射用レーザーは光学チョッパーにより変調され，$\lambda/2$ 波長板を通過し，焦点距離 150 mm のレンズを用いて ZnTe 結晶に集光照射される．ZnTe 結晶にレーザーが照射されると結晶から光整流作用によりテラヘルツ電磁波が放射される．その後，テラヘルツ電磁波は OAP ミラーにより平行光にされた後，焦点距離 150 mm のテラヘルツレンズにより ZnSe 結晶に集光される．この時間に電離用レーザーがテラヘルツ電磁波の伝搬方向と垂直の方向から照射される．そして周波数上昇が起こったテラヘルツ電磁波は，検出側のレンズと OAP ミラーを通り検出用の PC アンテナに集光される．PC アンテナからの信号は，微小な繰り返し信号を計測できるロックインアンプを用いて計測を行った．

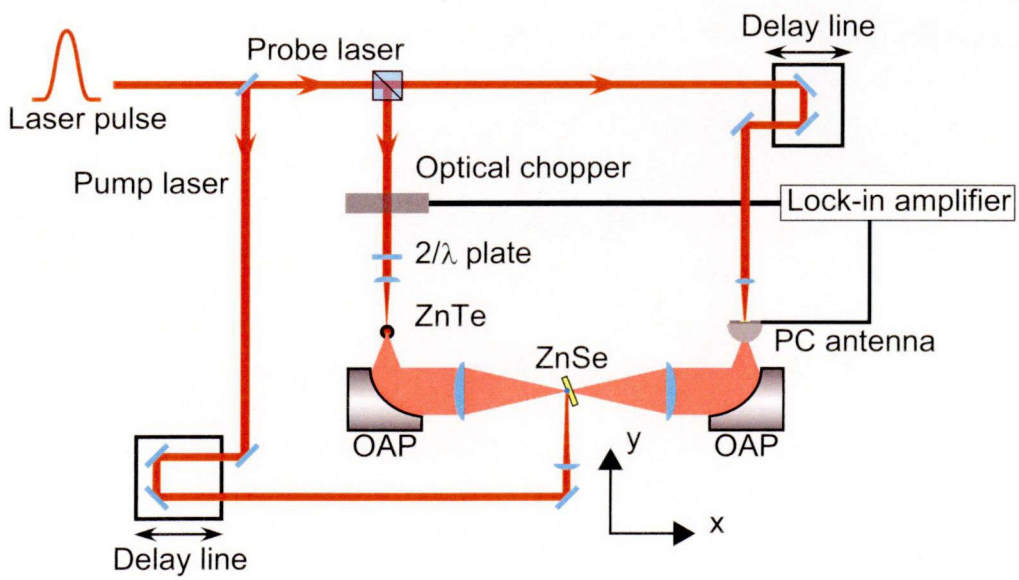

図 5.6 実験セットアップ．

本実験ではテラヘルツ領域に高い透過率を持つ ZnSe 結晶をプラズマ媒質として使用した．ZnSe 結晶はレーザーを照射するとキャリアを励起し，キャリアと電子による固体プラズマを生成する．実験では生成されるプラズマの領域を増やすために ZnSe 結晶をテラヘルツ電磁波の光軸に対して斜めに配置した．また，レーザーのエネルギーが効率よく吸収されるように，結晶表面対する電離用レーザーの入射角を ZnSe 結晶のブリュースター角である 68° とした．

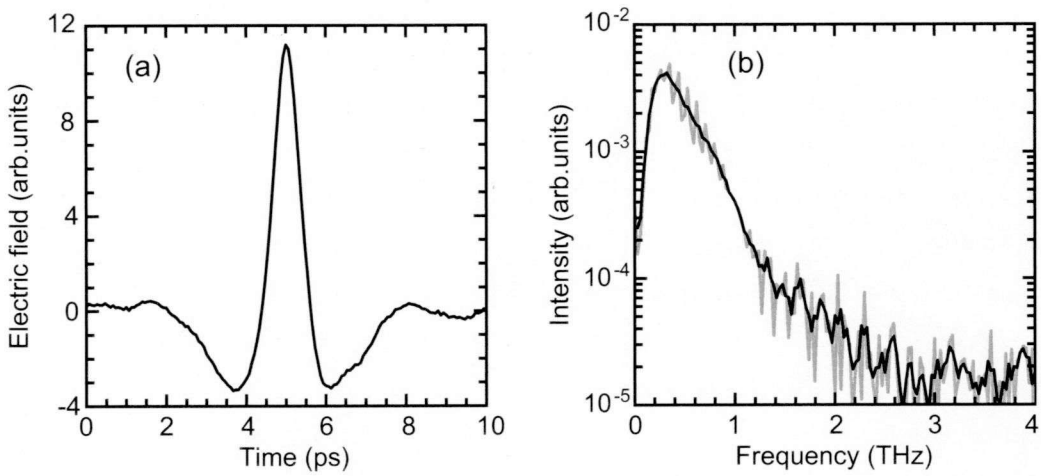

図 5.7 種電磁波の (a) 時間波形及び (b) 周波数スペクトル．

図 5.7 (a) は ZnTe 結晶より放射されたテラヘルツ電磁波をポンププローブサンプリングシステムを用いて計測した典型的な時間波形である．このとき，ZnTe 結晶に入射したレーザーのエネルギーは 480 μJ，パルス幅は 100 fs である．計測されたテラヘルツ電磁波のパルス幅は約 0.6 ps (FWHM) である．図 5.7 (b) は時間波形を高速フーリエ変換することにより得られた周波数スペクトルである．縦軸は PC アンテナによって検出された信号強度，横軸は周波数である．ZnTe 結晶からのテラヘルツ電磁波の最大周波数は 0.35 THz，帯域幅は 0.25 THz (FWHM)，約 1.5 THz までの成分を持っている．

5.5.2 ZnSe 結晶のレーザー照射と種電磁波の同期の評価

本実験では大きな周波数上昇を目的にレーザーで生成される過渡的な高密度のプラズマを用いる．臨界密度は種電磁波のピーク周波数の 0.35 THz で 1.5×10^{15} cm^{-3} と低いため，プラズマを生成する時間と種電磁波が通過する時間が重要となる．そこで電離用レーザー側の自動ステージを走査しながら周波数上昇したテラヘルツ電磁波を取得し，透過率を求めた．透過率は電離用レーザー有りの場合の周波数スペクトルの積分値を電離用レーザー無しの場合の周波数スペクトルの積分値で割ることで算出した．このとき，電離用レーザーエネルギーは 320 μJ，パルス幅は 100 fs である．テラヘルツ電磁波の透過率の電離用レーザー遅延時間依存性を図 5.8 に示す．縦軸は透過率，横軸

は自動ステージの移動距離を光速で割ることで遅延時間に換算した．テラヘルツ電磁波の透過率を

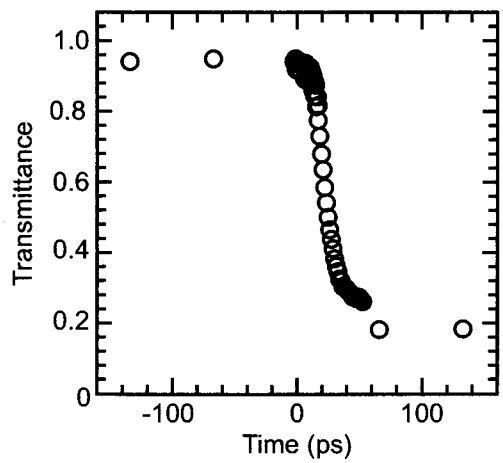

図 5.8 電離用レーザーの照射タイミング．

3 つの時間に分けて考察を行う．

(a) テラヘルツ電磁波が電離用レーザーより先に ZnSe 結晶に入射した場合．

(b) テラヘルツ電磁波と電離用レーザーとほぼ同時刻に ZnSe 結晶に入射した場合．

(c) テラヘルツ電磁波が電離用レーザーより後に ZnSe 結晶に入射した場合．

(a) 遅延時間が負の場合（テラヘルツ電磁波が電離用レーザーより先に ZnSe 結晶 に入射した場合），結晶表面にプラズマは生成されていない．しかしながら透過率は約 10 % ほど低下する．これは ZnSe 結晶にテラヘルツ電磁波が吸収されたためである．(b) 遅延時間が正の時刻では，テラヘルツ電磁波は電離用レーザーにより生成された固体プラズマを中を透過しており，透過率は急激に減少する．(c) さらに遅延時間を正にした場合には透過率は 20 % で飽和していることが分かる．これは ZnSe 結晶表面に生成されたキャリアプラズマが種電磁波の臨界密度よりも大きいため，種電磁波のほとんどは高密度のプラズマ層により反射され，臨界密度が高い高周波の成分の電磁波が透過してきたものであると考えられる．本実験では周波上昇の信号強度が最も大きかった 0 ps に電離用レーザーが ZnSe 結晶に照射されるように時間を合わせて実験を行った．

5.6 実験結果と考察

5.6.1 周波数上昇量のレーザー強度依存性

電離用レーザーの強度を変化させたときの周波数スペクトルを図 5.9 に示す．レーザー強度を変化させた場合，レーザー強度の増加とともにスペクトルの一部が高周波側に移動している．また周波数上昇量が増加すると共にそのスペクトル強度も減少していくのが確認できる．また，1 THz 以下

の成分についてはほとんどスペクトルの変化は観測されなかった．これは，テラヘルツ電磁波の直径径 2 mm に対して電離用レーザーを集光することで生成されるキャリアプラズマの高密度部分が小さく，テラヘルツ電磁波と高密度プラズマの相互作用する領域が限られ，スペクトルの一部分しか周波数上昇が起こらなかったものだと考えられる．この解決策として，前章で示した TPPWG を用いることでテラヘルツ電磁波を電離用レーザーの集光径と同サイズにし，テラヘルツ電磁波と高密度プラズマの相互領域を同程度にすることでフラッシュ電離によりスペクトル全体の周波数上昇量が期待できる．

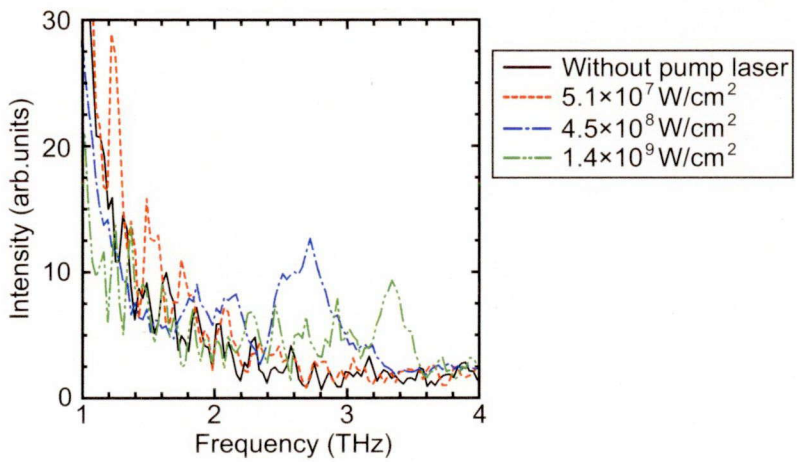

図 5.9 レーザー強度を変えたときの周波数スペクトルの変化.

レーザー強度を変化させたときの周波数上昇量を図 5.10 に"●"で示す．縦軸は周波数上昇量，横軸はレーザー強度である．周波数上昇量は実験で得られた周波数スペクトルを種電磁波の周波数スペクトル (図 5.7(b)) で規格化することで算出した最大値の周波数をプロットしている．ただし，テラヘルツ領域には水の吸収スペクトルが多数存在するためその周波数は取り除いている．また，周波数上昇したスペクトルの最大値の半値全幅を周波数上昇スペクトルの誤差としエラーバーとして図内に示した．計測された最大周波数は 3.5 THz であり，そのときのレーザー強度 4.1×10^9 W/cm^2 であった．計測した周波数上昇量が 3 THz 付近で飽和しているのは PC アンテナの検出感度が 3.5 THz あたりにあるためである．本実験ではフラッシュ電離を用いることで種電磁波の周波数に対して 10 倍上昇する実験結果を得た [11,12].

次にレーザー強度による周波数上昇量について考察を行う．レーザー強度の変化と電子密度は比例の関係にあり，またフラッシュ電離の周波数上昇量は電子密度に比例することから数値計算により周波数上昇量を求めることができる．まず，結晶中のキャリアプラズマの密度を求める．ZnSe 結晶のバンドギャップは 2.7 eV であり，これは電離用レーザーのフォトンエネルギー 1.54 eV よりも大きい．つまり結晶中で生成されるキャリアプラズマは二光子吸収により生成されることになる．

二光子吸収により生成されるキャリア電子はレーザー強度 I_L を用いて次式で表される．

$$\frac{dI_L}{dy} = -\alpha I_L - \beta {I_L}^2 \tag{5.34}$$

ここで α は二光子吸収の線形的に増加する成分．$\beta = 5 \times 10^{-9}$ cm/W は非線形に増加する成分である [10]．本実験ではレーザー強度が高いため二項目が支配的となり，一項目の α は無視することができる．結晶内の位置 y でのレーザー強度は，

$$I_L(y) \;=\; \frac{I_{L0}}{1 + \beta I_{L0} y} \tag{5.35}$$

で表される．但し，I_{L0} は ZnSe 結晶表面でのレーザー強度である．また，本実験の時間スケールでは拡散や再結合を無視することができる．次に，レーザーにより生成される結晶中の平均電子密度について評価を行う．結晶中で単位長さ Δy あたり消費されるエネルギー ΔE を求める．Δy の領域に注入されるエネルギー ΔE は次式で表される．

$$\Delta E \;=\; \Delta I_L \tau \Delta y \tag{5.36}$$

ここで，

$$\Delta I_L = I_{L0} - I_L(\Delta y) \tag{5.37}$$

つまり ΔI_L は次のように表される．

$$\Delta I_L = \frac{\beta {I_{L0}}^2 \Delta y}{1 + \beta I_{L0} \Delta y} \tag{5.38}$$

二光子吸収過程において 2 つのフォトンにより 1 つの電子が生成されるため結晶中の平均電子密度 n_{ave} は

$$n_{\mathrm{avg}} = \frac{\Delta E}{2h\nu} \tag{5.39}$$

となる．ここで ΔE は，

$$\Delta E = \frac{\beta {I_{L0}}^2 (\Delta y)^2 \tau}{1 + \beta I_{L0} \Delta y} \tag{5.40}$$

である．また，結晶のプラズマ周波数 ω_p は，

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{\varepsilon_0 m_e^*}} \tag{5.41}$$

と表される．ここで m^* は ZnSe 結晶のキャリア電子の有質量 $m_e^* = 0.16\, m_e$ である [13]．式 (5.41) を式 (5.20) に代入して Δf を求めた結果を図 5.10 に実線で示す．

計測された周波数上昇量は計算より求めた値よりも大きいことがわかる．これはプラズマの密度

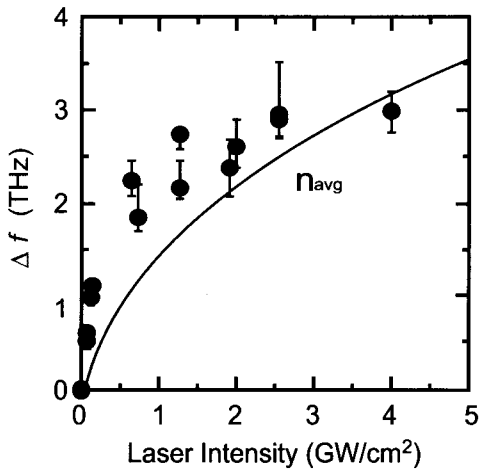

図 5.10 周波数上昇量のレーザー強度依存性.

の時間変化が原因であると考えられる．プラズマによる位相変調は

$$\Delta\omega = -\frac{\omega_0}{c}\int_0^L \frac{\partial N_p}{\partial t}dx \tag{5.42}$$

で与えられる [14]．ただし，N_p はプラズマ中の屈折率であり，

$$N_p = \sqrt{1-\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}} \tag{5.43}$$

である．つまり，レーザーで生成されるプラズマの密度の時間変化量により周波数が変化する．レーザーで生成されるプラズマは瞬間的に電離を起こしプラズマの密度も急激に変化する．そのため，プラズマの密度変化に起因する周波数上昇が生じたことにより，フラッシュ電離の理論により算出された周波数上昇量を上回ったものだと考えられる．

5.6.2 フラッシュ電離によるエネルギー変換効率の評価

S. C. Wilks 等の理論式によれば，周波数上昇したテラヘルツ電磁波の電界 E_f と周波数 ω_f は反比例の関係にあることが示されている [5].

$$E_{f\pm} = \frac{E_0}{2}\left(1 \pm \frac{\omega_0}{\omega_f}\right) \tag{5.44}$$

また $\omega_f \gg \omega_0$ のときプラズマと真空の境界面では電磁波は反射され，電磁波の電界は $2\omega_0/\omega_f$ だけ減衰する．この減衰を考慮し，式 (5.44) を変形すると次の関係式が導かれる．

$$\frac{I_f}{I_0} \propto \left(\frac{E_f}{E_0}\right)^2 \propto \left(\frac{\omega_0}{\omega_f}\right)^3 \tag{5.45}$$

ここでの電界 E は PC アンテナで直接測定した電界である．縦軸は規格化したテラヘルツ電磁波の強度，横軸は規格化した周波数をとったグラフを図 5.11 に示す．"•"は実験で計測したデータ，実

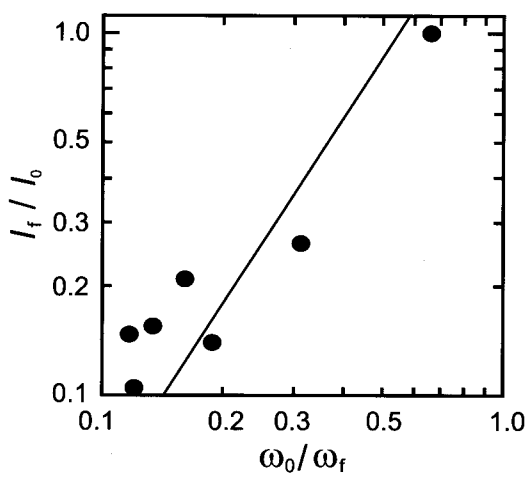

図 5.11 フラッシュ電離による電磁波強度と周波数の関係.

線は $(I_f/I_0) \propto (\omega_0/\omega_f)^{1.7}$ の近似曲線である．式 (5.45) によると強度は周波数の 3 乗に比例する．ところが実験で得られたデータは理論値に比べて小さい値となった．前節の結果では理論値よりも周波数 ω_p が大きいことが示されている．つまり計測した I_f が小さかったことを意味する．これはレーザーにより生成されるプラズマが伝搬方向に大きさを持ち，テラヘルツ電磁波が伝搬中にプラズマと相互作用し減衰したものだと考えられる．

5.7 まとめ

本章ではフラッシュ電離の原理について述べたあと，テラヘルツ電磁波の周波数上昇実験的に観測した．そのまとめは以下の通りである．

(1) 一次元シミュレーションによりテラヘルツ電磁波が中性ガスを伝搬中，100 fs の長さでプラズマ化した場合にテラヘルツ電磁波が周波数上昇することを確認した．

(2) S. C. Wilks 等の理論に沿ってフラッシュ電離の原理実証実験を行った．本実験では生成するプラズマの空間と時間の条件を満たした状態で実験を行った．プラズマの生成時間は種電磁波の 1 周期より十分短く 100 fs のパルス幅のレーザーを用いてプラズマの生成を行った．また，生成されるプラズマは 1 波長よりも十分大きい 1 cm のビーム径でプラズマを生成した．実験の結果，テラヘルツ電磁波は最大で 3.5 THz までの周波数上昇を観測した．これは ZnTe 結晶に超短パルスレーザを照射したときに発生する種電磁波の周波数の 10 倍に値する．

(3) 数値計算により ZnSe 結晶で生成されるキャリアプラズマの平均電子密度から見積もられる周波数上昇量と実験値の比較を行った．実験値は計算値よりも大きく，これは電離用レーザーによりプラズマを生成したためプラズマの密度が時間的に急激に変化したことが原因だと考えられる．

(4) フラッシュ電離のエネルギー変換効率について評価を行った．本実験で得られた変換効率は理論値より小さな値となった．これらは種電磁波が ZnSe 結晶中を伝搬中もプラズマと相互作用し，テラヘルツ電磁波の周波数が上昇するが，それと同時に電界の強度が低下しているためだと考えられる．

参考文献

[1] S. C. Wilks, J. M. Dawson, W. B. Mori, T. Katsouleas, and M. E. Jones, "Photon accelerator," Physical Review Letters **62**, 2006 (1989).

[2] W. B. Mori, "Generation of tunable radiation using an underdense ionization front," Physical Review A **44**, 5118 (1991).

[3] R. L. Savage. Jr, R. P. Brogle, W. B. Mori, and C. Joshi, "Frequency upshifting and pulse compression via underdense relativistic ionization fronts," IEEE Transactions on Plasma Science **21**, 5 (1993).

[4] Y. Sentoku, and A. J. Kemp, "Numerical methods for particle simulations at extreme densities and temperatures : Weighted particles , relativistic collisions and reduced currents," Journal of Computational Physics **227**, 6846 (2008).

[5] S. C. Wilks, J. Dawson, and W. Mori, "Frequency Up-Conversion of Electromagnetic Radiation with Use of an Overdense Plasma," Physical Review Letters **61**, 337 (1988).

[6] C. J. Joshi, C. E. Clayton, K. Marsh, D. B. Hopkins, A. Sessler, and D. Whittum, "Demonstration of the frequency upshifting of microwave radiation by rapid plasma creation," IEEE Transactions on Plasma Science **18**, 814 (1990).

[7] S. P. Kuo, "Frequency up-conversion of microwave pulse in a rapidly growing plasma," Physical Review Letters **65**, 1000 (1990).

[8] S. P. Kuo, and A. Ren, "Experimental study of wave propagation through a rapidly created plasma," IEEE Transactions on Plasma Science **21**, 53 (1993).

[9] N. Yugami, T. Niiyama, T. Higashiguchi, H. Gao, S. Sasaki, H. Ito, and Y. Nishida, "Experimental observation of short-pulse upshifted frequency microwaves from a laser-created overdense plasma," Physical Review E **65**, 036505 (2002).

[10] I. Geltner, Y. Avitzour, and S. Suckewer, "Picosecond pulse frequency upshifting by rapid free-carrier creation in ZnSe," Applied Physics Letters **81**, 226 (2002).

[11] A. Nishida, N. Yugami, T. Higashiguchi, T. Otsuka, F. Suzuki, M. Nakata, Y. Sentoku, and R. Kodama, "Experimental observation of frequency up-conversion by flash ionization," Applied Physics Letters **101**, 161118 (2012).

[12] A. Nishida, M. Nakata, T. Oba, T. Higashiguchi, N. Yugami, Y. Sentoku, and R. Kodama, "THz wave up-frequency turning by rapidly plasma creation," Proceedings SPIE **8119**, 81190L (2011).

[13] M. Dabbicco, and M. Brambilla, "Dispersion of the two-photon absorption coefficient in ZnSe," Solid State Communications **114**, 515 (2000).

[14] E. Yablonovitch, "Self-phase modulation and short-pulse generation from laser-breakdown plasmas," Physical Review A **10**, 1888 (1974).

第6章

統括

本論文では，物質との相互作用のための高輝度テラヘルツ電磁波発生・制御に関する要素技術開発について研究を行った．

以下に本論文の各章ごとに得られた結論についてまとめる．

第2章では，レーザーと固体との相互作用により発生する高エネルギー密度電子流を用いたコヒーレントシンクロトロン放射からの高輝度テラヘルツ電磁波発生について説明し，評価を行った．そのまとめは以下の通りである．

- インコヒーレントなシンクロトロン放射とコヒーレントなシンクロトロン放射の違いについて説明した．その際，重要となるバンチ形状因子について説明した．テラヘルツ帯でのコヒーレントなシンクロトロン放射の場合，電子のバンチ長は0.5 ps以下である必要性を示した．
- コヒーレントシンクロトロン放射の放射角度と周波数スペクトルについて評価を行った．
- テラヘルツ電磁波による電子とイオンの相対論領域までの加速に必要な放射エネルギーについて評価を行った．電子を相対論領域まで加速させるためのCSR発生に必要な磁場強度は4.8テスラであることを示した．

第3章では，コヒーレントシンクロトロン放射の要素技術として，高速電子を曲げるためのマイクロパルスパワー装置の開発及び強磁場生成実験を行った．そのまとめは以下の通りである．

- レーザー装置と同期が取り易いマルチレーザートリガーギャップスイッチ用いた低インピーダンスのマイクロパルスパワー装置の開発を行った．
- マルチレーザートリガーギャップスイッチによるスイッチの低インダクタンス化について実験を行った．スイッチを並列動作させることで装置のインダクタンスを55パーセント減少させた．
- 開発したマイクロパルパワー装置とパルスコイルを用いて強磁場生成実験を行った．コイル端面より1 mmのところで最大で16.7 テスラの強磁場の生成した．充電電圧13 kVから20 kVまで変化させることで磁束密度を11.8テスラから16.7テスラまで変化可能であることを実験的に示した．
- 強磁場の空間分を測定した．空間分布はコイル端面から2.2 mmの距離で，最大磁場の20パーセントしか減衰せず，作成したコイルは電子ビームの広がりに対して十分な空間分布を持っていることを示した．

- 生成した強磁場を 2 つ重ね合わせることでより強い磁場が生成できる．その磁場を用いたコヒーレントシンクロトロン放射からの高輝度テラヘルツ電磁波によるイオンの加速について評価を行った．その結果，電子のエネルギー 156 MeV，電子数 10^{11} 個，電子のバンチ長 100 fs の電子を用いた場合，35.6 テスラの磁場で曲げれば 2.3×10^{7} GW の放射が可能でありイオンを相対論領域まで加速できることを示した．

第 4 章では，テラヘルツ電磁波の集光強度を高める方法としてテーパー付きスラブ導波路を製作し，伝搬モードと集光強度について評価を行った．そのまとめは以下の通りである．

- スラブ導波路内の電場，磁場を理解するために導波路内での伝搬モードについて TM モード，TE モードについて説明した．また，導波路の分散関係式及び遮断周波数について導出を行った．
- p 偏光のテラヘルツ電磁波を TPPWG に入射した場合，テラヘルツ電磁波は TEM モードで伝搬する．また，s 偏光のテラヘルツ電磁波を TPPWG に入射した場合，テラヘルツ電磁波は TE_{10} モードで伝搬することを実験的に確認した．その結果，TPPWG を用いてテラヘルツ電磁波を集光するときには群速度分散や遮断周波数を持たない p 偏光でテラヘルツ電磁波を入射する必要があることを示した．
- 実験で得られた透過率と数値計算により求めた透過率の比較を行った．低周波領域では実験値は理論値より小さくなることを確認した．これはアンテナから発生するテラヘルツ電磁波は空間的に周波数分布を持っており，低周波領域は入射端で反射された可能性がある．
- 実験で得られた周波数 1 THz のテラヘルツ電磁波の透過率を用いて TPPWG を用いた場合の集光強度の上昇量について評価を行った．TPPWG 用いることでテラヘルツ電磁波のエネルギー密度が 107 倍上昇する結果を得た．

第 5 章では，フラッシュ電離を用いたテラヘルツ電磁波の周波数制御を行った．そのまとめは以下の通りである．

- フラッシュ電離の原理について，空間的な密度変化と時間的な密度変化の違いから周波数上昇の原理について説明した．そして周波数上昇量の導出を行い，電子密度に比例した周波数上昇量が得られることを説明した．
- 一次元シミュレーションを用いてテラヘルツ電磁波が中性ガスを伝搬中，100 fs の長さでプラズマ化した場合に本実験条件でテラヘルツ電磁波が周波数上昇することを示した．
- S. C. Wilks 等の理論に沿ってフラッシュ電離を用いたテラヘルツ電磁波の周波数上昇の原理実証実験を行った．本実験ではプラズマの生成時間は種電磁波の 1 周期より短く 100 fs のパルス幅のレーザーを用いてプラズマの生成を行った．また，生成されるプラズマは 1 波長よりも十分大きい 1 cm のビーム径でプラズマを生成した．

- テラヘルツ電磁波はレーザー強度 4.1×10^9 W/cm^2 のとき 3.5 THz までの周波数上昇を観測した．これは ZnTe 結晶に超短パルスレーザを照射したときに発生する種電磁波の 10 倍に値する．
- 数値計算により ZnSe 結晶で生成されるキャリアプラズマの平均電子密度から見積もられる周波数上昇量と実験値との比較を行った．実験値は計算値よりも大きく，これはプラズマの位相変調によるものだと考えられる．
- フラッシュ電離のエネルギー変換効率について評価を行った．変換効率は理論値より小さな値となった．これらは種電磁波が ZnSe 結晶中を伝搬中も内部もプラズマと相互作用し電界の強度が低下しているためだと考えられる．

現在，テラヘルツ電磁波の最高出力は自由電子レーザーを用いた方法で，そのエネルギーは数百 MW 程度である．テラヘルツ電磁波による非線形現象やイオンの相対論領域まで加速するには，さらに高輝度のテラヘルツ電磁波が必要となる．そのための要素技術として，小型装置で高輝度なコヒーレントシンクロトロン放射発生に必要となるパルス強磁場を開発した．また，テラヘルツ電磁波の制御技術として，集光強度の増加及び周波数制御の要素技術を実験的に示した．これらの研究成果が今後の高輝度テラヘルツ電磁波発生及び制御に役立てられれば幸いである．

謝辞

本研究の遂行に際し，終始懇篤なる御指導，御鞭撻を賜りました兒玉了祐教授に深厚なる謝意を表します.

研究を進めるにあたり，終始変わらぬ御指導，御助言を頂きました米田仁紀教授 (電気通信大学)，湯上登教授 (宇都宮大学)，尾崎典雅助教，坂和洋一准教授，東口武史准教授 (宇都宮大学) に深厚なる謝意を表します.

大阪大学大学院博士課程在学中に御指導いただきました，田中和夫教授，上田良夫教授，飯田敏行教授，村上匡且教授，中井光男教授，羽原英明准教授，村田勲准教授，加藤裕介准教授，長友英夫准教授，大塚裕介助教，佐藤文信助教，有川安信助教に謝意を表します.

大型レーザー装置実験に際し，素晴らしい研究の場を提供して頂きましたセンター長の疇地宏教授，前センター長の三間圀興名誉教授に深く感謝致します.

研究を進めるにあたり活発な議論，御協力，激励を頂きました近藤公伯主任研究員 (日本原子力開発機構)，陳正林特任准教授，細貝知直特任准教授，千徳靖彦准教授 (ネバダ大学)，金展特任助教，益田伸一特任講師，犬伏雄一博士 (理化学研究所)，中堤基彰博士 (European FEL)，中村浩隆博士 (Imperial College) に感謝致します.

本研究の大型レーザー実験遂行に際し，惜しみない御協力，御助言を頂きました蔵満康浩博士，森田太智博士，有馬和宏氏 (電気通信大学)，丹治浩樹氏，井出尭夫氏，西尾健斗氏に感謝の意を表します.

実験におけるターゲット製作に御協力頂きました木村泰子技術員に深く感謝致します．研究に関わる事務手続きに関して積極的に御支援，御協力をいただきました門野照美様，栗栖真美様，森久美子様に深く感謝致します.

日々の研究生活において，活発な議論と惜しみない御協力を頂きました Alexei Zhidkov 特任教授，反保元伸博士 (日本原子力研究開発機構)，森芳孝助教 (光産業創生大学院大学)，柴田一範特任助教，中新信彦博士，木村友亮博士，中川真氏，東恵悟氏，今亮氏，水田好雄氏，宮西宏併氏，申定訓氏，門田裕一郎氏， 浦西宏幸氏，浅海雄人氏，中塚和樹氏，中澤知大氏，近藤良彦氏，林圭輔氏，中原弘貴氏，幸原朋広氏，楊宗翰氏，喜田美佳氏，池谷正太郎氏，岩佐健太氏，小川剛史氏，佐藤友哉氏，張天駒氏に心から感謝致します.

本研究の実験遂行に際し，活発な議論，惜しみない御協力を頂きました宇都宮大学の寺内宏満博士，大塚崇光氏，柏崎宏明氏，仲田真大氏，大場貴文氏，宮沢準氏，笠間純一氏，鈴木史典氏，笠間純一氏，菊池啓介氏，小野勝平氏，譚浩氏に感謝の意を表します.

博士後期課程在学中に経済的な援助を頂きました日本学術振興会先端拠点研究事業プログラム「高エネルギー密度科学」，科学技術振興機構 JST-CREST プログラム「高エネルギープラズマフォ

トニクス」，大阪大学グローバル COE プログラム「次世代電子デバイス教育研究開発拠点」に深く感謝致します.

最後に心身共に私を支えて下さった家族，並びに研究生活を支えて下さいました全ての方々に心から感謝致します.

業績一覧

学術論文 (第一著者分)

[1] A. Nishida, H. Kashiwazaki, S. Yoshida, T. Higashiguchi, N. Yugami, and R. Kodama, "A tapered parallel plate waveguide for frequency up-conversion of terahertz radiation," Review of Scientific Instruments **83**, 045104 (2012).

[2] A. Nishida, N. Yugami, T. Higashiguchi, T. Otsuka, F. Suzuki, M. Nakata, Y. Sentoku, and R. Kodama, "Experimental observation of frequency up-conversion by flash ionization," Applied Physics Letters **101**, 161118 (2012).

[3] A. Nishida, Z. L Chen, H. Arima, Z. Jin, K. Kondo, M. Nakagawa, H. Yoneda, and R. Kodama, "Study of novel plasma devices generated by high power lasers coupled with a micro-pulse power technology," Journal of Physics : Conference Proceedings **112**, 022109 (2008).

[4] A. Nishida, M. Nakata, T. Oba, T. Higashiguchi, N. Yugami, Y. Sentoku, and R. Kodama, "THz wave up-frequency turning by rapidly plasma creation," Proceedings SPIE **8119**, 81190L (2011).

学術論文 (共著者分)

[1] H. Yoneda, T. Namiki, A. Nishida, R. Kodama, Y. Sakawa, Y. Kuramitsu, T. Morita, K. Nishio, and T. Ide, "Strong Compression of a Magnetic Field with a Laser-Accelerated Foil," Physical Review Letters **109**, 125004 (2012).

[2] S. D. Baton, M. Koenig, J. Fuchs, a. Benuzzi-Mounaix, P. Guillou, B. Loupias, T. Vinci, L. Gremillet, C. Rousseaux, M. Drouin, E. Lefebvre, F. Dorchies, C. Fourment, J. J. Santos, D. Batani, A. Morace, R. Redaelli, M. Nakatsutsumi, R. Kodama, A. Nishida, N. Ozaki, T. Norimatsu, Y. Aglitskiy, S. Atzeni, and A. Schiavi, "Inhibition of fast electron energy deposition due to preplasma filling of cone-attached targets," Physics of Plasmas **15**, 042706 (2008).

[3] S. D. Baton, M. Koenig, J. Fuchs, L. Gremillet, C. Rousseaux, D. Batani, A. Morace, M. Nakatsutsumi, R. Kodama, T. Norimatsu, A. Nishida, F. Dorchies, C. Fourment, J. J. Santos, J. Rassuchine, and T. Cowan, "Inhibition of fast electron energy deposition due to preplasma filling of cone-attached targets," The European Physical Journal Special Topics **175**, 77 (2009).

[4] Y. Mizuta, T. Hosokai, S. Masuda, a. Zhidkov, K. Makito, N. Nakanii, S. Kajino, A. Nishida, M. Kando, M. Mori, H. Kotaki, Y. Hayashi, S. Bulanov, and R. Kodama, "Splash plasma channels produced by picosecond laser pulses in argon gas for laser wakefield acceleration," Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams **15**, 121301 (2012).

国際学会発表

[1] A. Nishida, H. Yoneda, N. Yugami, K. Kondo, Z. L. Chen, Z. Jin, H. Arima, and R. Kodama, "Study of novel plasma devices generated by high power lasers coupled with a micro-pulse power technology," 1 st Global COE International Symposium Electronic device Innovation-EDIS 2006, Osaka Japan, January 2006.

[2] A. Nishida, Z. L. Chen, H. Arima, Z. Jin, K. Kondo, M. Nakagawa, H. Yoneda, and R. Kodama, "Study of novel plasma devices generated by high power lasers coupled with a micro-pulse power technology," Fifth International Conference on Inertial Fusion Sciences and Application (IFSA2007), Kobe Japan, September 2007.

[3] A. Nishida, Z. L. Chen, H. Arima, Z. Jin, K. Kondo, H. Yoneda, and R. Kodama, "High energy density electrons controlled by ultra-intense laser coupled with a micro-pulse power," 2nd Global COE International Symposium Electronic device Innovation- EDIS 2008, Osaka Japan, June 2008.

[4] A. Nishida, Z. L. Chen, Z. Jin, H. Yoneda, K. Kondo, N. Yugami, and R. Kodama, "High energy density electrons controlled by ultra-intense laser coupled with a micro-pulse power discharged fiber," Fundamentals and Applications of Micro plasmas, San Diego California United States, March 2009.

[5] A. Nishida, Z. L. Chen, Z. Jin, H. Yoneda, N. Yugami, T. Hosokai, and R. Kodama, "Study of high energy density electrons with ultra intense laser light in micro pulse power discharged fiber," 17TH IEEE International Pulsed Power Conference, Washington DC United States, July 2009.

[6] A. Nishida, M. Nakata, T. Oba, T. Higashiguchi, N. Yugami, Y. Sentoku, and R. Kodama, "THz wave up-frequency turning by rapidly plasma creation," The 36th International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves (IRMMW-THz 2011) Hyatt Regency Downtown Houston TX United States, October 2011.

[7] A. Nishida, M. Nakata, H. Oba, T. Higashiguchi, N. Yugami, Y. Sentoku, and R. Kodama, "Frequency upshift via flash ionization phenomena using semiconductor plasma,"

Seventh Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA2011), Bordeaux-Lac France, September 2011.

[8] A. Nishida, M. Nakata, T. Oba, T. Otsuka, F. Suzuki, S. Ono, T. Higashiguchi, N. Yugami, Y. Sentoku, and R. Kodama, "Study on THz Wave Frequency Up-conversion by Flash Ionization," Plasma Conference 2011, Kanazawa Japan, November 2011.

[9] A. Nishida, M. Nakata, T. Higashiguchi, N. Yugami, Y. Sentoku, and R. Kodama, "Study on frequency up-conversion by plasma - Terahertz wave interaction," International Conference on High Energy Density Science 2012 (HEDS2012), Yokohama Japan, April 2012.

国内学会発表

[1] 西田明憲, 陳正林, 有馬宏和, 金展, 近藤公伯, 中川真, 米田仁紀, 兒玉了祐,
"超高強度レーザーとマイクロパルスパワーによる高エネルギー密度電子制御の可能性" 21aTB-5
日本物理学会 第62回年次大会, 北海道大学 札幌キャンパス, 2007年9月

[2] 西田明憲, 陳正林, 有馬宏和, 金展, 近藤公伯, 米田仁紀, 兒玉了祐,
"超高強度レーザーとマイクロパルスパワーによる高エネルギー密度電子制御の可能性"
レーザー学会学術講演会 第28回年次大会, 名古屋国際会議場, 2008年1月

[3] 西田明憲, 岡一仁, 米田仁紀, 兒玉了祐,
"高速低インピーダンスパルスパワー技術を用いた新しい応用研究"
平成19年度核融合科学研究所研究会「パルスパワー技術を用いたプラズマ科学の新展開」
自然研究開発機構 核融合科学研究所, 2008年3月

[4] 西田明憲, 米田仁紀, 陳正林, 有馬宏和, 兒玉了祐,
"レーザー・マイクロパルスパワー・ハイブリッド・プラズマフォトニックデバイス" 25pQE-3
日本物理学会 第63回年次大会, 近畿大学 大学本部キャンパス, 2008年3月

[5] 西田明憲, 米田仁紀, 鮎田謙一, 坂和洋一, 堂埜誠一, 丹治浩樹, 近藤公伯, 堀岡一彦, 柴田一成, 北村光, 兒玉了祐, 三間圀興, "Top-Bプロジェクト 10Mgauss級超強磁場発生実験" 28aSA-8
日本物理学会 第64回年次大会, 立教大学 池袋キャンパス, 2009年3月

[6] 西田明憲, 水田好雄, 益田伸一, Zhidkov Alexei, 細貝知直, 兒玉了祐,
"強磁場印加型のレーザー航跡場加速実験に用いるパルス駆動電磁石の開発" 23aQJ-3
日本物理学会 平成22年度秋季大会, 大阪府立大学 中百舌鳥キャンパス, 2010年9月

[7] 西田明憲, 仲田真大, 大場貴文, 大塚崇光, 鈴木史典, 小野勝平, 東口武史, 湯上登, 千徳靖彦, 兒玉了祐, "高速なプラズマ生成によるTHz波の周波数上昇に関する研究" 25pYE-8
日本物理学会 第67回年次大会, 関西学院大学 西宮上ケ原キャンパス, 2012年3月

受賞歴

[1] 中堤基彰, 中川真, 西田明憲
"高密度プラズマ中での電磁誘導透過による情報伝達に関する研究"
文部科学省「魅力ある大学院教育 イニシアティブ先端通信エキスパート養成プログラム」
グループ提案型研究 優秀研究賞

付録 A

相対論電子のラーマ半径

相対論領域の電子は，相対論効果により次のように電子の質量は変化する．

$$m = \gamma m_e \tag{A.1}$$

ここで m_e は電子の静止質量，γ はローレンツ因子であり光速 c を用いて，

$$\gamma \equiv \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \tag{A.2}$$

と表される．式 (A.1) と式 (A.2) から電子の速度 v は次のように表される．

$$v = c\sqrt{1-\left(\frac{m_e}{m}\right)^2} \tag{A.3}$$

特殊相対性理論より相対論的な電子の全エネルギーは

$$E_{\mathrm{t}} = mc^2 \tag{A.4}$$

で与えられる．また相対論領域の電子の運動エネルギーを E_{k}，電子の静止エネルギーを $m_e c^2$ とすると，E_{t} は次のように表すことができる．

$$E_t = E_{\mathrm{k}} + m_e c^2 \tag{A.5}$$

式 (A.4)，(A.5) から相対論電子の質量 m について解くと，

$$m = \frac{E_{\mathrm{k}} + m_e c^2}{c^2} \tag{A.6}$$

となる．式 (A.3) にこの式を代入すると電子の運動エネルギー E_{k} から速さを求める式は

$$v = c\sqrt{1-\left(\frac{m_e c^2}{E_{\mathrm{k}} + m_e c^2}\right)} \tag{A.7}$$

となる．

一様な磁場 $\boldsymbol{B}$ に速さ $\boldsymbol{v}$ の電子が入射するときの運動方程式は次のように表される．

$$m\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = |e|\,\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} \tag{A.8}$$

ここで e は電子の電荷である．電子の運動方向と平行に磁場がかかっている場合は電子に影響を及ぼさず速度は一定である．

$$\frac{dv_{\parallel}}{dt} = 0 \tag{A.9}$$

また磁場が電子の運動に垂直な場合は電子に垂直な力な力が働き，電子は円運動をする．このときの旋回半径をラーマ半径と言い，

$$r_{\mathrm{rel}} = \frac{eB}{mv_{\perp}} \tag{A.10}$$

と表される．これに式 (A.6)，式 (A.7) を代入すると，

$$r_{\mathrm{rel}} = \frac{m_e c}{|e|\,B}\sqrt{\left(\frac{E + m_e c^2}{m_e c^2}\right)^2 - 1} \tag{A.11}$$

となり，相対論電子の運動エネルギーとラーマ半径の関係が得られる．

付録 B

高出力レーザーとマイクロパルスパワー技術による超強磁場生成実験

B.1 はじめに

超強磁場を実現することで，強磁場下での新しい物性研究，磁場エネルギー密度が熱エネルギー密度を超えた状況下でのエネルギー変換，無衝突衝撃波での天体現象を模擬した加速現象など，様々な新しいプラズマ研究の展開が期待できる [1]．現在，強磁場は主に固体電子物性の研究に用いられている．例えば 100 テスラでは固体中の電子のゼーマンエネルギーが数十 eV にも達するので，強磁場は固体の物性に大きな変化を及ぼす．さらに 600 テスラ以上では，固体中の自由電子のサイクロトロン運動が半径 1 mm 以下になる．一方，レーザー生成磁場としては，高強度レーザーと物質との相互作用下で $\nabla n \times \nabla T$ に比例した磁場がよく知られている．また，超高強度レーザー下でのレーザーとプラズマの相互作用下で高強度の磁場が生成されている [2–6]．レーザーで生成される局所的なプラズマでは 75000 テスラの磁場が観測されている [7]．近年では，レーザー圧縮により 4000 テスラの磁場が観測された [9]．しかし，この手法では領域が限られ，またレーザーや放射線による物質の加熱が起こるなど物性研究などに利用できる見込みは立っていない．

通常，超強磁場の発生には種磁場を発生させ，それを圧縮することで得る手法が用いられる [10,11]．円筒状の圧縮形状を用いることで，軸方向には観測が保たれるため，試料に印加することも可能である．この方式では，最大磁場強度は圧縮力と圧縮磁場圧力の釣り合いで決まるために，外力となる圧縮力の大きさが重要となる．従来，使用されてきた外部圧力として爆薬，電磁力を本研究では，レーザーアブレーション圧力に置き換え，ターゲットの最適化による低温で綺麗な観測系をもった超強磁場生成を目的とする．

B.2 超強磁場発生原理

数千テスラの超強磁場を発生させるには，爆縮法や電磁濃縮法のように円筒に初期磁場 B_0 を入れておき，磁束を漏らさずに半径を小さくして磁束密度を上げる手法が用いられる．この方法により得られる磁場は式 (B.1) で表され，断面積の比と種磁場の磁場強度で決定される．

$$B(t) = \frac{S_0}{S(t)} B_0 \tag{B.1}$$

ここで S_0，B_0 は初期の面積と磁場である．円筒を圧縮するには，磁場によって発生するマクスウェル応力より強い力で外側から押す必要がある．マックスウェル応力は

$$T = \frac{B^2}{2\mu_0} \tag{B.2}$$

と表すことができ，軸に平行な方向では収縮する向き，直な方向では外側に広げようとする向きに働く．応力は磁場の 2 乗に比例するため，超強磁場では非常に強い力になる．超強磁場発生はこの磁場で発生する応力より大きい力で押せるかが重要であり，これより小さければ圧縮することは出来ない．現在，磁場濃縮法による強磁場の生成では 730 テスラ まで達している [10]．しかしながら，電磁濃縮法では一次コイルに流せる電流，コンデンサーバンクに限界があるために電磁力を劇的に上げるのは困難である．

一方，レーザー照射により円筒ターゲットの圧縮を行う場合，レーザーアブレーション圧力は，

$$P_{\mathrm{abs}} \cong 7.2 \left[\left(\frac{I_{\mathrm{abs}}}{10^{14}\ \mathrm{W/cm^2}} \right)^{0.57} \left(\frac{1\ \mu\mathrm{m}}{\lambda_L} \right)^{0.99} \left(\frac{ZR_a}{0.1\ \mathrm{cm}} \right)^{0.77} \right] \mathrm{Mbar} \tag{B.3}$$

で表される．ここで，I_{abs}，λ_L，R_a はレーザーの強度，波長と集光径である．また，Z はイオンの価数である．例えば，$I_{\mathrm{abs}} = 2 \times 10^{14}\ \mathrm{W/cm^2}$，$\lambda_L = 0.35\ \mu\mathrm{m}$，$\mathrm{Z} = 10$ では，$P_{\mathrm{abs}} = 15$ Mbar となる．

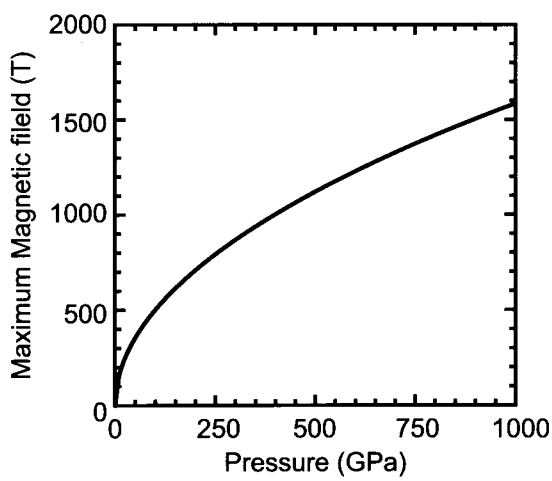

図 B.1 磁場とマクスウェル応力の関係．

図 B.2 に強磁場生成の概略図を示す．はじめに円筒の内部に種磁場を入れる．その後，円筒の外部から高出力レーザーを照射により内側に加速ホイルを押す．その結果，アブレーション圧力で種磁場の閉じ込められている中空部の圧縮を行うことで超強磁場が生成される．

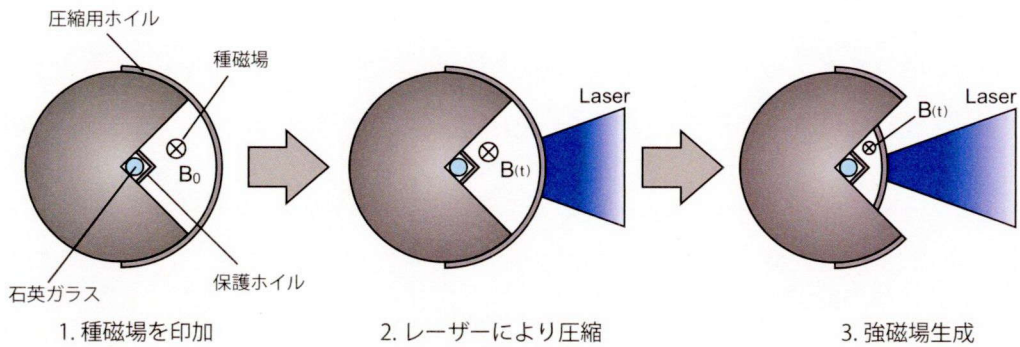

図 B.2 強磁場生成の原理.

B.3 ターゲットの設計と評価

B.3.1 ターゲット設計

ターゲットは大きく分けて加速ホイル，保護ホイルとサンプル領域の 3 つの部分から構成される．まず，レーザーにより圧縮できる半径について評価を行う．レーザー照射により圧縮速度は

$$\nu_{\mathrm{imp}} = (1.4^{+0.1}_{-0.2}) \times 10^7 \ [\mathrm{cm/s}] \tag{B.4}$$

で表される．本実験で用いるレーザーのパルス幅を 4 ns とすると，式 (B.4) より圧縮できる半径は約 500 μm となる．これよりキャビティのレーザー軸照射軸方向の長さを 500 μm とした．

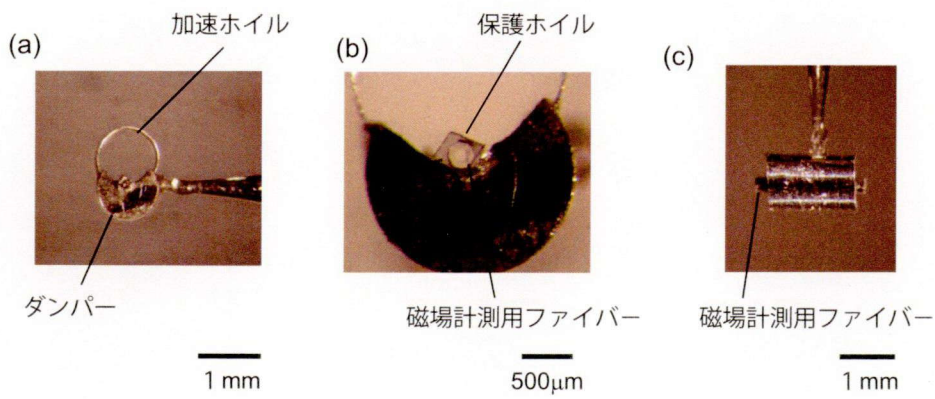

図 B.3 ターゲットの写真．ターゲットの (a) 横から見た図，(b) サンプル領域の拡大図，(c) レーザー照射面から見た図.

加速ホイルはキャビティ内に発生した磁場を漏らさず圧縮する役割がある．加速ホイルに高出力レーザー照射すると裏面より高エネルギーの X 線が発生する．これによりサンプル領域が加熱され

ることが考えられる．

保護ホイルは下記の 2 つの条件を満たす必要がある．1 つ目は加速ホイル裏面から発生する放射線から保護．2 つ目は圧縮時に磁場を透過できるだけの箔の薄さである．前者については加速ホイルの設計で述べたように，レーザー照射時に裏面より高エネルギーの X 線が発生する．X 線からサンプル領域の加熱を防ぐための X 線を吸収できる材料と厚みが必要となる．後者については，箔の厚みについては表皮深さから材料と厚みを決定することができる．表皮深さは下記の式で表される．

$$\delta(x) = \sqrt{\frac{2\rho(x)}{\omega\mu}} \tag{B.5}$$

ここで，ω は角周波数，ρ は導電率，μ は透磁率である．ここで角周波数はターゲットを圧縮する速度を 4 ns よりその逆数から算出し有効周波数を 100 MHz とした．また，透磁率は真空の透磁率 μ_0 を用いた．つまり必要となる保護ホイルの厚みは，

$$\int_0^x \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu}} dx \ > \ 0.1 \tag{B.6}$$

となり，これを解くと

$$\sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu}} \triangle x \ > \ 0.1 \tag{B.7}$$

となる．この条件を満たす電気抵抗の高い材料が必要となる．材料として金を用いた場合，X 線からの吸収率が高く輻射からサンプル領域を守るための箔の厚さは薄くできるが，金の抵抗率 (2.2×10^{-8} Ωm) が低いため，磁場が十分にサンプル領域に浸入することができない．そのため本実験ではより高抵抗かつ X 線からサンプル領域を保護できる材料として厚さ 10 μm のニクロムを使用した．ニクロムの抵抗率は 1.5×10^{-8} Ωm であり，表皮深さは 16 μm となる．

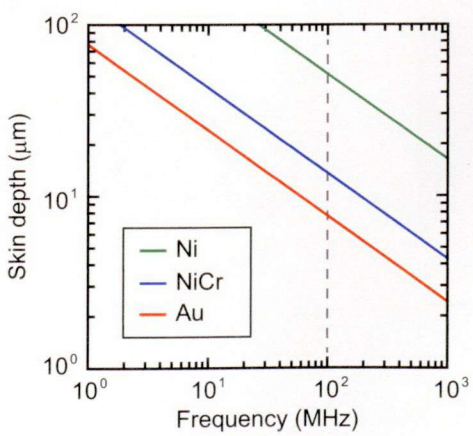

図 B.4 導電率による表皮深さの違い．

B.3.2 一次元流体シミュレーションによる保護ホイルの評価

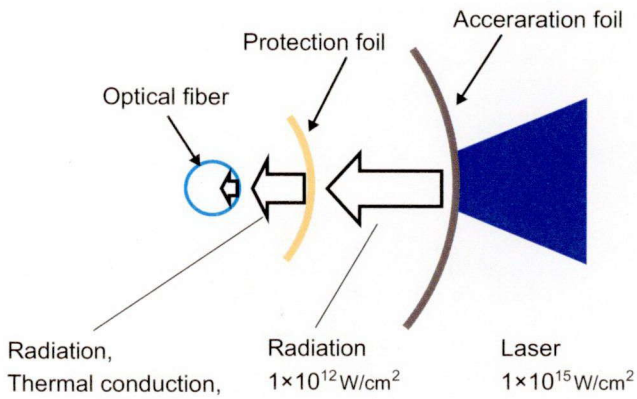

図 B.5 加速ホイルと保護ホイルからの輻射の概略図.

加速ホイルの裏面からの輻射や圧縮用レーザーの漏れ光により保護ホイルが加熱された場合，サンプル領域の加熱が起こらないか一次元流体シミュレーションを用いて評価を行った．加速ホイルを 5×10^{14} W/cm^2 のレーザー強度で照射した場合，その裏面から高エネルギーの放射線が発生する．このとき放射線のエネルギーは数十 eV となり保護ホイルの加熱及びプラズマ化するには十分のエネルギーである．図 B.6 にターゲットの一次元の流体シミュレーションの結果を示す．縦軸は空間，横軸は時間であり，レーザーは画像上方向から照射されている．円筒形を仮定し，漏れ光として 10^{12} W/cm^2 の強度のレーザーが保護ホイルに照射されるように設定した．図 B.6 にシミレーションより得られた結果を示す．縦軸は空間，横軸は時間である．シミュレーションの結果，保護ホイルが加熱されプラズマの膨張がキャビティ内で発生しているのが確認できる．また，保護ホイルの表面からの膨張は圧縮ホイルの圧縮速度よりも速い．保護ホイルは最初の 2 ns は加速ホイル側に膨張しているものの，加速ホイルの圧縮する力のほうが大きいため，キャビティが圧縮されている様子が確認できる．結果として，加速ホイル裏面からの輻射や漏れ光から本実験で用いるターゲット条件でサンプル領域を熱から保護しながら種磁場を圧縮できることを確認した．

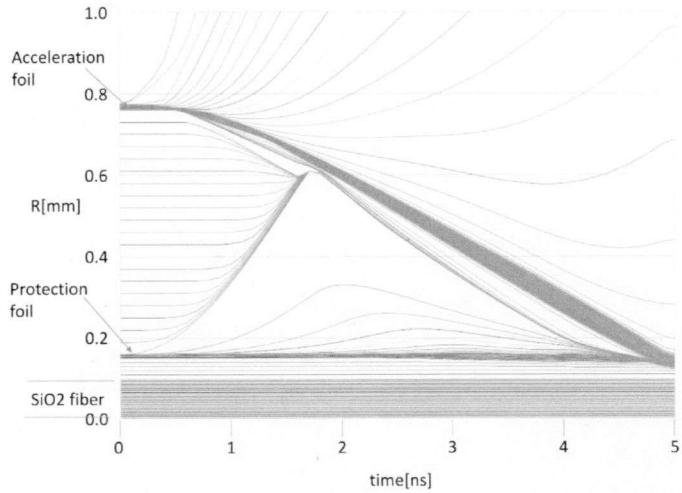

図 B.6 一次元流体シミュレーションによるターゲット圧縮の時間発展

B.4　ファラデー効果を用いた磁場強度測定

ファラデー効果は物質中を磁場と同じ方向に直線偏光がした光が進行するとき，その偏光の方向が，光の進行と共に回転する現象である．この回転はファラデー回転と呼ばれ，回転角が磁場に比例する．物質中に磁場を加え，これと同じ方向に直線偏光した光を入射する．この偏光方向はポラライザーによって決定される．偏光の方向は，光が物質中を進行するにつれて回転する．媒質の長さを L，磁界を H とすると回転角度 θ は，

$$\theta = VHL \tag{B.8}$$

と表される．ここで V はヴェルデ定数である．試料を出た光はその後ろに置かれた偏光子を通り直線偏光の成分を測定する．このときの光の強度は

$$I = I_0 \cos^2(\theta + \alpha) \tag{B.9}$$

と表され，磁場の増加とともに振動的に変化する．ここで I_0 は磁場を印加する前の光の強度，α は試料前後の 2 つの偏光子の偏光角度の差である．旋光の向きは磁場の進行方向に対して右ネジ方向が正とする．図 B.7 のように直線偏光した光を入射した場合，磁場の方向に対して右に回転する．旋光した光の直線成分のみを透過させる偏光子を透過すると，その透過率は $\cos^2\theta$ となる．本実験ではコア径 100 μm とクラッド径 110 μm からなる石英ガラスファイバーを用いた．長さは 1.9 mm である．また，プローブ 532 nm に対するヴェルデ定数は 2.05×10^{-2} min./Oe・cm である．

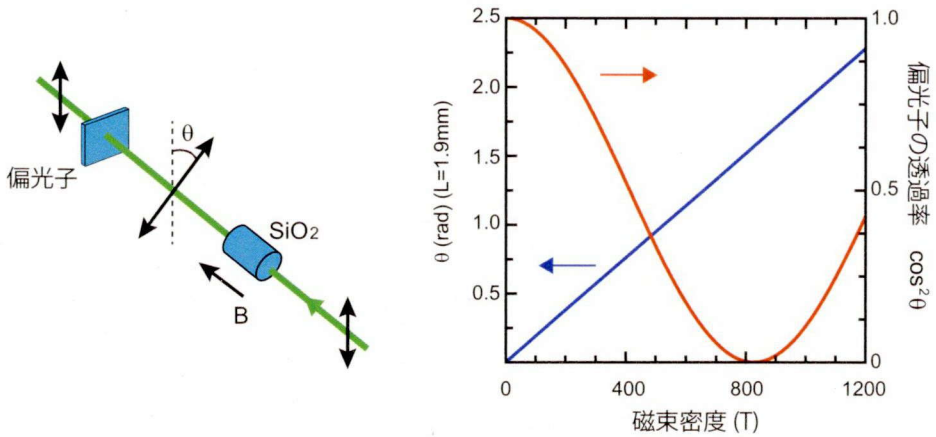

図 B.7 ファラデー回転の概略図

B.5 超強磁場生成実験

本実験は大阪大学レーザーエネルギー学研究センター激光 XII 号の HIPER を用いて行った．レーザーの集光径は 500 μm，波長は ND ガラスレーザーの発信波長 1053 nm の 3 倍高調波である 351 nm である．レーザー強度 10^{15} W/cm^2，パルス幅は 0.5 ns である．また，超強磁場計測用プローブレーザーは YAG レーザー中心波長 532 nm，パルス幅は 6 ns である．

図 B.8 に実験セットアップの概略図を示す．YAG レーザーは LTSG 動作用のレーザーとシャドーイメージ，ファラデー回転の計測用に 2 つのビームに分けられる．プローブレーザーはポラライザーを通り直線偏光にされた後，コイルの中空部を通過しながら画像転送できるようにチャンバー内に設置した焦点距離 200 mm のレンズを通過し，ターゲット中心で一度集光される．コイルの内側を通ったプローブ光は再び焦点距離 200 mm のレンズを通り平行光に戻される．チャンバーから出てきたプローブ光は図 B.8 に示すようにレンズ，ミラー，フィルターを通り各計測器で計測する．プローブ光を使った計測にはファラデー回転の時間発展を取得するための一次元高速時間分解能カメラ (ストリークカメラ) を使用した．またターゲットの圧縮画像を取得するために高感度 CCD カメラ (Intensified CCD : ICCD) を 2 台用いた．ICCD の前にはゲート幅 1 ns をもったシャッターを設置することでプローブ光よりも短い積算イメージを取得できるようにしている．

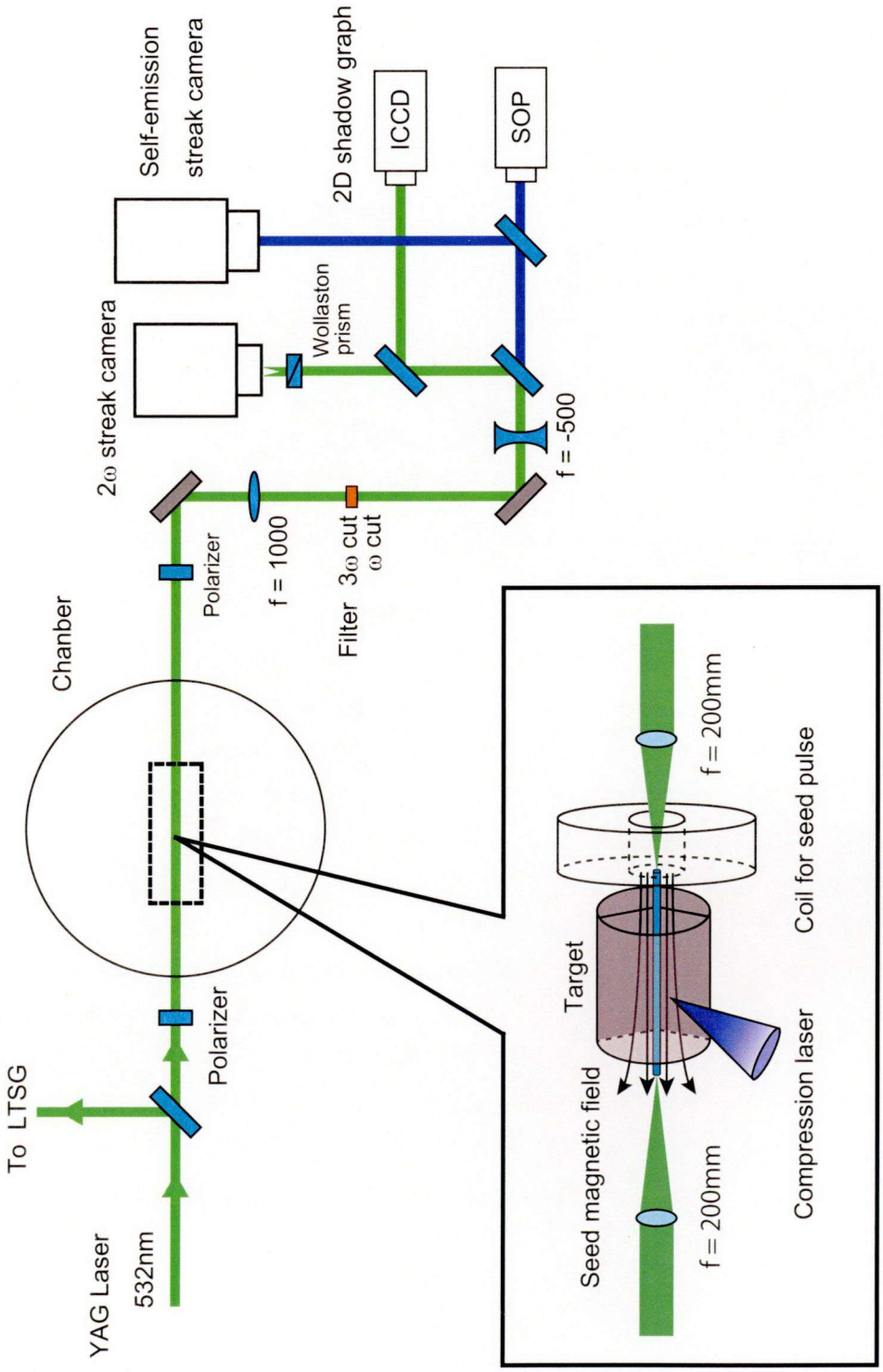

図 B.8 実験セットアップ.

B.5.1 ターゲットの圧縮の評価

図 B.9 は ICCD カメラで取得したレーザー照射により圧縮されているターゲット画像である．それぞれのイメージはプローブ光 1 ns の積算イメージであり，それぞれ違う時間に取得したものである．また，圧縮用レーザーは画像の右側から照射されている．図中のドット線は初期のキャビティーの位置を示している．図 B.9 から分かるように圧縮ホイルは均等に内側に圧縮されているのが確認できる．さらには，保護ホイルの表面が大きく膨張している様子も確認することができる．保護ホイルは加速ホイルの圧縮速度に比べ 2〜3 倍の速度で膨張していることが分かる．これは加速ホイルの裏面からの輻射や圧縮用レーザーの漏れ光のアブレーションにより膨張しているものだと考えられる．

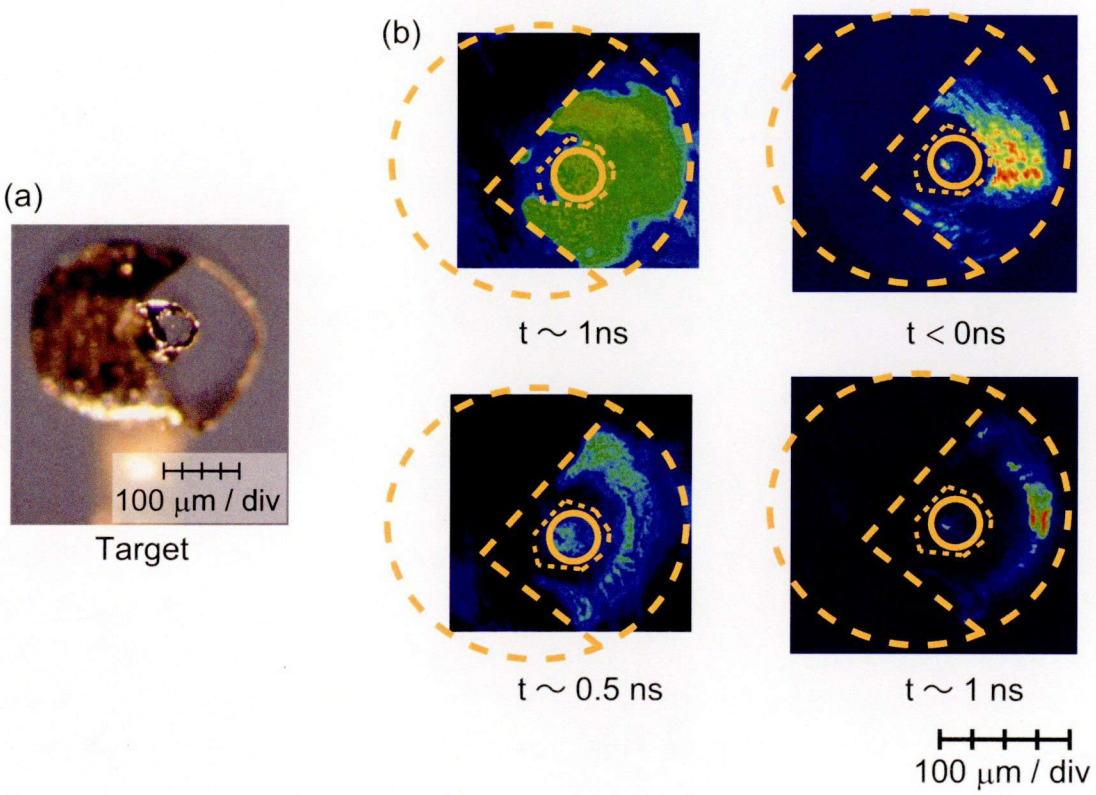

図 B.9 キャビティの圧縮の二次元イメージ．(a) ターゲットの写真．(b) 各時間におけるターゲットの二次元画像．

また，ストーリークカメラから得られた結果を図 B.10 に示す．レーザー照射と同時に加速ホイル裏面より発生した放射線により，保護ホイルが加熱され，キャビティ内へプラズマが膨張している様子が確認できる．一方，加速ホイルは 5 ns あたりから圧縮用レーザーにより，キャビティ内に圧縮されていく様子が確認できる．保護ホイルから吹き出したプラズマも加速ホイルと共に圧縮さている．よって，レーザーアブレション圧力により，膨張したプラズマも加速ホイルに押されなが

らキャビティが圧縮されていることが実験的に確認した．

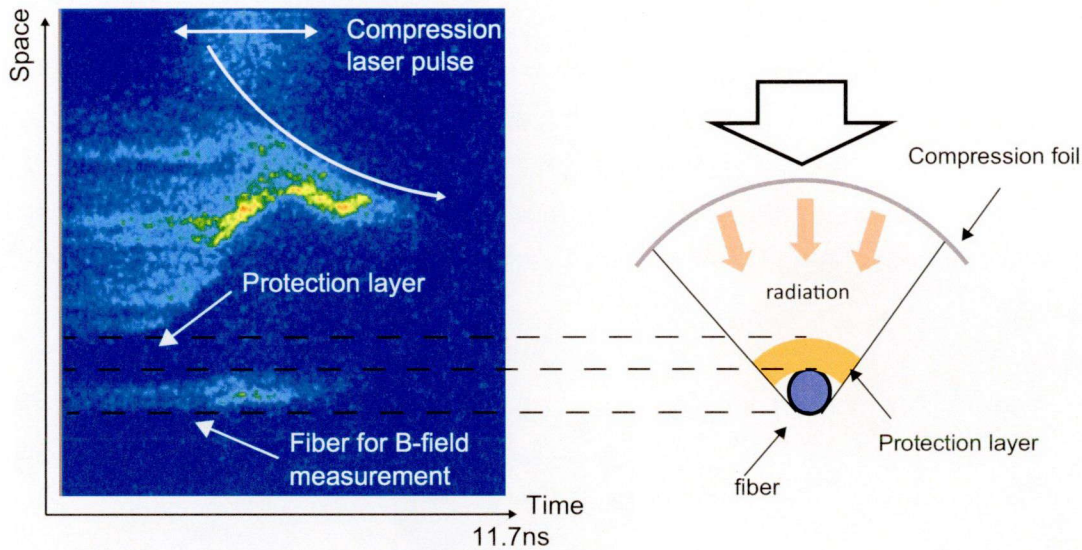

図 B.10 キャビティの圧縮の一次元時間発展イメージ．

B.5.2　ファラデー回転による超強磁場生成の評価

図 B.11(a) にサンプル領域に設置した石英ファイバーの透過光の強度変化を示す．I_1 は入射する光と同軸の偏光の光の強度であり，I_2 はもう一方の偏光である．圧縮前は I_1 の信号を最大，I_2 を最小にして計測を行った．図 B.11(a) はプローブ光の偏光の強度変化を見るために $\mathrm{Y} = (I_1 - I_2)/(I_1+I_2)$ の式でプロットしたものである．これは $\cos 2\theta = (\mathrm{Y}+1)/2 + \delta$ に従って変化する．ここでの θ は偏光の回転角であり磁束密度に線形に変化する．マルチモードで石英ファイバー中を光が伝搬するため 5 パーセント以下の偏光解消光 δ が存在する．図 B.11(b) に偏向の変化を式 (B.8) に代入して求めた磁場の時間変化を示す．図 B.11 から分かるようにキャビティの圧縮速度は一定でないことが分かる．また，圧縮が始まって早い時間の 5.5 ns で弾むような構造が確認できる．最大の磁束密度はキャビティからサンプル領域の壁までの距離で決定される．このターゲットデザインでは半径の 1/4 となる．計測された最大磁束密度〜300 T は $1/\mathrm{r}^2$ と一致する．圧縮の間，透過する光は減衰している．この原因は光あ散乱あるいは，保護ホイルを透過した光による加熱によるものだと考えられる．

同じレーザー条件でより大きな磁場を得るためにはより半径の大きなキャビティのターゲットにレーザーを照射する必要がある．より大きな磁場を得るために半径 770 μm の大きなキャビティの

ターゲットを用いた．サンプル領域は図 B.11 に示したターゲットと同じサイズである．ターゲット半径から見積もられる圧縮割合は前回のターゲットに比べて 6.9 倍期待できる．前実験と同様にファラデー回転により磁場を測定した結果を図 B.12 に示す．その結果，最大磁束密度 817 テスラの超強磁場生成に成功した [12]．これは初期磁場 20 テスラと圧縮率から計算される磁場の値とほぼ一致する．

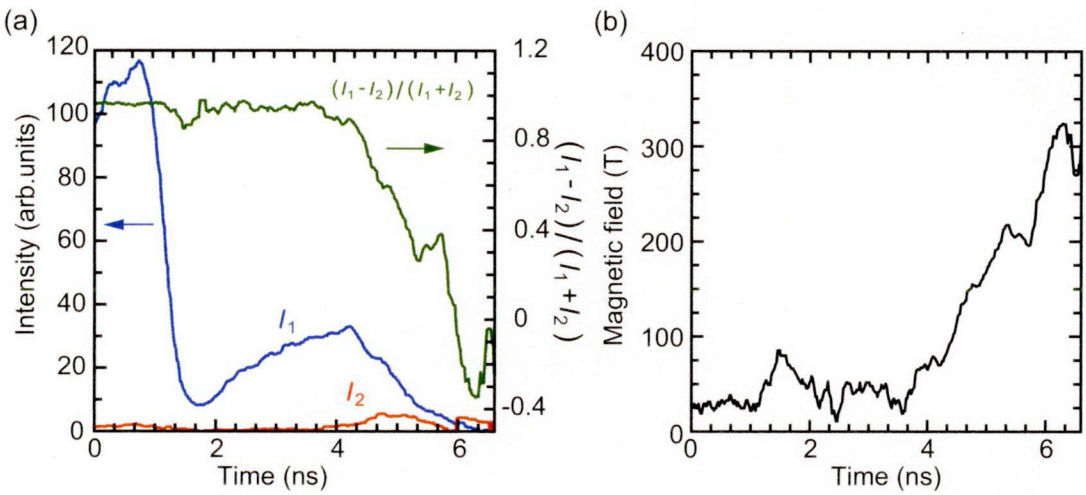

図 B.11 キャビティ径 400 μm ターゲットにおける (a) 偏光の時間変化と (b) 磁場の時間変化．

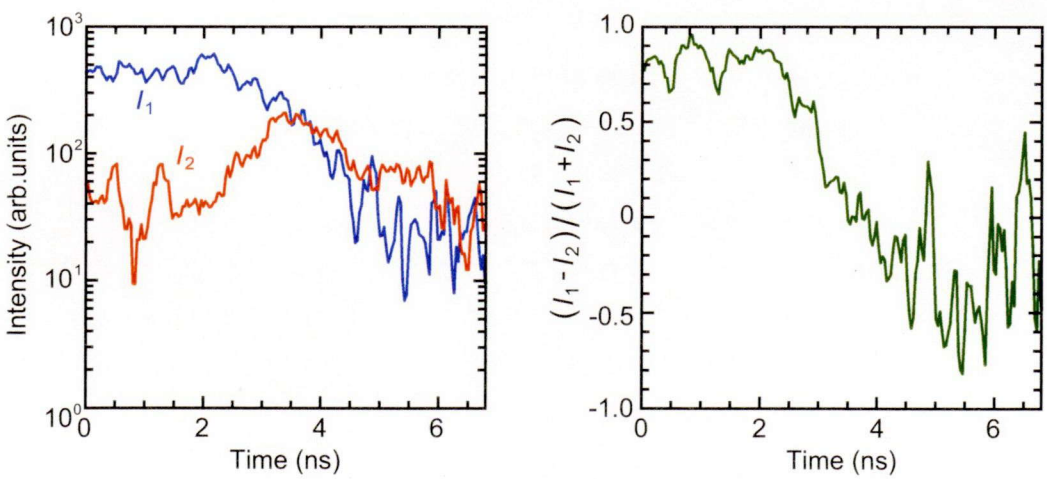

図 B.12 キャビティ径 770 μm ターゲットにおけるファラデー回転による光強度の時間変化．

また，図 B.12 より，ターゲットのスムーズな圧縮ができていないことが分かる．これは大きなキャビティと小さキャビティどちらにおいても観測されている．これはターゲット設計の問題では

なく衝撃波と膨張プラズマからの磁場の透過が影響していると考えられる.

また，この磁場大きさはのマクスウェル応力から考えるとレーザーアブレーション圧力の 1 パーセント程度の値となるため，今後の研究においてキャビティの半径を大きくするか，サンプル領域を小さくすることで圧縮領域を大きくし，さらなる超強磁場を得ることができる可能性がある.

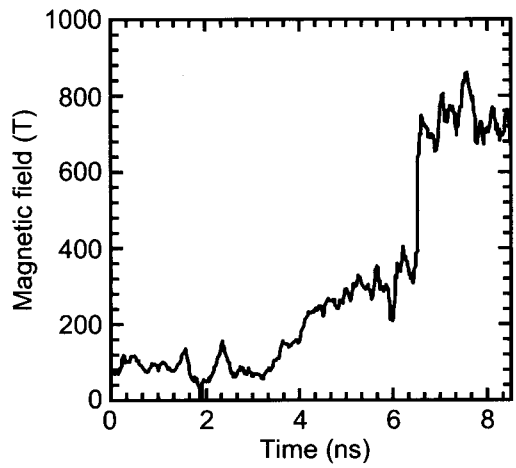

図 B.13 キャビティ径 770 μm ターゲットにおける磁場の時間変化.

B.6　まとめ

本研究ではマイクロパルスパワーにより生成される種磁場をレーザーアブレーション圧力を用いて，サンプル領域を低温の状態かつ横からの観測系を保った状態での超強磁場生成を行った.

まず，レーザーアブレーションによる超強磁場生成の原理について述べた．ターゲットの設計では加速ホイル，保護ホイル，サンプル領域の石英ファイバーの重要性について述べた.

また，一次元流体シミュレーションからサンプル領域が低温に保つための保護ホイルの重要性について示した．超強磁場生成実験ではファラデー回転により磁場の時間変化を計測した．本実験の結果，最大で 817 テスラの超強磁場生成に成功した．また 700 T 以上の磁場は 1.5 ns 持続していることを示し，他のレーザーを用いた圧縮法に比べ長時間低温状態で圧縮できていることを示した．低温状態で数 ns 続く超強磁場は現在なく，今後この超強磁場を用いて物性の研究に利用できる可能性がある.

参考文献

[1] F. Herlach, and N. Miura, High Magnetic Fields: Science and Technology, Vol. 1 (World Scientific, Singapore, 2003).

[2] E. C. Cnare, "Magnetic Flux Compression by Magnetically Imploded Metallic Foils," Jounal of Applied Physics **37**, 3812 (1966).

[3] C. H. Mielke, and B. M. Novac, "Experimental and Numerical Studies of Megagauss Magnetic-Field Generation at LANL-NHMFL," IEEE Transaction on Plasma Science **38**, 8 (2010).

[4] Yu. B. Kudasov, A. I. Bykov, M. I. Dolotenko, N. P. Kolokol ' chikov, M. P. Monakhov, I. M. Markevtsev, V. V. Platonov, V. D. Selemir, O. M. Tatsenko, and A. V. Filippov, "Semiconductor metal transition in FeSi in an ultrahigh magnetic field," Journal of Experimental and Theoretical Physics **89**, 960 (1999).

[5] A. S. Dzurak, B. E. Kane, R. G. Clark, N. E. Lumpkin, J. O 'Brien, G. R. Facer, R. P. Starrett, A. Skougarevsky, H. Nakagawa, N. Miura, D. G. Rickel, J. D. Goettee, L. J. Campbell, C. M. Fowler, C. Mielke, J. C. King, W. D. Zerwekh, D. Clark, B. D. Bartram, M. von Ortenberg, F. Herlach, H. Yokoi, A. I. Bykov, O. M. Tatsenko, V. V. Platonov', E. E. Mitchell, J. Hermann, K. H. Muller, K. D. Maranowski, and A. C. Gossard, "Low-temperature transport measurements of superconductors and semiconductors in magnetic fields to 800 T," Physica B **246**, 40,(1998).

[6] J. A. Stamper, K. Papadopoulos, R. N. Sudan, S. O. Dean, and E. A. McLean, "Spontaneous Magnetic Fields in Laser-Produced Plasmas," Physical Review Letters **26**, 1021 (1971).

[7] U. Wagner, M. Tatarakis, A. Gopal, F. N. Beg, E. L. Clark, A. E. Dangor, R. G. Evans, M. G. Haines, S. P. D. Mangles, P. A. Norreys, M. S. Wei, M. Zepf, and K. Krushelnick, "Laboratory measurements of 0.7 GG magnetic fields generated during high-intensity laser interactions with dense plasmas," Physical Review E **70**, 026401 (2004).

[8] S. Kahaly, S. Mondal, G. R. Kumar, S. Sengupta, A. Das, and P. K. Kaw, "Polarimetric detection of laser induced ultrashort magnetic pulses in overdense plasma," Physics of Plasmas **16**, 043114 (2009).

[9] J. P. Knauer, O. V. Gotchev, P. Y. Chang, D. D. Meyerhofer, O. Polomarov, R. Betti, J. A. Frenje, C. K. Li, M. J. E. Manuel, R. D. Petrasso, J. R. Rygg, and F. H. Seguin, "Compressing magnetic fields with high-energy lasers," Physics of Plasmas **17**, 056318 (2010).

[10] N. Miura, H. Nojiri, P. Pfeffer, and W. Zawadzki, "Cyclotron resonance of conduction electrons in GaAs at very high magnetic fields," Physical Review B **55**, 13598 (1977).

[11] S. Takeyama, H. Sawabe, and E. Kojima, "Recent Developments of the Electro-Magnetic Flux Compression," Journal of Low Temperature Physics, **159**, 328 (2010).

[12] H. Yoneda, T. Namiki, A. Nishida, R. Kodama, Y. Sakawa, Y. Kuramitsu, T. Morita, K. Nishio, and T. Ide, "Strong Compression of a Magnetic Field with a Laser-Accelerated Foil," Physical Review Letters **109**, 125004 (2012).